



Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης
Πολυτεχνείο Κρήτης
Χανιά, Κρήτη

Μεταπτυχιακή Διατριβή για τη μερική ικανοποίηση των απαιτήσεων του ΠΜΣ με τίτλο «Συστήματα Παραγωγής» της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης

« Μελέτη της δυνατότητας εκμετάλλευσης της ενέργειας των σωματιδίων άλφα (${}^4\text{He}$), που παράγονται από αντιδράσεις σύντηξης »

Επιβλέπων Καθηγητής : Σταύρος Μουσταϊζής

Εξεταστική Επιτροπή :

Κονσολάκης Μιχαήλ, Αναπληρωτής Καθηγητής

Κανέλλος Φώτιος, Επίκουρος Καθηγητής

Σεπτέμβριος 2018

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Με την παρούσα μεταπτυχιακή διατριβή, ολοκληρώνεται ο κύκλος των μεταπτυχιακών μου σπουδών και ανοίγει ένας νέος κύκλος, αυτός των διδακτορικών σπουδών. Η εμπειρία που αποκόμισα από αυτό το «ταξίδι» είναι το ότι θα πρέπει να μην παύουμε ποτέ να πιστεύουμε στις δυνάμεις μας και ότι η δύναμη της θέλησης μας οδηγεί πάντα στον επιθυμητό προορισμό. Όλα είναι δυνατά, ακόμη και τα πλέον ακατόρθωτα, αρκεί να το πιστέψουμε.

Σε αυτά τα πλαίσια, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον κύριο επιβλέπων της μεταπτυχιακής μου διατριβής, τον κύριο Σταύρο Μουσταϊζή, Αναπληρωτή Καθηγητή του Εργαστηρίου Δομής της Ύλης και Φυσικής Λέιζερ της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης. Τον ευχαριστώ θερμά γιατί πίστεψε σε εμένα από την πρώτη στιγμή, στάθηκε δίπλα μου στις δύσκολες στιγμές που θέλησα να τα παρατήσω αλλά και στα προβλήματα μου, και δε δίστασε να μου αναθέσει την εκπόνηση της παρούσας μεταπτυχιακής διατριβής.

Ευχαριστίες οφείλω και στους κυρίους Μιχαήλ Κονσολάκη, Αναπληρωτή Καθηγητή της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης, και Φώτιο Κανέλλο, Επίκουρο Καθηγητή της ίδιας σχολής, που μετά χαράς δέχτηκαν να συμμετέχουν στην επιτροπή εξέτασης της μεταπτυχιακής μου διατριβής και υπήρξαν συνεργάσιμοι.

Όμως, ευχαριστίες οφείλω και στην οικογένεια μου, στους γονείς μου Μαρία και Χρήστο, όπως και στους πνευματικούς μου γονείς, Ελένη Βορεινάκη και Γιώργο Βαρβαντάκη, που είναι πάντα δίπλα μου, αρωγοί των προσπαθειών μου. Χωρίς τη συμβολή και τη στήριξη αυτών, το «ταξίδι» αυτό δεν θα είχε φτάσει ποτέ ως εδώ.

Τέλος, ένα μεγάλο ευχαριστώ και στις φίλες μου, Φαίη, Φρόσω, Ιωάννα, Σοφία, καθώς και στο Μαρίνο, που είναι πάντα εκεί και με στηρίζουν.

And remember..... Every day is a beautiful day to be alive!

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η σύντηξη ελαφρών σχετικά πυρήνων (μικρού ατομικού αριθμού) αποτελεί την μέθοδο παραγωγής καθαρής ενέργειας, για την ηλεκτροπαραγωγή μεγάλης κλίμακας. Η ευρωπαϊκή δραστηριότητα υλοποιείται μέσω της Euratom και πρόσφατα της EUROfusion, που εμφανίζει παγκόσμια πρωτοπορία τόσο σε ερευνητικό όσο και σε τεχνολογικό επίπεδο, λόγω της κατασκευής και λειτουργίας μαγνητικών μηχανών σύντηξης (*Tokamak*), όπως το *JET* αλλά και η υπό κατασκευή μεγάλη μηχανή μαγνητικής σύντηξης *ITER*, στη Γαλλία, κόστους μερικών δεκάδων δισεκατομμυρίων ευρώ.

Στα βασικά πλεονεκτήματα της σύντηξης συγκαταλέγονται η κατανάλωση μικρών ποσοτήτων καυσίμου που υπάρχει άφθονο στη φύση, αλλά και το ότι τα προϊόντα της δεν επιβαρύνουν το περιβάλλον, με αποτέλεσμα την αποφυγή εκπομπών αερίου του θερμοκηπίου (*Greenhouse Gases - GHGs*). Οι μηχανές σύντηξης λειτουργούν κυρίως με τα δύο βαρύτερα ισότοπα του υδρογόνου, το Δευτέριο (*D*) και το Τρίτιο (*T*). Ωστόσο, μπορούν να χρησιμοποιηθούν και άλλα «καύσιμα», όπως το Υδρογόνο (*H*) με το ^{11}B (Βόρειο ^{11}B).

Για την επίτευξη μίας αντιδράσεως σύντηξης, δύο πυρήνες, που έχουν την τάση να απωθούν ο ένας τον άλλον, όντας και οι δύο θετικά φορτισμένοι, πρέπει να έρθουν αρκετά κοντά μεταξύ τους. Για το σκοπό αυτό, και προκειμένου να ξεπεραστεί το φράγμα των απωστικών δυνάμεων *Coulomb*, απαραίτητη καθίσταται η παροχή ενός μεγάλου ποσού ενέργειας στην αντίδραση σύντηξης. Η πιθανότητα πυρηνικών δυνάμεων σύντηξης και κατά συνέπεια η παραγωγή ωφέλιμης καθαρής ενέργειας, ποσοτικοποιείται μέσω της παραμέτρου «*cross section* (ενεργός διατομή)» της αντίδρασης. Η τελευταία αποτελεί το βασικό κριτήριο επιλογής του χρησιμοποιούμενου «καυσίμου» υλικού σύντηξης.

Τις δύο μεγαλύτερες προκλήσεις, όσο να αφορά την έρευνα που πραγματοποιείται γύρω από τη σύντηξη, αποτελούν: 1) Η θέρμανση του καυσίμου σύντηξης σε αρκετές δεκάδες εκατομμύρια βαθμούς (δεκάδες με εκατοντάδες *keV* ανάλογα με την αντίδραση σύντηξης), και 2) Η μεθοδολογία περιορισμού (μαγνητική ή αδρανειακή) του υψηλής θερμοκρασίας καυσίμου σύντηξης. Οι λύσεις στις δύο προαναφερθείσες μεθόδους σύντηξης είναι εντελώς διαφορετικές, και στη διεθνή βιβλιογραφία αναφέρονται με τους όρους που αναφέραμε παραπάνω, δηλαδή τη μαγνητική και την αδρανειακή σύντηξη. Διεθνώς, για δύο είδη καυσίμων γίνεται κυρίως θεωρητική και πειραματική έρευνα. Αυτά είναι 1) Τα βαριά ισότοπα του Υδρογόνου (*D*) – (*T*) και 2) Το υδρογόνο με το ^{11}B Βόρειο.

Μεταξύ των λεγόμενων «προηγμένων καυσίμων σύντηξης», η αντίδραση πυρηνικής σύντηξης Υδρογόνου (*p*) – ^{11}B Βορείου είναι αυτή στην οποία, τα προϊόντα της σύντηξης, είναι μόνο φορτισμένα σωματία άλφα (^4He). Συγκεκριμένα, σε κάθε αντίδραση σύντηξης $p - ^{11}\text{B}$ παράγονται 3 πυρήνες ^4He , με ολική κινητική ενέργεια στα 8.7 *MeV* (2.9 *MeV* το κάθε σωματίο άλφα). Τα φορτισμένα σωματία άλφα μπορούν να μετατραπούν σε ηλεκτρικό ρεύμα, με κατάλληλες διατάξεις που προτείνονται στην βιβλιογραφία. Η μέγιστη τιμή του «*cross section*» της διαδικασίας $p - ^{11}\text{B}$, αντιστοιχεί σε ενέργεια κέντρου μάζας των αντιδρώντων, ανάμεσα στα 350 – 450 *keV*.

Οι δύο βασικοί λόγοι, για τους οποίους η εν λόγω αντίδραση σύντηξης εμφανίζεται ιδιαίτερα ελκυστική, είναι οι εξής: 1) Δε σημειώνεται παραγωγή νετρονίων (ανετρονική αντίδραση σύντηξης) και κατά συνέπεια δεν υπάρχει το πρόβλημα της ραδιοπροστασίας

και της ενεργοποίησης (*activation*) του θαλάμου σύντηξης και 2) Παράγονται τρία φορτισμένα σωματία άλφα (${}^4_2\text{He}$) σε κάθε αντίδραση σύντηξης. Σε αντίθεση, η παραγωγή καθαρής ενέργειας από τα ισότοπα του Υδρογόνου ($(D) - (T)$), πραγματοποιείται μέσω των νετρονίων, σε ειδικά διαμορφωμένα χιτώνια που περιβάλλουν τον θάλαμο σύντηξης. Η αντίδραση σύντηξης ($(D) - (T)$) παράγει τέσσερις φορές περισσότερη ραδιενέργεια συγκριτικά με τους αντιδραστήρες σχάσης ουρανίου, λόγω των παραγόμενων νετρονίων. Επίσης, σε κάθε αντίδραση σύντηξης ($(D) - (T)$) παράγεται ένα φορτισμένο σωματίο άλφα (${}^4_2\text{He}$).

Τα φορτισμένα σωματία άλφα (${}^4_2\text{He}$), που παράγονται μέσω των αντιδράσεων σύντηξης ($(D) - (T)$) και $p - {}^{11}_5\text{B}$, μεταφέρουν κινητική ενέργεια της τάξης του MeV , η οποία μπορεί να καταστεί εκμεταλλεύσιμη και να προστεθεί στην τελική παραγόμενη καθαρή ενέργεια, από τις μηχανές σύντηξης. Δεδομένου ότι η χρήση των ισωτόπων του Υδρογόνου ($(D) - (T)$), σε πειράματα, δεν είναι εύκολη, για τεχνικούς και οικονομικούς λόγους, η χρήση της αντίδρασης $p - {}^{11}_5\text{B}$ εμφανίζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον και προτείνεται στην παρούσα διατριβή, για τη μελέτη της αλληλεπίδρασης των φορτισμένων σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$) με υλικά.

Η αντίδραση σύντηξης $p - {}^{11}_5\text{B}$ μπορεί να πραγματοποιηθεί με την χρήση μίας δέσμης πρωτονίων, παραγόμενης από μία δέσμη *laser* ή έναν επιταχυντή. Η χρονική εξέλιξη των δημιουργούμενων σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), όπως επίσης και η τελική τους ενέργεια κατά την έξοδο τους από το στερεό στόχο ${}^{11}_5\text{B}$, εξαρτάται από τις αρχικές τιμές των φυσικών παραμέτρων, τόσο της δέσμης των πρωτονίων, όσο και της θέσης (του βάθους) παραγωγής τους στον στόχο του ${}^{11}_5\text{B}$. Στη διεθνή βιβλιογραφία υπάρχει σειρά πειραμάτων παραγωγής φορτισμένων σωματιδίων άλφα, από την αλληλεπίδραση μίας δέσμης πρωτονίων με στερεούς στόχους ${}^{11}_5\text{B}$. Σε όλα τα πραγματοποιηθέντα πειράματα, τα πρωτόνια έχουν παραχθεί με βραχύχρονους παλμούς *laser*.

Στα πλαίσια της παρούσας μεταπτυχιακής διατριβής, θα διενεργηθεί βιβλιογραφική έρευνα που αφορά : 1) Την παραγωγή σωματιδίων άλφα από αντιδράσεις σύντηξης, 2) Το ενδιαφέρον που προκύπτει, για την εκμετάλλευση της ενέργειας τους, συμπληρωματικά για την παραγωγή καθαρής ενέργειας. Επίσης, θα γίνει μελέτη της αλληλεπίδρασης δέσμης πρωτονίων με στερεό στόχο και ιδιαίτερα για στερεό στόχο ${}^{11}\text{B}$ Βορείου και θα εφαρμοστούν γνωστά φυσικά - μαθηματικά μοντέλα που αφορούν: (3) Το «βάθος διείσδυσης - *penetration depth*» των σωματιδίων (πρωτονίων) στο στόχο και την παραγωγή των άλφα σωματιδίων σαν συνάρτηση του βάθους, 4) Την εξαγωγή των άλφα από το στερεό στόχο με την αντίστοιχη κινητική τους ενέργεια, και 5) Θα γίνει εκτίμηση της εναποτιθέμενης ενέργειας των παραγόμενων άλφα σωματιδίων ενδεικτικά σε υλικό. Τα αποτελέσματα της μελέτης αυτής θα επιτρέψουν την περιγραφή των απαραίτητων πειραματικών μεταβλητών, για πειραματική πρόταση που θα αφορά τη μελέτη της αλληλεπίδρασης των δημιουργούμενων άλφα σωματιδίων, με υλικά.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η δομή της παρούσας μεταπτυχιακής διατριβής χωρίζεται σε τέσσερα (4) βασικά κεφάλαια. Συγκεκριμένα :

Στο 1^ο Κεφάλαιο γίνεται εισαγωγή στις βασικές αντιδράσεις σύντηξης, τις συνθήκες που τις διέπουν, το ρόλο τους στην ηλεκτροπαραγωγή μεγάλης κλίμακας και τις υπάρχουσες μεθόδους πραγματοποίησης σύντηξης (μαγνητικός περιορισμός, αδρανειακός περιορισμός, σύντηξη δέσμης – στόχου, σύντηξη δέσμης – δέσμης κ.ο.κ).

Στο 2^ο Κεφάλαιο παρουσιάζεται σε θεωρητικό επίπεδο η αντίδραση σύντηξης, που θα μελετηθεί στο σύνολο της στην παρούσα μεταπτυχιακή διατριβή. Η αντίδραση αυτή δεν είναι άλλη από την $p - {}^{11}_5B$, η οποία είναι ανετρονική, δηλαδή δεν παράγει νετρόνια στα προϊόντα της, όπως ήδη αναφέρθηκε στην εισαγωγή, παραπάνω. Η διάταξη της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$ που θα μελετηθεί, περιλαμβάνει την παραγωγή μίας δέσμης πρωτονίων από ένα βραχύχρονο παλμό *laser*, και την πρόσπτωση της σε έναν στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, ο οποίος βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου ($20\text{ }^{\circ}C$). Συνεπώς, στο 2^ο Κεφάλαιο, σκόπιμη κρίνεται και η βιβλιογραφική έρευνα γύρω από την επιτάχυνση ιόντων (πρωτονίων) με *laser* και τους στόχους B , που έχουν χρησιμοποιηθεί κατά καιρούς σε πειράματα σύντηξης δέσμης ιόντων (πρωτονίων) – στόχου.

Στο 3^ο Κεφάλαιο παρουσιάζονται αρχικά σε θεωρητικό πλαίσιο, οι πιθανές μορφές της αλληλεπίδρασης μίας δέσμης πρωτονίων με έναν στερεό στόχο. Σε επόμενο στάδιο, υπολογίζονται μεγέθη, όπως η ειδική απώλεια ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων και το βάθος διείσδυσης (*penetration depth*) της, εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5B$. Επειδή όμως μας ενδιαφέρει η μελέτη της περιοχής ενεργειών, όπου η τιμή της «ενεργούς διατομής (cross section)» της αντίδρασης σύντηξης φτάνει τη μέγιστη της τιμή, επιλέχθηκε η μελέτη δεσμών πρωτονίων με ενέργεια κέντρου μάζας $E_K(0)$, ανάμεσα στα 400 keV και τα 850 keV και ενός στόχου ${}^{11}_5B$, με μηδενική ενέργεια κέντρου μάζας, εφόσον βρίσκεται σε ισορροπία σε θερμοκρασία δωματίου. Σε όλες τις περιπτώσεις υπολογισμών, γίνεται χρήση υπαρχόντων μαθηματικών – φυσικών μοντέλων (εξισώσεις *Bethe – Bloch*, κώδικες *Monte Carlo*), από τη διεθνή βιβλιογραφία. Στην τελευταία παράγραφο του 3^{ου} Κεφαλαίου παρουσιάζονται οι γραφικές αναπαραστάσεις της ειδικής απώλειας των δεσμών πρωτονίων, σαν συνάρτηση του βάθους διείσδυσης τους εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5B$.

Στο 4^ο Κεφάλαιο, έχοντας ολοκληρώσει τη μελέτη της αλληλεπίδρασης της δέσμης των πρωτονίων με το στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, για όλες τις εξεταζόμενες περιπτώσεις ενέργειας κέντρου μάζας της δέσμης των πρωτονίων $E_K(0)$, γίνεται προσδιορισμός του αριθμού των φορτισμένων σωματίων άλφα, που παράγονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις $p - {}^{11}_5B$, στο εσωτερικό του στόχου. Στη συνέχεια του κεφαλαίου, έπειτα από χρήση μαθηματικών μοντέλων, για το βάθος διείσδυσης (*penetration depth*) των σωματιδίων άλφα (4_2He) σε υλικά, γίνεται αναλυτικός υπολογισμός αυτών, που εξέρχονται τελικά από το στερεό στόχο, υπό γωνία θ ή σε ευθεία τροχιά, και καταγράφεται το ενεργειακό τους φάσμα.

Μετά την ολοκλήρωση των τεσσάρων παραπάνω Κεφαλαίων, παρατίθενται τα συμπεράσματα που εξήχθησαν, έπειτα από τη διενεργούμενη έρευνα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΙΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ

1.1. Εισαγωγή

Στις μέρες μας, η ενέργεια αποτελεί την πλέον σημαντική ανθρωπογενή ανάγκη. Τους τελευταίους αιώνες, η ενεργειακή κατανάλωση σημείωσε αύξηση, σαν αποτέλεσμα του ολοένα και αυξανόμενου πληθυσμού της Γης. Έως το 2,050, αναμένεται διπλασιασμός της παγκόσμιας καταναλισκόμενης ενέργειας, καθώς ο πληθυσμός της Γης θα ανέλθει στα εννιά δισεκατομμύρια περίπου, από τα εφτά δισεκατομμύρια, που είναι σήμερα [1].

Η διαθεσιμότητα μίας οικονομικά προσιτής πηγής ενέργειας, επέτρεψε την ανάπτυξη της ανθρωπότητας. Στην περίπτωση των ανεπτυγμένων χωρών της Ευρωπαϊκής Ένωσης, ένα άτομο καταναλώνει καθημερινά γύρω στα 4 – 5 kW ηλεκτρικής ισχύος. Τη βάση για την κάλυψη των προαναφερθέντων ενεργειακών αναγκών αποτελούν τα ορυκτά καύσιμα, τα οποία η ανθρωπότητα χρησιμοποιεί αποτελεσματικά σε μία πληθώρα τεχνολογιών. Οι συνέπειες που προκύπτουν μέσω της χρήσης των ορυκτών καυσίμων, είναι διττές: 1) Κατά πρώτον, μετά από μία αρκετά σύντομη περίοδο στην ιστορία της ανθρωπότητας, τα ορυκτά καύσιμα πρόκειται να υποστούν εξάντληση, 2) Κατά δεύτερον, η χημική σύσταση των ορυκτών καυσίμων προκαλεί αύξηση στη συγκέντρωση του διοξειδίου του άνθρακα (CO₂) της ατμόσφαιρας και ως εκ τούτου μία αλλαγή στα ποσά της ηλιακής ακτινοβολίας, που απορροφώνται από την επιφάνεια της Γης. Το τελευταίο γεγονός συνεπάγεται την ανάγκη ανάπτυξης νέων πηγών ενέργειας, που να μη δημιουργούν εκπομπές διοξειδίου του άνθρακα. Για το σκοπό αυτό, προσφέρονται τρεις δυνατότητες: οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας, η σχάση με βάση τις τεχνολογίες αναπαραγωγής και η σύντηξη [1].

Η τελευταία δυνατότητα, δηλαδή η σύντηξη, αντιπροσωπεύει μια θεμελιώδη διαδικασία στην φύση. Η πρωτογενής πηγή ενέργειας του σύμπαντος, ο Ήλιος, βασίζεται στις διεργασίες σύντηξης. Με αυτόν τον τρόπο, η σύντηξη παρέχει στον κόσμο ενέργεια τα τελευταία 13.8 δισεκατομμύρια χρόνια [1]. Ως εκ τούτου, η συγκεκριμένη τεχνολογία συγκαταλέγεται στις πιθανές βιώσιμες τεχνικές, για την ηλεκτροπαραγωγή μεγάλης κλίμακας, αν και στις μέρες μας, βρίσκεται ακόμη υπό ανάπτυξη [2].

Στα βασικά πλεονεκτήματα της σύντηξης συγκαταλέγονται η κατανάλωση μικρών ποσοτήτων καυσίμου και η αποφυγή εκπομπών αερίου του θερμοκηπίου (Greenhouse Gases - GHGs) [3]. Ωστόσο, για την εμπορική διάθεση μονάδων σύντηξης, απαραίτητη εμφανίζεται η επίτευξη δύο τουλάχιστον σημαντικών βημάτων. Το πρώτο σημαντικό βήμα αποτελεί η πραγματοποίηση του διεθνούς προγράμματος σύντηξης με τη μηχανή *ITER* (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) και το δεύτερο, η κατασκευή ενός σταθμού *Demo*, για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Επί του παρόντος, το διεθνές πείραμα *ITER* (*International Thermonuclear Experimental Reactor*), που έχει σαν βασικό στόχο την ανάδειξη της επιστημονικής - τεχνολογικής δυνατότητας της πυρηνικής σύντηξης, βρίσκεται υπό κατασκευή στο *Cadarache* της Γαλλίας, και αναμένεται να ολοκληρωθεί μέσα στο 2019 [2,4].

1.2. Μελλοντική κατανάλωση ηλεκτρικής ενέργειας

Η ενεργειακή εξοικονόμηση και απόδοση αποτελούν, τουλάχιστον για τις ανεπτυγμένες χώρες, θεμελιώδη συστατικά, σε οποιαδήποτε ενεργειακή στρατηγική. Εν τούτοις, σαν βασικό ερώτημα παραμένει το εξής: “Οι προσπάθειες ενεργειακής εξοικονόμησης και

ανάπτυξης οδηγούν όντως σε μείωση της κατανάλωσης ηλεκτρικής ενέργειας;”. Η απάντηση στο παραπάνω ερώτημα εμφανίζεται δυσχερής, για το λόγο ότι υπάρχει μεγάλη αβεβαιότητα επί του θέματος. Ωστόσο, στο παρελθόν υπήρξε ισχυρή συσχέτιση ανάμεσα στην οικονομική ανάπτυξη και την κατανάλωση ηλεκτρικής ενέργειας. Η συσχέτιση αυτή παραμένει πολύ ισχυρή ακόμη και στις μέρες μας, για την περίπτωση των αναπτυσσόμενων χωρών. Στις αναπτυσσόμενες χώρες από την άλλη πλευρά, παρουσιάζεται μία μεγαλύτερη εξάρτηση της ζήτησης πρωτογενούς ενέργειας, από την οικονομική ανάπτυξη. Το τελευταίο γεγονός δείχνει ότι η ηλεκτρική ενέργεια αποτελεί έναν τελικό ενεργειακό φορέα, που συνάδει με την οικονομική ανάπτυξη μίας χώρας. Η συσχέτιση ανάμεσα στην κατανάλωση ηλεκτρικής ενέργειας και την οικονομική ανάπτυξη έγινε επίσης αισθητή, κατά τη διάρκεια της οικονομικής κρίσης του 2009, όπου σημειώθηκε σημαντική μείωση στην κατανάλωση ηλεκτρικής ενέργειας, για τουλάχιστον έναν χρόνο [2].

Στο άμεσο μέλλον, η ηλεκτρική ενέργεια αναμένεται να διεισδύσει σε ολόένα και περισσότερους ενεργειακούς τομείς. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αυτών αποτελούν οι αντλίες θερμότητας για οικιακή θέρμανση, τα ηλεκτροκίνητα μεταφορικά οχήματα και τα προηγμένα υπολογιστικά κέντρα, στον τομέα των υπηρεσιών [2].

Έως το έτος 2,050, η ενεργειακή ζήτηση αναμένεται να υπερδιπλασιαστεί, σαν αποτέλεσμα της αύξησης του πληθυσμού της Γης. Επί του παρόντος, τα ορυκτά καύσιμα ικανοποιούν το 80 % περίπου της ενεργειακής ζήτησης, αν και ο αντίκτυπος τους στο περιβάλλον, μέσω εκπομπών αερίων του θερμοκηπίου, είναι τεράστιος. Ως εκ τούτου, οι ενεργειακές πηγές, που είναι σε θέση να αποδείξουν τη μακροπρόθεσμη βιωσιμότητα τους, καθώς και την ανεφοδιαστική τους ασφάλεια, καλούνται να αντικαταστήσουν τα συμβατικά ορυκτά καύσιμα [5].

Η σύντηξη, σαν επιλογή για την μακροπρόθεσμη παραγωγή ενέργειας, εμφανίζει πλεονεκτήματα, που όντως διασφαλίζουν τις απαιτήσεις της βιωσιμότητας και της ανεφοδιαστικής ασφάλειας. Τα πλεονεκτήματα αυτά είναι: 1) Η ευρεία διαθεσιμότητα των καυσίμων σύντηξης, 2) Η μη εκπομπή αερίων του θερμοκηπίου, 3) Η ενδογενής ασφάλεια των διαδικασιών σύντηξης, καθώς δε συνεπάγονται τη διενέργεια αλυσιδωτών αντιδράσεων και 4) Με σωστή επιλογή των υλικών, που θα χρησιμοποιηθούν στον θάλαμο της αντίδρασης σύντηξης, η προκαλούμενη ραδιενέργεια διασπάται σε λίγες δεκάδες χρόνια και σε περίπου εκατό (100) χρόνια, μετά το κλείσιμο του αντιδραστήρα [5].

Με έναν τρόπο, που σχεδόν προσεγγίζει την πυρηνική σχάση, η ενέργεια σύντηξης μπορεί να ανακουφίσει τις ήδη επιδεινούμενες κλιματολογικές αλλαγές και τις προοπτικές υπερθέρμανσης του πλανήτη, που αντιμετωπίζει σήμερα ο κόσμος μας. Σε αντίθεση με τις ανανεώσιμες πηγές ενέργειας, η σύντηξη είναι ενεργειακά πυκνή σαν διαδικασία, και άρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί, για την κάλυψη των ενεργειακών αναγκών, αστικών βιομηχανικών συγκροτημάτων. Συγκριτικά με τις μονάδες παραγωγής ενέργειας, που βασίζονται στην πυρηνική σχάση, η σύντηξη είναι σε θέση να μειώσει σημαντικά τα προβλήματα που σχετίζονται με τη μεγάλη διάρκεια ζωής των ραδιενεργών εκπομπών και την ενδογενή λειτουργική ασφάλεια. Στα περισσότερα ραδιενεργά καύσιμα των αντιδραστήρων σύντηξης, συγκαταλέγεται το *Τρίτιο* (*T*), το οποίο όμως, αποβάλλεται εύκολα από το ανθρώπινο σώμα, μέσω του μεταβολισμού. Σε αυτό το σημείο, πρέπει να σημειωθεί το γεγονός ότι, τα κύρια δυνητικά προβλήματα ραδιενέργειας στους αντιδραστήρες σύντηξης, προέρχονται από συστατικά του αντιδραστήρα, που ενεργοποιούν την παραγωγή νετρονίων [6].

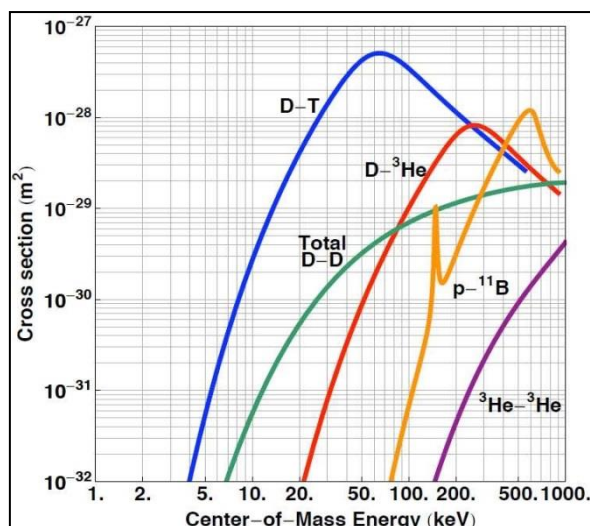
Εν κατακλείδι, τα επόμενα 30 – 40 χρόνια, το ενεργειακό σενάριο θα εξακολουθήσει κατά πάσα πιθανότητα να κυριαρχείται από τη σταδιακή μείωση των ορυκτών καυσίμων και την αντικατάστασή τους από μεθόδους, όπως η πυρηνική σχάση και οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας. Κατά τη διάρκεια της συγκεκριμένης χρονικής περιόδου, η σύντηξη θα εδραιώνεται μέσω πειραμάτων, όπως ο *ITER* και οι *Demo* πειραματικοί σταθμοί ενεργειακής παραγωγής. Προς τα τέλη του 21^{ου} αιώνα, η ενέργεια σύντηξης είναι πιθανό να διατίθεται σε εμπορική κλίμακα [6].

1.3. Τι είναι οι αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης

Το λαμπρότερο παράδειγμα σύντηξης γύρω μας, προέρχεται από τον Ήλιο και τα αστέρια, που «καίνε» λαμπρά για δισεκατομμύρια χρόνια, χρησιμοποιώντας αυτήν την επιλογή. Σε αντίθεση με την πυρηνική σχάση, όπου πυκνοί πυρήνες, όπως το ουράνιο (*U*), κατακερματίζονται και απελευθερώνουν ενέργεια, στη σύντηξη, ελαφριά στοιχεία προσεγγίζονται μεταξύ τους, ούτως ώστε να μπορούν να συντηχθούν και να σχηματίσουν βαρύτερα στοιχεία. Τα βαρύτερα στοιχεία που προκύπτουν, έχουν ελαφρώς μικρότερη μάζα, εν συγκρίσει με τα αντιδρώντα ελαφριά στοιχεία, ενώ η διαφορά στη μάζα αντιδρώντων και προϊόντων, είναι αυτή που τελικά συνεπάγεται την απελευθέρωση μεγάλων ποσών ενέργειας. Τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας συναντώνται με τη μορφή κινητικής ενέργειας στα προϊόντα νετρόνια της αντίδρασης σύντηξης, από τα οποία μπορούν να εξαχθούν και να χρησιμοποιηθούν, για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας [6].

Η ενέργεια που απελευθερώνεται μέσω μίας αντίδρασης σύντηξης είναι πολύ υψηλότερη από αυτήν των χημικών αντιδράσεων, διότι η ενέργεια δέσμευσης των νουκλεονίων σε έναν πυρήνα, είναι τάξεις μεγέθους υψηλότερη από αυτή των ηλεκτρονιακών δεσμών, που συγκρατούν μαζί τα άτομα και τα μόρια. Αναφέρεται χαρακτηριστικά ότι η ελάχιστη ενέργεια ιονισμού, δηλαδή η ενέργεια που απαιτείται για την απομάκρυνση ενός ηλεκτρονίου, από το άτομο του υδρογόνου, είναι 13.6 eV ($1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Joule}$) [6].

Για την επίτευξη μίας αντίδρασης σύντηξης, δύο πυρήνες, που έχουν την τάση να απωθούν ο ένας τον άλλον, όντας και οι δύο θετικά φορτισμένοι, πρέπει να έρθουν αρκετά κοντά μεταξύ τους. Για το σκοπό αυτό, και προκειμένου να ξεπεραστεί το προαναφερθέν φράγμα των απωστικών δυνάμεων *Coulomb*, απαραίτητη καθίσταται η παροχή ενός ποσού ενέργειας στην αντίδραση σύντηξης. Η πιθανότητα να ξεπεραστεί το φράγμα των πυρηνικών δυνάμεων ποσοτικοποιείται με τον όρο «ενεργός διατομή (*cross section*)» της αντίδρασης. Η μεταβολή της ενεργούς διατομής της αντίδρασης, σαν συνάρτηση της ενέργειας αλληλεπίδρασης, δίδεται στο Σχήμα 1.1, για διαφορετικές πυρηνικές αντιδράσεις σύντηξης ελαφρών στοιχείων [7].



Σχήμα 1.1: Τυπικές ενεργές διατομές διαφόρων πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης [5].

Στο Σχήμα 1.1, η κινητική ενέργεια των αντιδρώντων πυρήνων αυξάνεται από τα αριστερά προς τα δεξιά, ενώ ο κατακόρυφος άξονας (σε m^2) αντιπροσωπεύει την πιθανότητα σύγκρουσης μεταξύ των δύο εκάστοτε πυρήνων [6].

Επίσης, το Σχήμα 1.1 οδηγεί στη νύξη των ακόλουθων σημείων [7]:

1. Οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων σύντηξης είναι της τάξης του 1 barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} m^2$). Συνεπώς, οι αντιδράσεις σύντηξης χαρακτηρίζονται από εξαιρετικά μικρές διατομές, ακόμη και σε σύγκριση με άλλες ανταγωνιστικές διεργασίες, όπως ο ιονισμός και η σκέδαση *Coulomb* (σύγκρουση φορτισμένων σωματιδίων). Το γεγονός αυτό αποτελεί σαφώς, μία από τις ενδογενείς δυσκολίες των αντιδράσεων σύντηξης.
2. Η διενέργεια των αντιδράσεων σύντηξης απαιτεί πολύ υψηλές θερμοκρασίες. Οι θερμοκρασίες αυτές συνήθως ξεπερνούν τους 100×10^6 βαθμούς (10 keV). Σε τόσο υψηλές θερμοκρασίες, τα ηλεκτρόνια διαχωρίζονται από τον πυρήνα και σχηματίζεται η τέταρτη κατάσταση της ύλης, το πλάσμα. Το πλάσμα συναντάται στο σύμπαν με εξαιρετικά ποικίλες μορφές και με εξαιρετικά μεταβλητά χαρακτηριστικά πυκνότητας και θερμοκρασίας. Το πλάσμα αποτελεί την πλέον κοινή κατάσταση της ύλης, η οποία εντοπίζεται σε διάφορες εφαρμογές της καθημερινότητας (σωλήνες νέον, φακοί πλάσματος κ.ο.κ.).

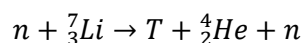
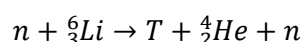
1.4. Παραδείγματα αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης

Η πιο εύκολα πραγματοποιούμενη πυρηνική αντίδραση σύντηξης είναι αυτή του *Δευτερίου* (D) με το *Τρίτιο* (T). Ωστόσο, αν και το *Δευτέριο* εμφανίζεται άφθονο στην φύση, το *Τρίτιο* υπάρχει μόνο σε ιχνοστοιχεία. Η παραγωγή λοιπόν του *Τριτίου* θα γίνεται στο μανδύα της μηχανής σύντηξης, μέσω πυρηνικών αντιδράσεων των παραγόμενων νετρονίων (n) με το *Λίθιο* (Li).

Αντίδραση σύντηξης D – T:



Παραγωγή Τριτίου (T):



Η κινητική ενέργεια που απαιτείται για την πραγματοποίηση της αντίδρασης σύντηξης $D - T$, είναι χαμηλότερη συγκριτικά με άλλες αντιδράσεις σύντηξης, για το λόγο ότι οι εν λόγω πυρήνες εμφανίζουν τη μικρότερη ενέργεια δέσμευσης ανά νουκλεόνιο [6].

Πιο αναλυτικά: Σε έναν πυρήνα, τα πρωτόνια (p) και τα νετρόνια (n) συγκρατούνται, εξαιτίας της ισχυρής πυρηνικής δύναμης. Η τελευταία είναι πολύ μικρής εμβέλειας και αναπτύσσεται κυρίως μεταξύ άμεσα γειτονικών νουκλεονίων. Συνεπώς, τα νουκλεόνια που βρίσκονται στο εσωτερικό ενός πυρήνα, είναι ισχυρότερα συνδεδεμένα μεταξύ τους, σε σχέση με αυτά που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια. Η πυρηνική δύναμη σύνδεσης των νουκλεονίων αποτελεί την ενέργεια που απαιτείται, για το διαχωρισμό τους. Το μέγεθος της δίδεται από την φόρμουλα του *Einstein* : $\Delta E = \Delta m * c^2$, όπου: Δm η διαφορά μάζας ανάμεσα στον πυρήνα και το άθροισμα των μαζών των επιμέρους ειδών νουκλεονίων, και c η ταχύτητα του φωτός [6].

Επειδή για τους μικρότερους πυρήνες, η αναλογία του όγκου προς την επιφάνεια τους είναι μικρή, έτσι και η ενέργεια δέσμευσης ανά νουκλεόνιο. Η ηλεκτροστατική δύναμη από την άλλη πλευρά, αναπτύσσεται μεταξύ των πρωτονίων και είναι μεγάλης εμβέλειας. Έτσι, για να προστεθεί ένα πρωτόνιο σε έναν πυρήνα, πρέπει να ξεπεραστεί το λεγόμενο φράγμα δυναμικού *Coulomb*. Το φράγμα *Coulomb* παρουσιάζεται στο προστιθέμενο πρωτόνιο, λόγω της απωθητικής ηλεκτροστατικής δύναμης που αυτό βιώνει, από όλα τα πρωτόνια που παρευρίσκονται στον πυρήνα του ατόμου. Καθώς η δύναμη *Coulomb* και η δύναμη δέσμευσης των νουκλεονίων αντιτίθενται μεταξύ τους σε έναν πυρήνα, η καθαρή προκύπτουσα ενέργεια δέσμευσης ανά νουκλεόνιο, αυξάνεται γενικά με το μέγεθος του πυρήνα [6].

Όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.1 της Ενότητας 1.3, η αντίδραση σύντηξης $D - T$, παρουσιάζει τη μεγαλύτερη ενεργό διατομή, για ενέργεια της τάξης των 50 keV περίπου. Για άλλες αντιδράσεις σύντηξης, η μέγιστη πιθανότητα πραγματοποίησής τους εμφανίζεται σε πολύ υψηλότερες θερμοκρασίες (keV), και με τιμή μικρότερη [6].

Άλλες ενδιαφέρουσες πυρηνικές αντιδράσεις σύντηξης, παρουσιάζονται στον ακόλουθο Πίνακα 1.1, μαζί με τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας τους.

<i>Αντίδραση σύντηξης</i>	<i>Εκλυόμενα ποσά ενέργειας (MeV)</i>
$D + {}^6_3\text{Li} \rightarrow 2{}^4_2\text{He}$	22.4
$D + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + H$	18.3
${}^3_2\text{He} + {}^6_3\text{Li} \rightarrow 2{}^4_2\text{He} + p$	16.9
${}^3_2\text{He} + T \rightarrow {}^4_2\text{He} + p + n$	14.3
${}^3_2\text{He} + T \rightarrow {}^4_2\text{He} + p + n$	12.1
$T + T \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2n$	11.3
$p + {}^{11}_5\text{B} \rightarrow 3{}^4_2\text{He}$	8.7
$p + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_2\text{He}$	4
$D + D \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$	3.27

Ενδιαφέρουσες πυρηνικές αντιδράσεις σύντηξης [6], [7].

1. 5. Συνθήκες απαραίτητες για τις αντιδράσεις σύντηξης

Όπως ήδη ειπώθηκε σε παραπάνω παράγραφο, η σύντηξη απαιτεί πολύ υψηλές θερμοκρασίες, για την πραγματοποίηση της. Πέραν όμως από τις πολύ υψηλές θερμοκρασίες, και άλλες προϋποθέσεις πρέπει να πληρούνται, εάν και εφόσον οι αντιδράσεις σύντηξης πρόκειται να χρησιμοποιηθούν, για το σκοπό της ενεργειακής παραγωγής. Αρχικά, το πλάσμα, σαν θερμό αέριο, δεν είναι ποτέ απόλυτα μονωμένο και συγκρατημένο σε περιορισμένο όγκο. Δηλαδή, είναι επιρρεπές σε διάφορες απώλειες, μέσω ακτινοβολίας, συναγωγής και αγωγιμότητας, καθώς και σε διαφυγή του από τον αρχικό όγκο, λόγω υψηλής θερμοκρασίας και πίεσης. Για τη σύνθεση των προαναφερθέντων απωλειών, ορίζεται ένας χρόνος, που αναφέρεται σαν «χρόνος περιορισμού του πλάσματος, ικανός για την παραγωγή ενέργειας (*energy confinement time*)

- t_E)». Ο χρόνος περιορισμού του πλάσματος χαρακτηρίζει τη συγκράτηση του τελευταίου, για την παραγωγή της μέγιστης δυνατής ενέργειας και την κατανάλωση του μεγαλύτερου τμήματος του καυσίμου (π.χ. D και T) [8].

Για να είναι ενεργειακά βιώσιμη μία αντίδραση σύντηξης, θα πρέπει η παραγόμενη ενέργεια να αντισταθμίζει αφενός τις απώλειες μέσω αγωγής, συναγωγής και ακτινοβολίας, και αφετέρου την απαραίτητη ενέργεια των συστημάτων, που εμφανίζονται απαραίτητα για τη λειτουργία της μηχανής σύντηξης. Η σχέση μεταξύ πυκνότητας και χρόνου περιορισμού – συγκράτησης του πλάσματος εκφράζεται μέσω του νόμου του *Lawson* [8].

$$n \times \tau_E > g(T) \times f(Q) \quad (Εξίσωση 1.1)$$

Όπου:

Η συνάρτηση $g(T)$ περιγράφει τη μεταβολή του ρυθμού της αντίδρασης με την θερμοκρασία T , ενώ η συνάρτηση $f(Q)$ προσδιορίζει την υφιστάμενη σχέση μεταξύ της παραγόμενης ισχύος σύντηξης και της εξωτερικής ισχύος, που τροφοδοτείται στο πλάσμα. Ο συντελεστής Q αναφέρεται συχνά σαν συντελεστής ενίσχυσης της ενέργειας [8].

Υπάρχουν δύο χαρακτηριστικές τιμές για το συντελεστή ενίσχυσης της ενέργειας Q [8]:

1. $Q = 1$: Σε αυτήν την περίπτωση, η ισχύς σύντηξης που παράγεται από το πλάσμα, είναι ίση με την ισχύ, που τροφοδοτείται στο πλάσμα, από το εξωτερικό του περιβάλλον. Το γεγονός αυτό αναφέρεται στη βιβλιογραφία με τον όρο «νεκρό σημείο (*break - even point*)» και προσεγγίζεται στις πλέον αποδοτικές από τις τρέχουσες πειραματικές συσκευές σύντηξης.
2. $Q = \infty$: Η συγκεκριμένη τιμή του συντελεστή ενεργειακής ενίσχυσης δηλώνει το γεγονός ότι δεν παρέχεται ισχύς στο πλάσμα, από το εξωτερικό του περιβάλλον. Ως εκ τούτου, το πλάσμα θεωρείται αυτοσυντηρούμενο και βρίσκεται σε κατάσταση αυτάρχειας - ανάφλεξης.

1.6. Οι προσεγγίσεις του μαγνητικού – αδρανειακού περιορισμού

Τις δύο μεγαλύτερες προκλήσεις, όσο να αφορά την έρευνα που πραγματοποιείται γύρω από τη σύντηξη, αποτελούν: 1) Η θέρμανση του καυσίμου σε αρκετές δεκάδες εκατομμύρια βαθμούς, θερμοκρασία που είναι αρκετά υψηλότερη από αυτήν στον πυρήνα του Ήλιου και 2) Ο περιορισμός του καυτού καυσίμου σε κάποιο είδος φιάλης. Η τελευταία δεν μπορεί να είναι υλική, καθώς το υψηλότερο γνωστό σημείο τήξης έγκειται στους $3,000^\circ C$. Επομένως, η φιάλη περιορισμού του καυσίμου σύντηξης πρέπει να είναι άυλη [9].

Στον Ήλιο και τα αστέρια, οι συνθήκες που είναι απαραίτητες, όσο να αφορά τη σύντηξη (θερμοκρασία, πυκνότητα σωματιδίων, χρόνος ενεργειακού περιορισμού), εξασφαλίζονται από τη βαρύτητα. Ωστόσο, οι προαναφερθείσες συνθήκες είναι αδύνατον να επιτευχθούν στον πλανήτη Γη. Εμπροσθέντως, το γεγονός ότι το κριτήριο του *Lawson* ορίζει ένα όριο, όχι τόσο για την πυκνότητα των σωματιδίων (n) και τον χρόνο ενεργειακού εγκλεισμού (τ_E), αλλά περισσότερο για το προϊόν των δύο αυτών χαρακτηριστικών, επιτρέπει δύο εντελώς διαφορετικές προσεγγίσεις στον πλανήτη Γη [8]:

1. Τον αδρανειακό περιορισμό (*Inertial Confinement*): Ορίζεται σαν ο περιορισμός ενός μικρού όγκου ύλης, μεγάλης πυκνότητας πλάσματος, σε υψηλή θερμοκρασία και κάτω από υψηλή πίεση, για σύντομο χρονικό διάστημα. Στόχος του αδρανειακού περιορισμού είναι η επίτευξη του μεγαλύτερου δυνατού αριθμού αντιδράσεων σύντηξης, πριν το διασκορπισμό του πλάσματος. Σε αυτήν την περίπτωση, ο χρόνος ενεργειακού περιορισμού είναι της τάξης του *nanosecond* ($1 \text{ nanosecond} = 10^{-9} \text{ second}$) με *picosecond* ($1 \text{ picosecond} = 10^{-12} \text{ second}$).
2. Το μαγνητικό περιορισμό (*Magnetic confinement*): Το πλάσμα περιορίζεται με χρήση μαγνητικού πεδίου. Σε αυτήν την περίπτωση, η πυκνότητα του πλάσματος είναι χαμηλότερη, ενώ η θερμοκρασία του υψηλότερη. Στόχος του μαγνητικού περιορισμού είναι η διασφάλιση του απαραίτητου χρόνου περιορισμού, για τη σύντηξη των πυρήνων του καυσίμου και την παραγωγή ενέργειας. Τα χαρακτηριστικά του χρόνου «ενεργειακού περιορισμού» είναι της τάξης των μερικών χιλιάδων δευτερολέπτων.

Στον Πίνακα 1.2 δίδεται μία σύγκριση των χρόνων ενεργειακού περιορισμού (τ_E) και των πυκνοτήτων των σωματιδίων (n), για τις μεθόδους του μαγνητικού - αδρανειακού περιορισμού [10].

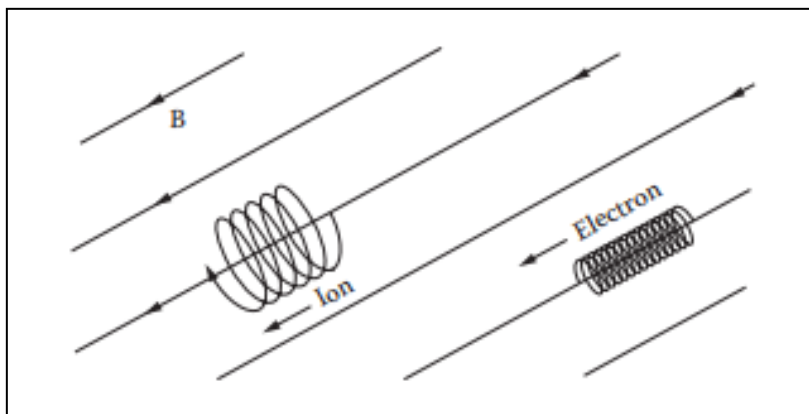
	<i>Μαγνητικός περιορισμός</i>	<i>Αδρανειακός περιορισμός</i>
Πυκνότητα σωματιδίων $n_e(\text{cm}^{-3})$	10^{14}	10^{26}
Χρόνος περιορισμού $\tau_E(\text{s})$	10	10^{-11}
Τιμή του κριτηρίου Lawson $n_e \times \tau_E \left(\frac{\text{s}}{\text{cm}^3} \right)$	10^{15}	10^{15}

Πίνακας 1.2: Παράμετροι περιορισμού του πλάσματος στον μαγνητικό - αδρανειακό περιορισμό [10].

1.7. Μαγνητικός περιορισμός (*Magnetic Confinement Fusion*)

Λόγω των ηλεκτρικών φορτίων που φέρουν τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια, το πλάσμα μπορεί να περιορίζεται από ένα μαγνητικό πεδίο. Εν απουσία μαγνητικού πεδίου, τα φορτισμένα σωματίδια του πλάσματος κινούνται σε τυχαίες γραμμές και κατευθύνσεις. Δεδομένου ότι τίποτα δεν περιορίζει την κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων, αυτά μπορούν να χτυπήσουν στα τοιχώματα του δοχείου που τα περιέχει, καταστρέφοντας τα και ψύχοντας το πλάσμα και αναστέλλοντας τις αντιδράσεις σύντηξης. Ωστόσο, σε ένα μαγνητικό πεδίο, τα φορτισμένα σωματίδια του πλάσματος αναγκάζονται να κινηθούν σε ελικοειδείς τροχιές, που ακολουθούν τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 1.2) [11]. Η κίνηση των σωματιδίων κάθετα στις γραμμές του μαγνητικού πεδίου περιορίζεται, καθώς τα σωματίδια

κινούνται ελεύθερα κατά τη διαμήκη κατεύθυνση. Με αυτόν τον τρόπο, μπορεί να αποφευχθεί σε μεγάλο βαθμό, η επαφή των φορτισμένων σωματιδίων με τα τοιχώματα του. Επειδή όμως τα φορτισμένα σωματίδια ακολουθούν καμπύλες τροχιές, θα πρέπει να ευρεθεί μία κατάλληλη διαμόρφωση μαγνητικών πεδίων, στην οποία τα σωματίδια θα παραμένουν σε κλειστές τροχιές και δεν θα διαφεύγουν ποτέ, τουλάχιστον όσο χρειάζεται για την κατανάλωση του καυσίμου σύντηξης («χρόνος περιορισμού») [10].



Σχήμα 1.2 : Ελικοειδής κίνηση των ιόντων και των ηλεκτρονίων, κατά μήκος των γραμμών του μαγνητικού πεδίου [10].

Υπό την επήρεια των συνθηκών του μαγνητικού περιορισμού, οι κλίσεις της πίεσης του πλάσματος πρέπει να εξισορροπούνται από την πίεση του μαγνητικού πεδίου, μέσω της δύναμης *Lorentz*, για τη δημιουργία μίας κατάστασης ισορροπίας δυνάμεων, κατά αναλογία της βαρύτητας, που αφορά τον Ήλιο. Σε ένα μαγνητικό πεδίο, τα φορτισμένα σωματίδια κινούνται πάνω σε μία έλικα, εξαιτίας της δύναμης *Lorentz*: $F = q v \times B$, όπου q το φορτίο των σωματιδίων, v η ταχύτητα τους, και B η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Στην κατεύθυνση την κάθετη στο μαγνητικό πεδίο, η εκτροπή των σωματιδίων περιορίζεται στην ακτίνα *Larmor* ρ_L . Λόγω της συγκεκριμένης μορφής της δύναμης *Lorentz*, η ορμή των σωματιδίων που είναι παράλληλη προς τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου, δεν αλλάζει [1].

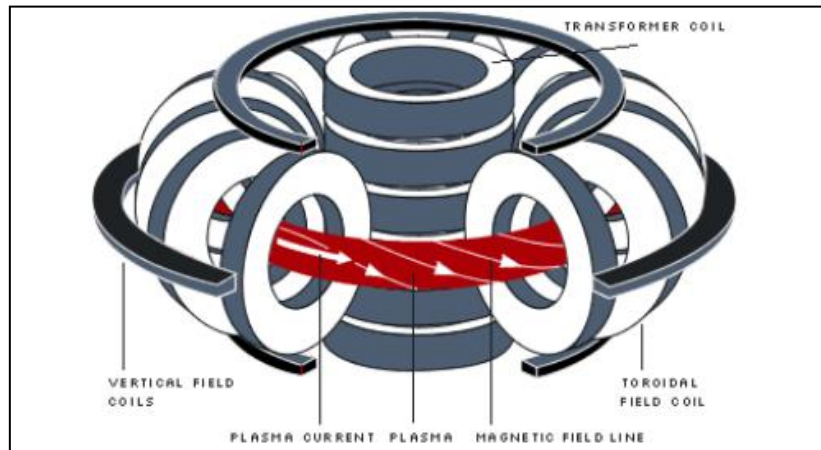
Επιπλέον, επειδή το πλάσμα είναι ένας ηλεκτρικός αγωγός, δυνατή εμφανίζεται η θέρμανση του με ένα ρεύμα να το διαπερνά. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ωμική ή αντιστατική θέρμανση. Πρόκειται για το ίδιο είδος θέρμανσης, που λαμβάνει χώρα σε έναν λαμπτήρα ή έναν ηλεκτρικό θερμαντήρα. Ωστόσο, η παραγόμενη θερμότητα εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την αντίσταση του πλάσματος. Καθώς όμως η θερμοκρασία του θερμαινόμενου πλάσματος αυξάνεται, η αντίσταση μειώνεται και ως εκ τούτου, η ωμική θέρμανση καθίσταται λιγότερο αποτελεσματική [10]. Για τους παραπάνω λόγους, χρειάζονται επιπρόσθετες τεχνικές θέρμανσης του πλάσματος σύντηξης. Οι τελευταίες περιλαμβάνουν την χρήση γυροτρονίων, για την παραγωγή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, σε συχνότητες απορροφώμενες από το πλάσμα, καθώς και την χρήση ουδέτερων δεσμών σωματιών μεγάλης ισχύος, οι οποίες εναποθέτουν την ενέργεια τους στο πλάσμα, μέσω συγκρούσεων.

1.7.1. Συσκευές μαγνητικού περιορισμού – Tokamaks

Σε ένα Tokamak, η μέγιστη θερμοκρασία του πλάσματος ανέρχεται στα $20 - 30 \times 10^6$ °C [8].

Ο σχεδιασμός των Tokamaks εισήχθη από το Ρώσο επιστήμονα Basov και έκτοτε αποτελεί την πλέον δημοφιλή συσκευή μαγνητικού περιορισμού [13].

Στο Σχήμα 1.3 δίδεται η σχηματική αναπαράσταση ενός Tokamak.



Σχήμα 1.3 : Σχηματική αναπαράσταση ενός Tokamak. Τα κύρια εξαρτήματα του είναι: 1) Ο μετασχηματιστής (ζεύξεις και πρωτεύουσες περιελίξεις γύρω από την κεντρική σπείρα), για την επαγωγή του πλάσματος, 2) Σύνολο πηνίων γύρω από το δοχείο του πλάσματος, για το τοροειδές μαγνητικό πεδίο, 3) Επίπεδες σπείρες για το κάθετο πεδίο [12].

Αναλυτικότερα, σε ένα Tokamak, για την κατασκευή της «φιάλης» του μαγνητικού πεδίου, απαιτείται η παραγωγή τριών μαγνητικών πεδίων. Τα πεδία αυτά είναι τα εξής [14]:

1. **Το τοροειδές πεδίο, B_t :** Ένα τοροειδές πεδίο, σχήματος δακτυλίου, παράγεται από επίπεδους εξωτερικούς μαγνήτες. Στους επίπεδους εξωτερικούς μαγνήτες, ένας παλμός ρεύματος προκαλεί ένα μεγάλο ρεύμα στη δευτερεύουσα περιέλιξη, δηλαδή στο δακτύλιο του πλάσματος [9].
2. **Το πολοειδές πεδίο, B_p :** Το πιο απλό δακτυλιοειδές σύστημα χρησιμοποιεί τη δυνατότητα που έχει το πλάσμα να μεταφέρει ρεύμα. Σε αυτόν τον τύπο δακτυλιοειδούς συστήματος, ένα ρεύμα δακτυλίου I_p , που ρέει μέσα στο πλάσμα, παράγει τη συνιστώσα B_p του πολοειδούς πεδίου. Το ρεύμα πλάσματος I_p , η ένταση του οποίου δύναται να ανέλθει σε αρκετά εκατομμύρια *Amperes*(A), εξυπηρετεί έναν διττό σκοπό. Κατά πρώτον, εξασφαλίζει τη σωστή μαγνητική διαμόρφωση, για το σταθερό περιορισμό του πλάσματος. Κατά δεύτερον, θερμαίνει το πλάσμα.

Οι γραμμές του πεδίου, που προκύπτουν, σαν αποτέλεσμα του συνδυασμού του τοροειδούς πεδίου με το πολοειδές πεδίο, γίνονται τότε ελικοειδείς. Η ελικοειδής συστροφή των γραμμών του πεδίου παράγει το σχηματισμό των μαγνητικών επιφανειών, οι οποίες εμφανίζονται απαραίτητες για τον περιορισμό του πλάσματος. Κάθε μαγνητική επιφάνεια διαθέτει διαφορετική συστροφή και

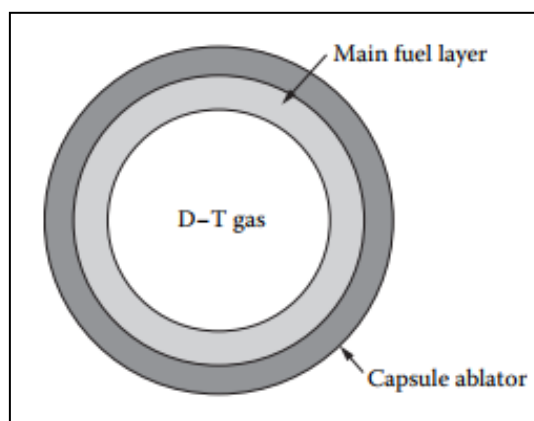
σταθερή πίεση. Μέσω της διαφορετικής συστροφής των μαγνητικών επιφανειών, μειώνεται η διαρροή των σωματιδίων και θερμαίνεται το πλάσμα. Επιπροσθέτως, όπως η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων καθορίζει την ηλεκτρική αγωγιμότητα του πλάσματος και είναι υψηλότερη στον πυρήνα του τελευταίου, έτσι συμβαίνει και με το προφίλ της πυκνότητας του ρεύματος $J(r)$ [1], [9].

Το κύριο ενδιαφέρον των Tokamaks έγκειται στο γεγονός ότι το δακτυλιοειδές ρεύμα πλάσματος I_p , μπορεί να παραχθεί από ένα παλμικό μετασχηματιστή. Ο δακτύλιος του πλάσματος περιβάλλει το κεντρικό κύριο πηνίο και λειτουργεί σαν μία δευτερογενή περιέλιξη (όπως για παράδειγμα μία σπείρα του δευτερεύοντος πηνίου ενός μετασχηματιστή). Στα Tokamaks ισχύει ότι: $\frac{B_t}{B_p} > 1$ [1], [9].

3. **Το κάθετο πεδίο, B_z :** Το τρίτο, κάθετο πεδίο, ρυθμίζει την θέση του ρεύματος στο πλάσμα και εμποδίζει τη μετακίνηση του, εξαιτίας της κλίσης του μαγνητικού πεδίου, από την περιοχή του υψηλότερου μαγνητικού πεδίου της εσωτερικής πλευράς των τοροειδών πηνίων, στην περιοχή του χαμηλότερου μαγνητικού πεδίου, της εξωτερικής πλευράς τους [9].

1.8. Αδρανειακός περιορισμός (Inertial Confinement Fusion)

Στον αδρανειακό περιορισμό, μία μικρή ποσότητα καυσίμου σύντηξης, σε γεωμετρία σφαίρας, συμπιέζεται σε πολύ υψηλές πυκνότητες και θερμοκρασίες, μέσω της εφαρμογής ισχυρών εξωτερικών δυνάμεων, παραγόμενων από δέσμες *laser* υψηλής ισχύος. Η διαδικασία αυτή είναι δυνατή, μέσω της χρησιμοποίησης μία κάψουλας σφαιρικού κελύφους, η οποία περιέχει αέριο *Δευτερίου (D)* – *Τριτίου (T)* ($\leq 1 \frac{mg}{cm^3}$). Το κέλυφος της κάψουλας αποτελείται από μία εξωτερική περιοχή, κατασκευασμένη από υλικό υψηλού ατομικού αριθμού Z , και μία εσωτερική περιοχή *Δευτερίου (D)* – *Τριτίου (T)* η οποία σχηματίζει το μεγαλύτερο μέρος του καυσίμου (Σχήμα 1.4). Για την επίτευξη των συνθηκών υψηλής θερμοκρασίας και πυκνότητας, που απαιτούνται για τη σύντηξη, η σφαιρική κάψουλα είναι απαραίτητο να εκτεθεί όσο πιο συμμετρικά γίνεται, στις πιέσεις που δημιουργούνται, από την εστίαση των δεσμών *laser* υψηλής ισχύος [10].



Σχήμα 1.4: Σχηματική αναπαράσταση της κάψουλας – στόχου [10].

Μετά την ενεργειακή έκρηξη, το τελικό συγκρότημα του καυσίμου σύντηξης, παρουσιάζει σχετικά χαμηλή πυκνότητα ($300 - 1,000 \frac{g}{cc}$) και υψηλή θερμοκρασία πυρήνα ($3 - 8 \text{ keV}$) (θερμό σημείο). Το προαναφερθέν θερμό σημείο περιβάλλεται από ένα πυκνό στρώμα κρύου καυσίμου ($200 - 400 \text{ eV}$), το συμπιεσμένο κέλυφος [11].

Για τη διαδικασία της αδρανειακής σύντηξης, η απαιτούμενη εισροή ενέργειας είναι πολύ υψηλή. Συγκεκριμένα, για την θέρμανση μίας κάψουλας καυσίμου διαμέτρου 1 mm , σε θερμοκρασίες της τάξης των 10 keV , απαιτούνται 105 J ενέργειας, τα οποία μπορούν να εξασφαλιστούν μέσω δέσμης ισχύος *laser* ή δεσμών ιόντων. Το προαναφερθέν ποσό ενέργειας είναι απαραίτητο να μεταφερθεί στο εξωτερικό του σφαιρικού κελύφους, μέσα σε λίγα μόλις δευτερόλεπτα. Λόγω αυτής της μεγάλης εναπόθεσης ενέργειας σε μικρό χρονικό διάστημα, το κέλυφος θερμαίνεται και ιονίζεται, με αποτέλεσμα την κίνηση μίας μάζας μεγάλης ταχύτητας (μεγάλης ορμής) προς τον εξωτερικό χώρο του σφαιριδίου. Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας (δράση) είναι η δημιουργία μίας μεγάλης δύναμης (αντίδρασης) προς το εσωτερικό του σφαιριδίου, η οποία δημιουργεί πίεση στην επιφάνεια του και το συμπιέζει, αυξάνοντας την πυκνότητα και την θερμοκρασία του καυσίμου σύντηξης. Το παραπάνω περιγραφόμενο φαινόμενο της δράσης – αντίδρασης είναι όμοιο με αυτό ενός πυραύλου : Στην αδρανειακή σύντηξη, το πλάσμα κινείται προς το εξωτερικό του σφαιριδίου, μεταφέροντας κινητική ενέργεια, μέσω της δημιουργούμενης πίεσης, προσομοιάζοντας έτσι τα καύσιμα του πυραύλου. Η επιφάνεια του σφαιριδίου από την άλλη πλευρά, κινείται προς το κέντρο του, συμπιέζοντας το καύσιμο σύντηξης (το ισοδύναμο της κίνησης του πυραύλου, αντίθετα προς την κίνηση των καυσίμων του) [10].

Συνοψίζοντας λοιπόν για την αδρανειακή σύντηξη, το εξωτερικό τμήμα του κελύφους της κάψουλας εκτοξεύεται, ενώ το εσωτερικό της μέρος (ουσιαστικά το καύσιμο σύντηξης) επιταχύνεται έντονα προς το κέντρο της, σαν συνέπεια της διατήρησης της ορμής. Καθώς λοιπόν το καύσιμο σύντηξης εμφυτεύεται προς το κέντρο της κάψουλας, συμπιέζεται σε υψηλές πυκνότητες και θερμοπυρηνικές θερμοκρασίες. Λόγω της μεγάλης ταχύτητας κίνησης του εξωτερικού μέρους του σφαιριδίου προς το κέντρο της κάψουλας, δημιουργείται κρουστικό κύμα συμπίεσης. Το κρουστικό κύμα συμπίεσης (*compression shock wave*) οδηγεί το καύσιμο στην επίτευξη πυκνοτήτων, αρκετών εκατοντάδων γραμμαρίων ανά κυβικό εκατοστό, και θερμοκρασιών ανάφλεξης σύντηξης στο κέντρο. Ως εκ τούτου η ανάφλεξη μπορεί να λάβει χώρα. Με την πραγματοποίηση της αναφλέξεως, η ενέργεια σύντηξης παράγει μία πίεση, κατευθυνόμενη προς τα έξω, η οποία σύντομα ξεπερνάει αυτήν του κύματος συμπίεσης και ως ε τούτου η κάψουλα εκρήγνυται προς τα έξω, σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα. Όπως γίνεται φανερό, οι υψηλές απαιτούμενες θερμοκρασίες και πυκνότητες του αδρανειακού περιορισμού, επιτυγχάνονται μέσω της παραπάνω περιγραφόμενης διαδικασίας [10].

1.9. Άλλες δραστηριότητες σύντηξης

Πέραν από τις προσεγγίσεις του μαγνητικού και του αδρανειακού περιορισμού, υπάρχουν και άλλες μέθοδοι για την επίτευξη των αντιδράσεων σύντηξης. Στις τελευταίες συγκαταλέγονται η σύντηξη δέσμης – δέσμης (*beam – beam fusion*), η σύντηξη δέσμης – στόχου (*beam – target fusion*), ο αδρανειακός ηλεκτροστατικός περιορισμός (*inertial electrostatic*), η σύντηξη που καταλύεται από μύονια (*muon catalyzed fusion*) και η πυρο-ηλεκτρική σύντηξη (*pyroelectric fusion*) [13].

Η σύντηξη δέσμης – στόχου χρησιμοποιεί έναν επιταχυντή υψηλής τάσης, προκειμένου να εξακοντίσει ιόντα Δευτερίου (D), σε έναν στόχο Τριτίου (T), με γενικότερο σκοπό την

παραγωγή νετρονίων. Η συγκεκριμένη μέθοδος αποτελεί την απλούστερη μέθοδο, για την επίτευξη αντιδράσεων σύντηξης [13].

Ο αδρανειακός ηλεκτροστατικός περιορισμός αποτελεί έναν ερευνητικό κλάδο, που πραγματοποιείται γύρω από τη σύντηξη και χρησιμοποιεί ένα ηλεκτρικό πεδίο, για την θέρμανση του πλάσματος, σε συνθήκες σύντηξης. Οι πλέον κοινές δραστηριότητες του αδρανειακού ηλεκτροστατικού περιορισμού περιλαμβάνουν δύο ομόκεντρα σφαιρικά πλέγματα, με μία κλίση υψηλής τάσης ανάμεσα τους. Οι δραστηριότητες του αδρανειακού ηλεκτροστατικού περιορισμού αποτελούν μία πρακτική μέθοδο μελέτης της πυρηνικής φυσικής, καθώς μπορούν να κατασκευαστούν εύκολα και να παράγουν νετρόνια σύντηξης. Επίσης, χρησιμοποιούνται σαν εμπορική γεννήτρια νετρονίων σε βιομηχανικές εφαρμογές, όπως τα φαρμακευτικά ισότοπα, που χρησιμοποιούνται στις σαρώσεις τομογραφίας εκπομπής ποζιτρονίων (*Positron Emission Tomography -PET*) [13].

Η σύντηξη που καταλύεται από μύονια πραγματοποιείται σε θερμοκρασία δωματίου. Τα μύονια προσομοιάζουν τα ηλεκτρόνια, αλλά είναι περίπου 207 φορές μεγαλύτερα σε μέγεθος. Όταν ένα μύονιο αντικαθιστά ένα από τα ηλεκτρόνια στο μόριο του υδρογόνου, σχηματίζεται ένα μυνικό μόριο. Κατά συνέπεια, το σχηματιζόμενο μυνικό μόριο περιορίζεται σε ένα μικρό όγκο, καθώς ένα μυνικό μόριο είναι περίπου 200 φορές μικρότερο σε μέγεθος, από ένα συνηθισμένο βαρύ μόριο υδρογόνου. Ωστόσο, η καθαρή παραγωγή ενέργειας από αυτό το είδος αντιδράσεων σύντηξης, δεν είναι δυνατόν να λάβει χώρα, γιατί απαιτείται περισσότερη ενέργεια για τη δημιουργία των μυνίων [13].

References

- [1] Wagner, F. (2013). Physics of magnetic confinement fusion. EPJ Web of Conferences, 54, 01007.
- [2] Hamacher, T., Huber, M., Dorfner, J., Schaber, K., & Bradshaw, A. M. (2013). Nuclear fusion and renewable energy forms: Are they compatible? Fusion Engineering and Design, 88(6-8), 657–660.
- [3] Cabal, H., Lechn, Y., Bustreo, C., Gracceva, F., Biberacher, M., Ward, D., Grohnheit, P. E. (2017). Fusion power in a future low carbon global electricity system. Energy Strategy Reviews, 15, 1–8.
- [4] Qin, J., Wu, Y., Yu, M., Liu, B., Liu, H., Weiss, K. P., Bruzzone, P. (2013). Manufacture of ITER feeder sample conductors. Fusion Engineering and Design, 88(9-10), 1461–1464.
- [5] Romanelli, F. (2012). Fusion Electricity: A roadmap to the realisation of fusion energy. Efd, 1–75.
- [6] Pease, R. (2006). Fusion, Nuclear Fusion Reactors . A-to-Z Guide to Thermodynamics, Heat and Mass Transfer, and Fluids Engineering, f, 365–381.
- [7] Kikuchi, M., Lackner, K., & Quang, M. (2012). Fusion Physics. Iaea, 24–26.
- [8] Kikuchi, M., Lackner, K., & Quang, M. (2012). Fusion Physics. Iaea, 24–26.
- [9] Ongena, J., & Ogawa, Y. (2016). Nuclear fusion: Status report and future prospects. Energy Policy, 96, 770–778.
- [10] Susanne Pfalzner. (2006). An Introduction to Inertial Confinement Fusion.
- [11] States, U. (n.d.). PPPL Fusion Reactors.
- [12] Betti, R., Chang, P. Y., Spears, B. K., Anderson, K. S., Edwards, J., Fatenejad, M., Shvarts, D. (2010). Thermonuclear ignition in inertial confinement fusion and comparison with magnetic confinement. Physics of Plasmas, 17(5).
- [13](https://books.google.gr/books?id=kk8xDwAAQBAJ&pg=PA10&lpg=PA10&dq=fusion+neutronics+beam+target+fusion&source=bl&ots=LMkbGbnKdO&sig=Q2v6_P-cd6v_xIYP-686DPqz6dY&hl=el&sa=X&ved=0ahUKEwj5z-f5gd3YAhXIE-wKHdBaCGcQ6AEIjAA#v=onepage&q=fusion%20neutronics%20beam%20target%20fusion&f=false).
- [14] Furth, H. P. (1990). Magnetic confinement fusion. Science (New York, N.Y.), 249(4976), 1522–1527

2.1. Εισαγωγή

Το κύριο ενδιαφέρον στις ανετρονικές αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης, που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή ενέργειας, αποτελεί η πιθανότητα μείωσης των προβλημάτων, που σχετίζονται με την παραγωγή των νετρονίων (n). Εκτός αυτού όμως, οι ανετρονικές αντιδράσεις σύντηξης μειώνουν τις απαιτήσεις της βιολογικής θωράκισης, του απομακρυσμένου χειρισμού και της ασφάλειας [1].

Μεταξύ των λεγόμενων «προηγμένων καυσίμων σύντηξης», η αντίδραση σύντηξης πρωτονίων (p) – Βορείου (B), φαίνεται να είναι η πλέον εφικτή από πειραματικής απόψεως, λόγω της σχετικά μεγάλης ενεργού διατομής (*cross section*) της διαδικασίας, η οποία και εμφανίζεται μεταξύ των 148 και των 580 keV, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.1 της Ενότητας 1.3 [1]. Επίσης, η εν λόγω αντίδραση σύντηξης εμφανίζεται πολύ ενδιαφέρουσα για την παραγωγή ενέργειας, διότι από το σύνολο της παραγόμενης ενέργειας στα προϊόντα της, λιγότερο από το 1 % εντοπίζεται σε νετρόνια [2]. Ωστόσο, η θερμοκρασία, άρα και η ενέργεια λέιζερ, που απαιτούνται για την ενεργοποίηση της συγκεκριμένης αντίδρασης σύντηξης, είναι πολύ υψηλές, γεγονός που καθιστά μη ρεαλιστικές τις συμβατικές προσεγγίσεις σύντηξης. Εν τούτοις, η εμφάνιση της ενίσχυσης των τσαλακωμένων παλμών (*Chirped Pulse Amplification - CPA*) και η ανάπτυξη των νέων τεχνικών επιτάχυνσης του πλάσματος με laser, κατέστησαν εφικτή τη διερεύνηση διαφορετικών προσεγγίσεων και σχημάτων, για το σκοπό αυτό [1,2].

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1, παρόλο που η ενεργός διατομή της αντίδρασης σύντηξης $D - T$ είναι υψηλότερη, τα πρωτόνια με ενέργειες κοντά στον ευρύτατο συντονισμό των 614 keV, θα μπορούσαν να προκαλέσουν τις ίδιες ή και ακόμη περισσότερες πυρηνικές αντιδράσεις, στο καύσιμο ${}^{11}B$ (*cross section* $\cong 9 \times 10^{-27}$), εν συγκρίσει με τα D των 150 keV, στο καύσιμο T [3].

2.2. Η ανετρονική αντίδραση σύντηξης $p + {}^{11}_5B \rightarrow 3 {}^4_2He$

Η αντίδραση σύντηξης που πραγματοποιείται, μεταξύ ενός πρωτονίου και ενός πυρήνα ${}^{11}B$ (Βορείου (B)), παράγει τρία σωματίδια άλφα (4_2He), μέσω τριών κύριων διαύλων αντίδρασης, και απελευθερώνει συνολική ενέργεια, της τάξης των 8.7 MeV. Οι δίαυλοι της αντίδρασης περιγράφονται στις ακόλουθες Εξισώσεις 2.1, 2.2 και 2.3 [3]:

$$1^{ος} \text{ Δίαυλος: } p + {}^{11}_5B \rightarrow \alpha_0 + {}^8_4Be + 8.59 \text{ MeV} \rightarrow \alpha_0 + \alpha_{01} + \alpha_{02} \quad (\text{Εξίσωση 2.1})$$

$$2^{ος} \text{ Δίαυλος: } p + {}^{11}_5B \rightarrow \alpha_1 + {}^8_4Be^* + 5.65 \text{ MeV} \rightarrow \alpha_1 + \alpha_{11} + \alpha_{12} \quad (\text{Εξίσωση 2.2})$$

$$3^{ος} \text{ Δίαυλος: } p + {}^{11}_5B \rightarrow 3 {}^4_2He + 8.7 \text{ MeV} \quad (\text{Εξίσωση 2.3})$$

Οι ενέργειες των παραγόμενων σωματιδίων άλφα εξαρτώνται από τους παραπάνω διαύλους αντίδρασης και κυμαίνονται από μερικές εκατοντάδες keV έως τα 10 MeV. Ωστόσο, οι κυρίαρχοι δίαυλοι της αντίδρασης περνούν από το σχηματισμό ενός σύνθετου πυρήνα ${}^{12}C^*$, ο οποίος ακολουθείται από τη διαδοχική αποσύνθεση ενός μη δεσμευμένου 8Be , στην θεμελιώδη ή την αρχική κατάσταση (Εξισώσεις 2.1, 2.2, αντίστοιχα). Ο άμεσος μηχανισμός παραγωγής των τριών σωματιδίων άλφα (Εξίσωση 2.3) από την άλλη πλευρά, συνεισφέρει στο 5 % της συνολικής ενεργού διατομής σύντηξης [3].

Όπως είναι γνωστό, τόσο από θεωρητικούς υπολογισμούς όσο και από πειραματικές μετρήσεις, εκτελούμενες σε πρότυπους επιταχυντές, η αντίδραση πρωτονίων – ${}^{11}B$ (Βορείου) παρουσιάζει ένα κύριο δίαυλο αντίδρασης και μία μέγιστη ενεργό διατομή, στην περίπτωση που τα πρωτόνια έχουν ενεργειακό εύρος ανάμεσα στα 600 και τα 700 keV. Τυπικά, ο συγκεκριμένος δίαυλος παράγει σωματίδια άλφα, με κατανομή ενέργειας, ανάμεσα στα 2.5 και τα 5.5 MeV, με μία μέγιστη ενεργό διατομή, γύρω στα 4.3 MeV (2^{ος} δίαυλος) [4].

Χρησιμοποιώντας νόμους για τη διατήρηση της ενέργειας και της ορμής, τα σωματίδια α_0 και α_1 , που εντοπίζονται στους δύο πρώτους διαύλους της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$ (Εξισώσεις 2.1, 2.2, αντίστοιχα), έχουν κινητικές ενέργειες της τάξης των [4]:

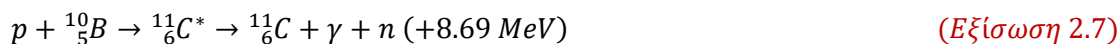
$$\varepsilon(\alpha_0) = \frac{8}{12} (8.59 + E) \text{ MeV} \quad (\text{Εξίσωση 2.4})$$

$$\varepsilon(\alpha_1) = \frac{8}{12} (5.65 + E) \text{ MeV} \quad (\text{Εξίσωση 2.5})$$

Όπου:

E : η ενέργεια του προσπίπτοντος κέντρου μάζας, στην περίπτωση του συμβατικού πειράματος δέσμης πρωτονίων και στόχου ${}^{11}B$ (Βορείου). Ωστόσο, όταν η δημιουργία του πλάσματος ${}^{11}B$ προέρχεται από laser, η ενέργεια των αντιδράσεων, χαρακτηρίζεται από ορισμένες ενεργειακές κατανομές, που δεν είναι ακόμη πλήρως γνωστές. Εν τούτοις, κάνοντας την υπόθεση ότι το πλάσμα ${}^{11}B$ βρίσκεται σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας, η ενεργειακή κατανομή των ιόντων της αντίδρασης σύντηξης πρωτονίων και πλάσματος ${}^{11}B$, δίνεται από τη *Maxwellian* κατανομή [4].

Αξιοσημείωτο εμφανίζεται το γεγονός ότι, μεταξύ μίας δέσμης επιταχυνόμενων πρωτονίων και ενός πλάσματος ^{11}B βορείου, μπορούν να λάβουν χώρα και άλλες πυρηνικές αντιδράσεις. Από αυτές, τις πλέον ενδιαφέρουσες αποτελούν οι κάτωθι [2]:



Οι ενεργές διατομές των δύο παραπάνω αντιδράσεων (Εξισώσεις 2.6, 2.7) λαμβάνουν σημαντικές τιμές, ενώ η απαιτούμενη ενέργεια των πρωτονίων βρίσκεται πάνω από τα 3 και τα 1.5 MeV, αντίστοιχα. Ωστόσο, η αντίδραση της Εξίσωσης 2.7 παρουσιάζεται 100 φορές λιγότερο πιθανή, εν συγκρίσει με αυτήν της Εξίσωσης 2.6 [2].

2.3. Ιστορική αναδρομή της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5\text{B}$

Το ιστορικό της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$ είναι τόσο μεγάλο, όσο και η ίδια η ιστορία της πυρηνικής φυσικής από μόνη της. Η εν λόγω αντίδραση σύντηξης μελετήθηκε και συζητήθηκε εκτενώς από τους *Oliphant* και *Lord Rutherford*, πριν από 75 χρόνια, για ενέργειες πρωτονίων κοντά στα 200 keV. Ωστόσο, εκείνη την χρονική περίοδο, υπήρχε μία σημαντική διαμάχη, σχετικά με τον τρόπο εκπομπής των τριών παραγόμενων σωματιδίων άλφα. Η πρώτη παραδοχή υποστήριζε την παραγωγή τριών ισο – ενεργειακών σωματιδίων άλφα, με σχηματισμό γωνίας 120 ° μεταξύ τους. Η δεύτερη παραδοχή από την άλλη πλευρά, υποστήριζε ότι τα δύο σωματίδια άλφα παράγονταν, σχηματίζοντας γωνία 150 ° μεταξύ τους. Το τρίτο παραγόμενο σωματίδιο άλφα ωστόσο, παρέμενε σχεδόν σε ηρεμία [4].

Έκτοτε, έχουν υπάρξει πολυάριθμες θεωρητικές και πειραματικές μελέτες, για την αντίδραση σύντηξης $^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$, στις ίδιες ή και σε υψηλότερες ενέργειες πρωτονίων [4]. Το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας, για την εν λόγω αντίδραση, παρουσιάζεται αυξανόμενο, ακόμη και στις μέρες μας, λόγω της δυνατότητας παραγωγής τριών ενεργειακών σωματιδίων άλφα, δίχως να υφίσταται εκπομπή νετρονίων. Το τελευταίο γεγονός είναι ιδιαίτερα σημαντικό, καθώς είναι σε θέση να επιτρέψει την ανάπτυξη ενός εξαιρετικά καθαρού πυρηνικού αντιδραστήρα [5]. Σαφώς, ένας τέτοιος αντιδραστήρας απαιτεί τη λεπτομερή γνώση των ενδεχόμενων αποδόσεων των τριών παραγόμενων σωματιδίων άλφα, σαν συνάρτηση της ενέργειας και της σχηματιζόμενης γωνίας τους.

2.4. Συντελεστής ρυθμού σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ της αντίδρασης $p - {}^{11}_5\text{B}$

Ο συντελεστής ρυθμού σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ σχετίζεται με την ενεργό διατομή της αντίδρασης σύντηξης, μέσω του ολοκληρώματος [6]:

$$\langle \sigma v \rangle = \iint f(u_i) f(u_j) \sigma(|u_i| - |u_j|) |u_i - u_j| du_i du_j \quad (\text{Εξίσωση 2.8})$$

Όπου u_i, u_j τα δύο ιόντων, που συμμετέχουν στην αντίδραση σύντηξης, και $f(u_i), f(u_j)$ οι κατανομές *Maxwell* για τις ταχύτητες τους.

Όπως προκύπτει από υπάρχουσες μελέτες, ο συντελεστής ρυθμού σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ της αντίδρασης $p - {}^{11}_5B$ είναι αρκετά υψηλός, ακόμη και στην περιοχή χαμηλής ενέργειας του φάσματος των πρωτονίων. Στο ενεργειακό εύρος μεταξύ των $E_p = 100$ και των $E_p = 300 \text{ keV}$, η τιμή του συντελεστή ρυθμού σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ αυξάνεται από τα 1×10^{-16} στα $3 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. Το γεγονός αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την υψηλή απόδοση της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$ [7].

2.5. Μειονεκτήματα της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$

Στα κύρια μειονεκτήματα της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$ συγκαταλέγονται τα υψηλά ποσά της αρχικά παρεχόμενης ενέργειας, η σχετικά χαμηλή ενεργός διατομή (*cross section*) της αντίδρασης και η υψηλή κατάσταση φόρτισης των εμπλεκόμενων συστατικών στοιχείων [8].

Όπως ήδη ειπώθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, η μεγάλη κατάσταση φόρτισης των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου, αυξάνει την επίδραση του απωστικού φράγματος *Coulomb*. Δεδομένου ότι η κατάσταση φόρτισης του πυρήνα του ${}^{11}\text{B}$ είναι $Z = 5$, το ύψος του φράγματος *Coulomb* είναι πέντε φορές υψηλότερο, εν συγκρίσει με αυτό της αντίδρασης σύντηξης $D - T$. Το τελευταίο γεγονός εξηγεί συνεπώς, τα υψηλά ποσά ενέργειας, που παρέχονται αρχικά στην αντίδραση σύντηξης $p - {}^{11}_5B$ [8].

Επιπροσθέτως, ο ρυθμός σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$ φτάνει τη μέγιστη του τιμή ($4 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$) όταν η θερμοκρασία T των ιόντων είναι μεγαλύτερη των 200 keV . Για θερμοκρασίες ιόντων της τάξης των 150 keV , ο ρυθμός σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ της αντίδρασης $p - {}^{11}_5B$ πέφτει στα $1.3 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. Ωστόσο, για θερμοκρασία T μικρότερη των 100 keV , ο ρυθμός σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ θεωρείται αμελητέος [9].

Σε αυτά τα πλαίσια, δύο σημαντικοί ενεργειακοί μηχανισμοί πρέπει να ληφθούν υπόψη: 1) Η ακτινοβολία *Bremsstrahlung* και 2) Η ενέργεια που εναποθέτουν τα τρία παραγόμενα σωματίδια άλφα, στα υλικά με τα οποία αλληλεπιδρούν [9].

2.6. Απώλειες ακτινοβολίας πεδήσεως (*Bremsstrahlung radiation*)

2.6.1. Τι είναι οι απώλειες *Bremsstrahlung*

Η ακτινοβολία πέδησης ή αλλιώς ακτινοβολία επιβράδυνσης αποτελεί το είδος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που παράγεται, κατά την επιβράδυνση ενός φορτισμένου σωματιδίου ή την εκτροπή της πορείας του από ένα άλλο φορτισμένο σωματίδιο. Στην πλέον τυπική περίπτωση όμως, ένα ηλεκτρόνιο εκτρέπεται από έναν ατομικό πυρήνα, όπως παρουσιάζεται στο ακόλουθο Σχήμα 2.1. Το κινούμενο σωματίδιο, χάνει τότε την κινητική του ενέργεια, η οποία μετατρέπεται σε ένα φωτόνιο, ικανοποιώντας το νόμο διατήρησης της ενέργειας. Η ακτινοβολία πέδησης παρουσιάζει συνεχές φάσμα, το οποίο γίνεται ακόμη πιο έντονο (δηλαδή η ένταση της κορυφής του μετατοπίζεται προς υψηλότερες συχνότητες), εάν και εφόσον η αλλαγή της ενέργειας των επιβραδυνόμενων σωματιδίων αυξάνεται. Η μέγιστη συχνότητα της ακτινοβολίας πεδήσεως σχετίζεται με την κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων, μέσω της ακόλουθης σχέσης [10]:

$$E = h \times \nu_{max}$$

(Εξίσωση 2.9)

Όπου:

$$h = 6.62607004 \times 10^{-34} \frac{m^2 kg}{s} : \text{η σταθερά του Planck,}$$

ν_{max} : η μέγιστη ταχύτητα του κινούμενου σωματιδίου.

Η ελάχιστη τιμή για το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* υπολογίζεται ως:

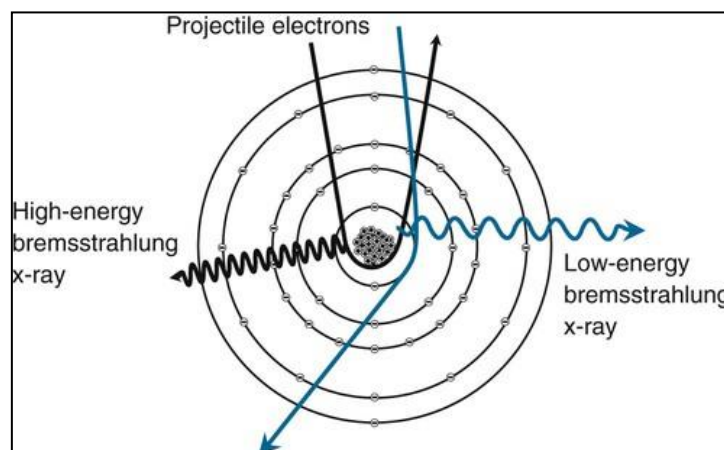
$$\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_{max}} = \frac{h \times c}{E}$$

(Εξίσωση 2.10)

Όπου:

$$c = 299,792.458 \frac{m}{s} : \text{η ταχύτητα του φωτός}$$

Σε γενικές γραμμές, η ακτινοβολία πέδησης ή επιβράδυνσης παράγεται λόγω της επιβράδυνσης, δηλαδή της αρνητικής επιτάχυνσης ενός φορτισμένου σωματιδίου. Περιλαμβάνει δε, ακτινοβολία *synchrotron* (εκπομπή φωτονίων από ένα σχετικιστικό σωματίδιο), ακτινοβολία - X (εκπομπή φωτονίων από ένα μη σχετικιστικό σωματίδιο) και εκπομπή ηλεκτρονίων - ποζιτρονίων, κατά τη διάρκεια της διάσπασης *βήτα* (*beta*). Ωστόσο, ο όρος της ακτινοβολίας πεδήσεως χρησιμοποιείται συχνά, με την πιο στενή της έννοια, η οποία ορίζει την ακτινοβολία, που προέρχεται από ένα ηλεκτρόνιο ή ένα οποιοδήποτε σωματίδιο, το οποίο επιβραδύνεται μέσα στην ύλη [10].



Σχήμα 2.1 : Εκπομπή ακτίνων X, λόγω της ακτινοβολίας πεδήσεως. Ανάλογα με την ενέργεια των εκτρεπόμενων ηλεκτρονίων, προσδιορίζεται και η ενεργειακή περιοχή των εκπεμπόμενων ακτίνων X [10].

2.6.2. Θεωρία απωλειών λόγω ακτινοβολίας πέδησης

Σύμφωνα με τις εξισώσεις του *Maxwell*, τα επιταχυνόμενα φορτία εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Συγκεκριμένα, όταν ένα ηλεκτρόνιο προσπίπτει σε ένα υλικό, υποβάλλεται σε διασπορά, εξαιτίας του πεδίου *Coulomb* του ατομικού πυρήνα του

υλικού. Ως εκ τούτου, μπορεί να θεωρηθεί ότι «φρεναρίζεται». Εάν η ενέργεια των ηλεκτρονίων που προσπίπτουν στον ατομικό πυρήνα είναι αρκετά υψηλή, η εκπεμπόμενη ακτινοβολία βρίσκεται στην περιοχή των ακτινών - X του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος [10].

Στα πλαίσια της ακτινοβολίας πέδησης, η απώλεια ενέργειας είναι ιδιαίτερα σημαντική, για τα ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας (εκατοντάδων MeV στο νερό και τον αέρα και δεκάδων MeV σε βαριά υλικά, όπως ο μόλυβδος ή ο σίδηρος). Η μέση απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους ενός υλικού, δύναται να υπολογιστεί χονδρικά, μέσω της κάτωθι σχέσης [10]:

$$\frac{dE}{dx} \cong \frac{[4 N_{\alpha} Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2]}{(m_e^2 c^4)} E \ln \left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) \quad (\text{Εξίσωση 2.11})$$

Όπου:

N_{α} : ο αριθμός των ατόμων ανά μονάδα όγκου του υλικού,

Z : ο ατομικός αριθμός του υλικού στόχου,

α : η σταθερά πεπερασμένης δομής (*Sommersfield constant*), η οποία χαρακτηρίζει την ισχύ της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης, μεταξύ βασικά φορτισμένων σωματιδίων,

m_e : η ηλεκτρονική μάζα ηρεμίας.

Μέσω της Εξίσωσης 2.11 είναι σαφές το γεγονός ότι η απώλεια ενέργειας που οφείλεται στην ακτινοβολία πέδησης, είναι ανάλογη με το τετράγωνο του ατομικού αριθμού του υλικού στόχου (Z^2), και την ενέργεια του προσπίπτοντος φορτισμένου σωματιδίου (E). Αντίθετα, η απώλεια ενέργειας, λόγω ακτινοβολίας πέδησης, είναι αντιστρόφως ανάλογη με τη μάζα του ηλεκτρονίου m_e . Ωστόσο, για σωματίδια βαρύτερα του ηλεκτρονίου, όπως παράδειγμα τα πρωτόνια ή τα σωματίδια άλφα, η ακτινοβολία πέδησης θεωρείται αμελητέα [10].

2.6.3. Απώλειες *Bremsstrahlung* κατά την αντίδραση $p - {}^{11}_5B$

Στην περίπτωση της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}_5B$, όπου χρησιμοποιείται πλάσμα Βορείου, η ακτινοβολία πέδησης εξαρτάται κυρίως από την πυκνότητα του τελευταίου, εξαιτίας του τετραγωνικού φορτίου του πυρήνα του (Z^2). Ως εκ τούτου, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί μία παράμετρος σχετικής πυκνότητας [9]:

$$\varepsilon = \frac{n_B}{n_p} \quad (\text{Εξίσωση 2.12})$$

Η παράμετρος της σχετικής πυκνότητας ε μπορεί να ρυθμιστεί, ούτως ώστε να βελτιστοποιηθεί η απόδοση του κύματος σύντηξης. Η πυκνότητα της ακτινοβολίας πέδησης (*Bremsstrahlung*) είναι δυνατόν να γραφεί τότε, ως [9]:

$$P_B \left(\frac{erg}{cm^3s} \right) = 1.5 \times 10^{-25} (1 + 5\varepsilon)(1 + 25\varepsilon) \times n_p^2 T_e^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{2T_e}{m_e c^2} \right) \quad (\text{Εξίσωση 2.13})$$

Όπου:

T_e : ηλεκτρονική θερμοκρασία στο πλάσμα Βορείου.

Σημειωτέον, στην παραπάνω εξίσωση, οι όροι των T_e και $m_e c^2$ πρέπει να δίδονται σε eV . Τέλος, η τελευταία παρένθεση της Εξίσωσης 2.13 αναπαριστά τη σχετικιστική διόρθωση, η οποία επιδρά σημαντικά στα ζεστά πλάσματα [9].

2.7. Επιτάχυνση σωματιδίων με χρήση laser

Από την ανάπτυξη των laser υψηλής έντασης, έχουν μελετηθεί πολλά σχέδια για την επιτάχυνση κατευθυνόμενων δεσμών ιόντων υψηλής ενέργειας. Αυτό συμβαίνει διότι, οι κατευθυνόμενες δέσμες ιόντων υψηλής ενέργειας, εμφανίζουν πολλά ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά. Στα χαρακτηριστικά αυτά συγκαταλέγονται το ευρύ φάσμα, η μικρή διάρκεια και ο μεγάλος αριθμός σωματιδίων ανά τετραγωνικό εκατοστό (cm^2). Μεταξύ των πολυάριθμων εφαρμογών των κατευθυνόμενων δεσμών ιόντων, αναφέρεται η χρήση τους κατά τη διενέργεια αντιδράσεων ανετρονικής σύντηξης, που αποσκοπούν στην ενεργειακή παραγωγή [3].

Τη σήμερον ημέρα, η επιτάχυνση σωματιδίων, με χρήση laser, αντιπροσωπεύει ένα από τα πλέον ελκυστικά πεδία, τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πειραματικό πλαίσιο. Στα σωματίδια που δύνανται να επιταχυνθούν, συμπεριλαμβάνονται τα πρωτόνια, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα [11]. Στην πραγματικότητα, λόγω της εμφανιζόμενης ευελιξίας τους, οι επιταχυνόμενες δέσμες ιόντων θεωρούνται υποψήφιες, για την αντικατάσταση των συμβατικών συστημάτων επιτάχυνσης, που χρησιμοποιούνται σήμερα στους τομείς της ιατρικής (*Ion Beam Therapy*), της φυσικής της ύλης, της πυρηνικής φυσικής και της laser φυσικής πλάσματος [12]. Η επιτάχυνση με laser παρουσιάζει το πλεονέκτημα της απόκτησης δεσμών ενεργειακών ιόντων, με πολύ καλή εκπομπή από το στόχο [13].

Οι φυσικοί μηχανισμοί που εμπλέκονται στην επιτάχυνση με laser, σε υψηλές τιμές ακτινοβολίας του laser ($10^{18} \frac{W}{cm^2}$), δίδονται από δύο διαφορετικά θεωρητικά πλαίσια, ανάλογα με τις εκάστοτε χρησιμοποιούμενες πειραματικές παραμέτρους. Τα πλαίσια αυτά είναι: 1) Το *TNSA* (*Target Normal Sheath Acceleration*) και 2) Το *RPA* (*Radiation Pressure Acceleration*). Άλλα θεωρητικά πλαίσια που περιγράφουν την αλληλεπίδραση ύλης και laser είναι το *PLA* (*Pulsed Laser Ablation*), το οποίο όμως λειτουργεί σε χαμηλότερες τιμές ακτινοβολίας του laser (ανάμεσα στα 10^8 και τα $10^{10} \frac{W}{cm^2}$) και επιτρέπει τη λήψη ιόντων μέτριας ενέργειας. Η τελευταία είναι δυνατόν να ανέλθει σε μερικές εκατοντάδες keV , μέσω της χρήσης συστημάτων μετέπειτα επιτάχυνσης των ιόντων [13].

Προκειμένου ωστόσο να αποδειχθεί η δυνατότητα των laser επιταχυντών πλάσματος, είναι απαραίτητο να βελτιωθούν χαρακτηριστικά των παραγόμενων δεσμών ιόντων, συμπεριλαμβανομένων της μέγιστης ενέργειας, της φωτεινότητας, της απόκλισης, της εκπομπής, του ενεργειακού φάσματος και της αναπαραγωγιμότητας [14]. Εκτός των προαναφερθέντων χαρακτηριστικών όμως, για την εδραίωση των laser επιταχυντών πλάσματος, θα πρέπει να λαμβάνονται υπόψη και οι ιδιότητες του αντικειμένου – στόχου, όπως η μάζα, η πυκνότητα, το σχήμα και το πάχος [12], [14].

Η ενσωμάτωση των συστημάτων τσαλακωμένων παλμών (*Chirped Pulse Amplification - CPA*) στα *laser* υψηλής ισχύος, έχει καταστήσει διαθέσιμες νέες εντάσεις, οι οποίες εμφανίζονταν προηγουμένως απρόσιτες, σε εργαστηριακή κλίμακα [15]. Τα *laser*, που βασίζονται στην τεχνολογία *CPA*, παράγουν παλμούς στο εύρος των $20\text{ fs} - 1\text{ ps}$ (Snively, Hatchett, Roth). Σε εντάσεις *laser* που ανέρχονται έως τα $10^{-18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, η ταχύτητα ταλάντωσης των ηλεκτρονίων μετατρέπεται σε σχετικιστική. Σε αυτά τα επίπεδα εντάσεων, παρατηρούνται νέα ενδιαφέροντα φυσικά φαινόμενα, όπως τα υπερευσταθή αυτο-δημιουργούμενα μαγνητικά πεδία, τα ενεργειακά ιόντα στην περιοχή του *MeV* και τα κύματα πλάσματος μεγάλου πλάτους [15].

Σύμφωνα με υπάρχουσες μελέτες, τα αυτό – παραγόμενα μαγνητικά πεδία, που προέρχονται από αλληλεπιδράσεις *laser* - ύλης, μονώνουν επιτυχώς τα γρήγορα ιόντα, που προέρχονται από την επιφάνεια του στόχου [16].

2.7.1. Επιτάχυνση πρωτονίων με χρήση *laser*

Τα νέα συστήματα *laser*, της τάξης του *PW*, αναμένεται ότι θα είναι σε θέση να επιταχύνουν ιόντα και ηλεκτρόνια, μέχρι τιμές ενεργειών, συγκρίσιμες με αυτές που επιτυγχάνονται από τις συνήθεις εγκαταστάσεις επιταχυντών, αλλά σε πολύ μικρότερες αποστάσεις ($1 - 1,000\text{ }\mu\text{m}$) έναντι των $0.1 - 1\text{ km}$. Στην περίπτωση των πειραμάτων επιτάχυνσης πρωτονίων με δέσμες φωτός *laser*, οι μέχρι τώρα υπάρχουσες έρευνες, αποδεικνύουν ότι η μέγιστη δυνατή κινητική ενέργεια των πρωτονίων είναι 59 MeV . Εν τούτοις, αριθμητικές προσομοιώσεις δείχνουν ότι μερικές *GeV* δέσμες πρωτονίων μπορούν να παραχθούν με *laser*, της τάξης των 10 PW [17].

Σε χαμηλές εντάσεις του *laser*, οι επιταχυνόμενες δέσμες πρωτονίων παρουσιάζουν μέγιστες ενέργειες, της τάξης των 100 eV περίπου. Επιπροσθέτως, όταν οι χρησιμοποιούμενες εντάσεις του *laser* είναι χαμηλές, ο συνολικός αριθμός των εκπεμπόμενων πρωτονίων ανέρχεται στα 10^{10} ανά παλμό. Η χρήση υδρογονωμένων στόχων επιτρέπει την παραγωγή μίας συνεχούς πηγής πρωτονίων, χρησιμοποιώντας ένα ρυθμό επαναληψιμότητας του *laser*, στα 30 Hz περίπου. Σε υψηλότερες εντάσεις του *laser*, μία ροή πρωτονίων της τάξης του 10^{19} ανά εκπεμπόμενο παλμό, είναι δυνατόν να επιταχυνθεί σε κινητικές ενέργειες μεγαλύτερες ή ίσες του 1 MeV [18]. Υπάρχουσες υπολογιστικές προσομοιώσεις αποδεικνύουν το γεγονός ότι η βελτιστοποίηση τόσο των λειτουργικών παραμέτρων ενός *PW laser*, όσο και των ιδιοτήτων ενός στόχου, μπορούν να επιφέρουν την παραγωγή πρωτονίων, με κινητική ενέργεια μερικές εκατοντάδες *MeV* [19].

2.7.2. Στόχοι που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή πρωτονίων

Στα περισσότερα εκτελούμενα πειράματα επιτάχυνσης πρωτονίων, τα τελευταία παράγονται από τις φυσικές και χημικά απορροφώμενες ακαθαρσίες μεταλλικών στόχων, οι οποίοι βέβαια διαθέτουν μία ορισμένη και μη ρυθμιζόμενη συγκέντρωση ακαθαρσιών [11].

Στο πείραμα των Guiletti D., Batani P., Andreoli P., Bonasera A., et al., όπως επίσης και στο πείραμα των Baccou C., Labaune C., Depierreux S., Goyon C., et al., χρησιμοποιήθηκαν φύλλα αλουμινίου (*Al*), για την παραγωγή της δέσμης των πρωτονίων. Επίσης, τα πρωτόνια είναι δυνατόν να παραχθούν από στόχους πολυμερών (C_xH_y), οι οποίοι συνήθως παρουσιάζουν χαμηλότερους συντελεστές απορρόφησης των

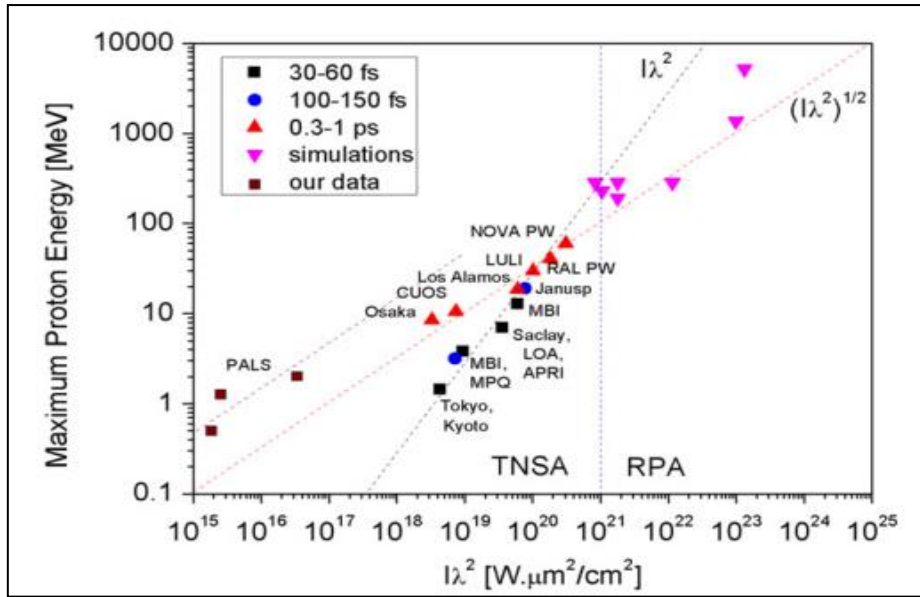
δεσμών *laser*, ιδιαίτερα στην περίπτωση μηκών κύματος λ , που προσομοιάζουν την υπέρυθρη ακτινοβολία. Ωστόσο, οι *Picciotto, Margarone, Crivelari* και *Torrisi* απέδειξαν πρόσφατα μέσω της μελέτης τους, τη δυνατότητα χρήσης τεχνητών στόχων πυριτίου (*Si*), ενισχυμένων με υδρογόνο (*H*), για την παραγωγή πρωτονίων. Οι στόχοι της τελευταίας μορφής επιδεικνύουν ένα σαφές προβάδισμα, όσο να αφορά το ρεύμα της παραγόμενης δέσμης πρωτονίων και τη μέγιστη κινητική της ενέργεια, σε σύγκριση με τα δείγματα μη επεξεργασμένου πυριτίου [11].

Σε στόχους των οποίων η περιεκτικότητα είναι πλούσια σε υδρογόνο, ένα μικρό μέρος του τελευταίου, εντοπίζεται στην μπροστινή πλευρά του κυρίου νέφους του πλάσματος. Με αυτόν τον τρόπο, επιτυγχάνεται η δημιουργία γρήγορων δεσμών πρωτονίων. Σε στόχους τανταλίου (*Ta*) και τιτανίου (*Ti*), η παραγωγή ταχέων δεσμών πρωτονίων οφείλεται κατά κύριο λόγο στην παρουσία προσμίξεων (κυρίως προσροφημένου μοριακού υδρογόνου ή καθαρού υδρογόνου), στα πρώτα επιφανειακά και υπο - επιφανειακά στρώματα τους [15].

Τα πρωτόνια, που προέρχονται από στόχους τανταλίου (*Ta*) έχουν χαμηλότερες κινητικές ενέργειες, εν συγκρίσει με εκείνα που προέρχονται από στόχους τιτανίου (*Ti*) και υβριδικού τιτανίου. Το γεγονός αυτό μπορεί να απορρέει από τις διαφορετικές θερμο - φυσικές ιδιότητες των τριών υλικών. Πράγματι, είναι γνωστό ότι το ταντάλιο (*Ta*) παρουσιάζει υψηλότερη θερμότητα σύντηξης και εξάτμισης [15].

Εν τούτοις, για τη βελτίωση της ποιότητας της παραγόμενης δέσμης πρωτονίων, αρκετά υποσχόμενη εμφανίζεται η χρήση στόχων πολλαπλών στρωμάτων. Για το σκοπό αυτό, οι *Bulanov S.V. Khoroshkov V.S.*, προτείνουν την χρήση ενός στόχου υψηλού ατομικού αριθμού *Z*, καλυπτόμενου με ένα φιλμ, που περιέχει υδρογόνο. Όταν ο συγκεκριμένος στόχος ακτινοβολείται με έναν εξαιρετικά σύντομο παλμό *laser*, τα βαριά άτομα ιονίζονται μερικώς, ενώ τα ηλεκτρόνια διαφεύγουν, δημιουργώντας έτσι, το ηλεκτρικό πεδίο διαχωρισμού ηλεκτρονίων - πρωτονίων. Εξαιτίας της υψηλής τους αδράνειας, τα βαριά ιόντα παραμένουν σε ηρεμία, ενώ τα περισσότερα ευκίνητα πρωτόνια εμπλέκονται στη διαδικασία της επιτάχυνσης [19].

Μία εμπειρική σχέση που συνδέει την ενέργεια των πρωτονίων και την ένταση x (μήκος κύματος) του *laser* είναι η: $I \times \lambda^2$ [20]. Στο Σχήμα 2.2 καταγράφεται η μέγιστη κινητική ενέργεια των πρωτονίων, σαν συνάρτηση του γινομένου $I \times \lambda^2$, όπου *I* η ένταση του *laser* και λ το μήκος κύματος του. Επιπλέον, στο Σχήμα 2.2 εμπεριέχονται βιβλιογραφικά αποτελέσματα, καθώς και αποτελέσματα των πειραμάτων των *D. Margarone, J. Krasa, A. Picciotto, L. Torrisi, L. Laska, A. Velyhan, J. Prokupek, L. Ryc*. Με αυτόν τον τρόπο, είναι δυνατός ο προσδιορισμός των πειραματικά επιτυγχανόμενων μέγιστων κινητικών ενεργειών των πρωτονίων (καθεστώς *TNSA*) [21].



Σχήμα 2.2 : Μέγιστες ενέργειες των πρωτονίων, σαν συνάρτηση του $I \times \lambda^2$ [22].

2.8. Στόχοι Βορείου, που χρησιμοποιούνται για την επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων $p - B$

Στο πείραμα των *Belayen et al.* (2005), όπως και στο πείραμα των *Baccou C., Labaune C., Depprierux S., Goyon C., et al.* (2014), χρησιμοποιήθηκαν πυκνοί και σύνθετοι στόχοι Υδρογόνου Βορείου (BCH_2). Οι *Picciotto A., Margarone D., Velyhan et al.* (2014) από την άλλη πλευρά, στο πείραμα τους, χρησιμοποίησαν ένα σαφώς καθορισμένο στρώμα προσμίξεων Βορείου, σε στόχους πυριτίου (Si), εμπλουτισμένων με υδρογόνο (H), για την επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων $p - B$ [12]. Στο πείραμα των *Guiletti D., Batani P., Andreoli P., Bonasera A., et al.*, όπως επίσης και στο πείραμα των *Baccou C., Labaune C., Depprierux S., Goyon C., et al.* (2014), χρησιμοποιήθηκε στόχος φυσικού Βορείου (19.9 % $^{10}_5B$, 80.1 % $^{11}_5B$).

Οι σύνθετοι στόχοι υδρογόνου - Βορείου (BCH_2) εμπλουτίζονται με άτομα αυτών, μέσω θερμικής ανόπτησης και διαδικασιών εμφύτευσης ιόντων, σε θερμοκρασία της τάξης των 50 keV. Διαδικασίες όπως οι προαναφερθείσες, έχουν πραγματοποιηθεί στο εργαστήριο Μικροτεχνολογιών (*Microtechnologies Laboratory - MTLab*), στο *Fondazione Bruno Kessler* του Τρέντο [11].

Σε στόχους πυριτίου (Si), εμπλουτισμένων με υδρογόνο (H), η συγκέντρωση του τελευταίου μπορεί να αυξηθεί, μέσω μίας θερμικής διεργασίας, κατά την οποία τα άτομα του υδρογόνου που διαχέονται εντός της μήτρας του πυριτίου, είναι δυνατόν να συνδεθούν με αυτό, σχηματίζοντας δεσμούς $Si - H$. Σε δείγματα πυριτίου (Si), στα οποία τα άτομα Βορείου διαχέονται ομοιογενώς στο υπόστρωμα τους, μέσω θερμικής ανόπτησης (1 h στους 1,000 °C), τα άτομα του Βορείου κατανέμονται σε πολύ παχύτερο στρώμα, ξεκινώντας από την επιφάνεια του δείγματος μέχρι ένα ορισμένο βάθος ($< 10 \mu m$). Ως εκ τούτου, το Βόρειο εμφανίζει χαμηλότερη τοπική συγκέντρωση (περίπου $10^{20} cm^{-3}$) [11].

Ωστόσο, οι αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης δεν είναι δυνατόν να λάβουν χώρα σε έναν στερεό και κρύο στόχο ^{11}B βορείου, όπως συνήθως μελετάται στην πυρηνική φυσική. Ένας

απλός στερεός στόχος Βορείου θεωρείται ότι θερμαίνεται ισόχωρα από την επιταχυνόμενη δέσμη των πρωτονίων, που παράγεται μέσω δέσμης *laser*. Μέσω της ισόχωρης θέρμανσης από τη δέσμη των πρωτονίων, η θερμοκρασία του στερεού στόχου Βορείου μπορεί να ανέλθει σε δεκάδες eV , με την πυκνότητα του να προσεγγίζει αυτήν του στερεού [2].

Στην παρούσα μελέτη, για την επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων $p - B$, θα χρησιμοποιηθεί στόχος, με 100 % περιεκτικότητα σε $^{11}_5B$.

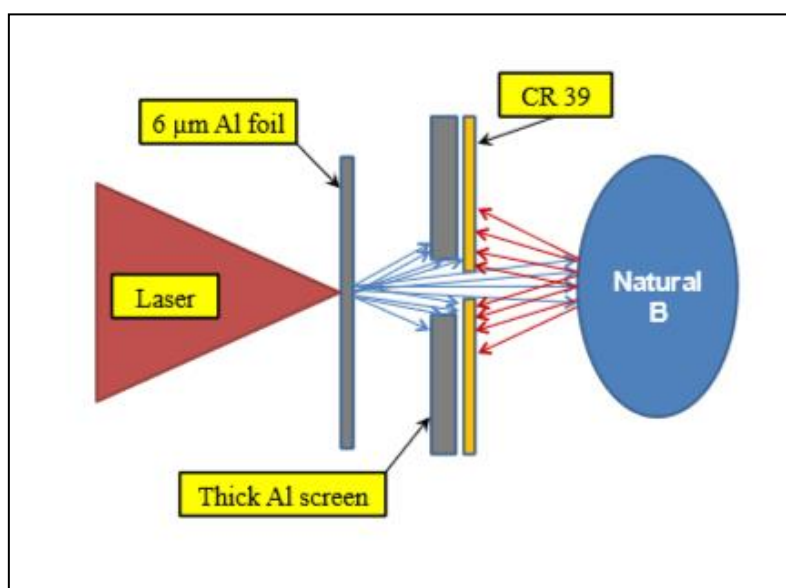
2.9. Υπάρχουσες πειραματικές μελέτες πάνω στην πυρηνική αντίδραση $p - B$

2.9.1. Πείραμα Guiletti D., Batani P., Andreoli P., Bonasera A., et al.

Το πείραμα των Guiletti D., Batani P., Andreoli P., Bonasera A., et al., πραγματοποιήθηκε στο «Centre Lasers Intenses et Applications» (CELIA), χρησιμοποιώντας το *laser ECLIPSE*. Το *laser ECLIPSE* είναι ένα *laser Ti:Sapphire*, με μήκος κύματος $\lambda = 800\text{ nm}$, το οποίο διαθέτει συχνότητα της τάξης των 10 Hz και παραλαμβάνει μέχρι και 170 mJ ενέργειας, μέσα σε 35 fs . Η χρονική αντίθεση του συγκεκριμένου *laser* έγκειται στα 4×10^{-9} , στα 12 ns , και η ενεργειακή του σταθερότητα στο 1.5 \% RMS [1].

Η δέσμη του *laser ECLIPSE* εστίασε σε ένα λεπτό φύλλο αλουμινίου (Al), διαμέτρου $6\text{ }\mu m$, παράγοντας με αυτόν τον τρόπο ένα πλάσμα θερμοκρασίας, μερικών εκατοντάδων eV . Στο τελευταίο, η γρήγορη διαφυγή των ηλεκτρονίων από το στόχο, παρήγαγε την επιτάχυνση των πρωτονίων, στην εμπρόσθια κατεύθυνση, με ενέργειες μερικών εκατοντάδων keV [1].

Στο Σχήμα 2.3 παρουσιάζεται η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση των σωματιδίων άλφα (4_2He), που παρήχθησαν κατά τη διάρκεια της ανετρονικής αντίδρασης σύντηξης: $p - B$. Στο σχήμα αυτό, τα μπλε βέλη υποδεικνύουν τα σωματίδια (δηλαδή τα πρωτόνια), που επιταχύνθηκαν στην εμπρόσθια κατεύθυνση, κατά την αλληλεπίδραση *laser* – λεπτού φύλλου Al . Τα κόκκινα βέλη από την άλλη πλευρά, αναπαριστούν τα σωματίδια, τα οποία εκπέμφθηκαν ή ανακλάστηκαν από την επιφάνεια του δείγματος φυσικού Βορείου [1].



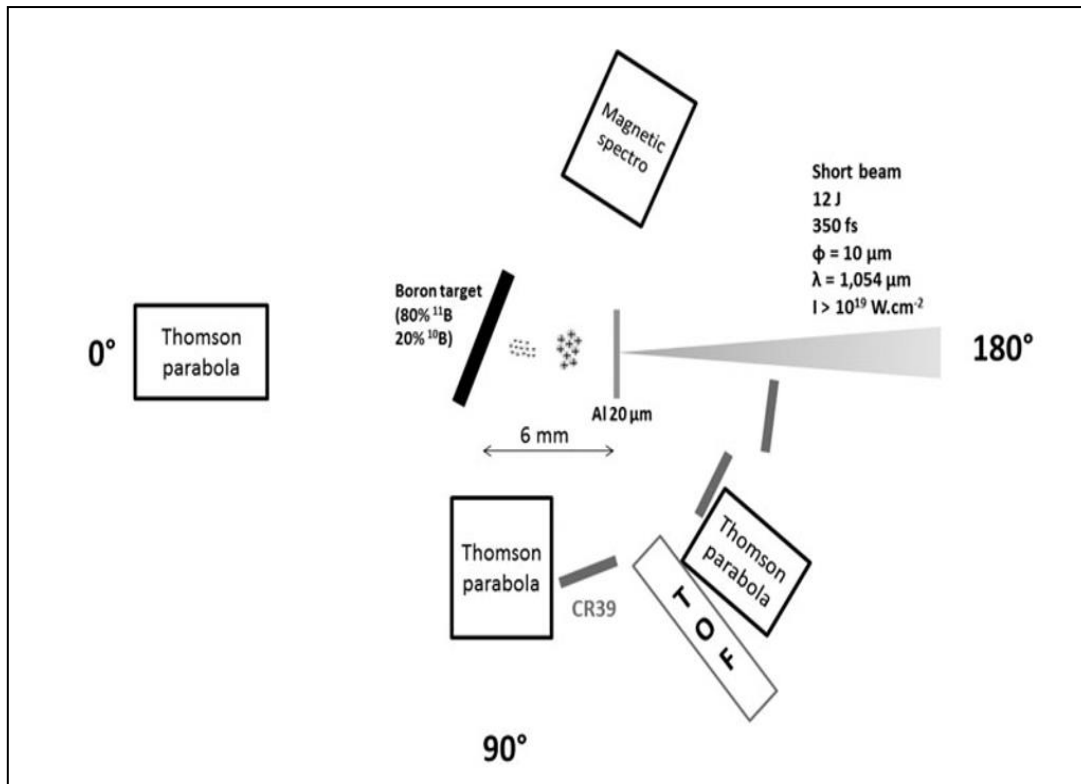
Σχήμα 2.3 : Η πειραματική διάταξη των Guiletti D., Batani P., Andreoli P., Bonasera A., et al. [1].

Αναλυτικότερα: Τα ενεργειακά πρωτόνια, που περνούν μέσα από μία στενή τρύπα, κατασκευασμένη εσκεμμένα πάνω στο παχύ φύλλου αλουμινίου (thick Al screen), προσκρούουν σε ένα παχύ δείγμα φυσικού Βορείου, προκαλώντας την αντίδραση ανετρονικής σύντηξης. Τα σωματίδια άλφα που εξέρχονται από την επιφάνεια του δείγματος φυσικού Βορείου, χτυπούν τη διάταξη CR – 39 [1]. Η διάταξη CR – 39 η οποία θα υποστεί εν συνεχεία επεξεργασία, σε εργαστηριακή κλίμακα, είναι κατασκευασμένη από πολυμερές πλαστικό και εμφανίζεται ευαίσθητη στις συγκρούσεις ιόντων. Μετά την χάραξη σε καυστικό διάλυμα NaOH στους 70°C , οι κρατήρες που δημιουργούνται από τα ιόντα πάνω στην πολυμερική δομή της διάταξης CR – 39, μπορούν να αποκαλυφθούν και στη συνέχεια να παρατηρηθούν με ένα μικροσκόπιο. Η ταυτοποίηση του είδους των ιόντων καθίσταται δυνατή, μέσω παρατήρησης του μεγέθους των σχηματιζόμενων κρατήρων. Συγκεκριμένα, τα βαριά ιόντα δημιουργούν μεγαλύτερους κρατήρες, εν συγκρίσει με τα πρωτόνια, ενώ υπάρχει μία σαφής εξάρτηση ανάμεσα στο μέγεθος του σχηματιζόμενου κρατήρα και της ενέργειας των ιόντων [1].

Τα αποτελέσματα του πειράματος του πειράματος των Guiletti D., Batani P., Andreoli P., Bonasera A., et al., που προέκυψαν μέσω της εργαστηριακής ανάλυσης, παραμένουν άγνωστα μέχρι σήμερα.

2.9.2. Πείραμα , Baccou C., Labaune C., Depprierux S., Goyon C., et al. (2014)

Η πειραματική διάταξη που προτάθηκε από τους Baccou C., Labaune C., Depprierux S., Goyon C., et al., για την παραγωγή της αντίδρασης σύντηξης $p - B$, παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.4. Η μελέτη τους εκπονήθηκε στη μονάδα ELFIE και συγκεκριμένα, στο εργαστήριο LULI [2].

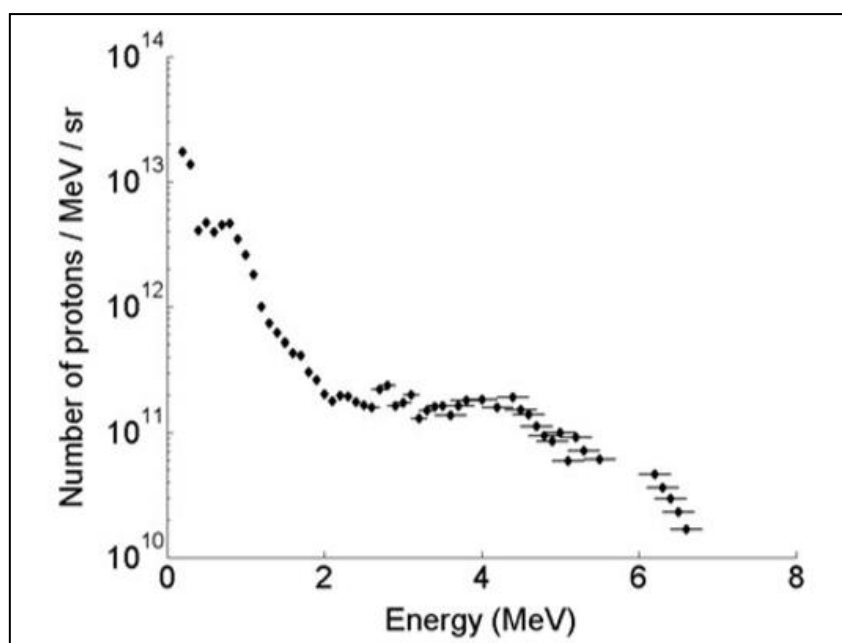


Σχήμα 2.4 : Η πειραματική διάταξη των Baccou C., Labaune C., Depierreux S., Goyon C., et al. περιλάμβανε την χρήση μίας δέσμης laser και δύο στόχων. Διαγνωστικά σωματιδίων, όπως οι ανιχνευτές CR – 39, τα Thomson Parabola, το μαγνητικό φασματόμετρο (Magnetic spectro) και οι ανιχνευτές χρόνου πτήσης (Time Of Flight –TOF detectors), χρησιμοποιήθηκαν για τον χαρακτηρισμό του φάσματος της δέσμης των πρωτονίων, η οποία επιταχύνθηκε με μηχανισμό TNSA, αλλά και για την ανίχνευση των σωματιδίων άλφα, που εκπέμφθηκαν από το στόχο Βορείου [2].

Η επιτάχυνση των πρωτονίων κατέστη δυνατή, μέσω της χρήσης του μηχανισμού TNSA (Target Normal Sheat Acceleration). Ως εκ τούτου, με αρκετά χαμηλή ενέργεια, μόλις μερικών Joules, και χρησιμοποιώντας εντάσεις του laser πάνω από τα $10^{18} \frac{W}{cm^2}$, ήταν δυνατό να επιταχυνθούν πρωτόνια στο εύρος του MeV. Για το σκοπό αυτό, μία σύντομη ακτίνα laser (12 J, 350 fs, $\lambda = 1.056 \mu m$) επικεντρώθηκε σε ένα λεπτό φύλλο αλουμινίου (Al), με αρχικό πάχος 20 μm , παράγοντας εντάσεις laser, της τάξης των $10^{19} \frac{W}{cm^2}$. Οι παραγόμενες TNSA δέσμες ιόντων κυριαρχούνταν κυρίως από πρωτόνια και κατευθύνονταν σε έναν στόχο Βορείου, ο οποίος σχημάτιζε γωνία 45° με το οριζόντιο επίπεδο και αποτελούνταν από 80 % ¹¹ Βόρειο και 20 % ¹⁰ Βόρειο. Η απόσταση μεταξύ του λεπτού φύλλου αλουμινίου (Al), και του στόχου Βορείου ορίστηκε στα 6 μm [2].

Στο Σχήμα 2.5, παρουσιάζεται ένα τυπικό ενεργειακό φάσμα των πρωτονίων, που επιταχύνθηκαν με μηχανισμό TNSA, από το στόχο αλουμινίου (Al). Το παρουσιαζόμενο ενεργειακό φάσμα των πρωτονίων, ελήφθη από τη διάταξη

Thomson Parabola, η οποία τοποθετήθηκε υπό γωνία 0° , σε σχέση με τον άξονα της δέσμης των πρωτονίων. Επίσης, ο συνολικός αριθμός των πρωτονίων, που στάλθηκαν στο στόχο του Βορείου, ήταν της τάξης του 10^{12} [2].



Σχήμα 2.6 : Το τυπικό ενεργειακό φάσμα της δέσμης των πρωτονίων, που επιταχύνθηκε με μηχανισμό *TNSA*, στην οπίσθια όψη ενός φύλλου αλουμινίου, πάχους 20 μm , για την επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων στο στόχο Βορείου [2].

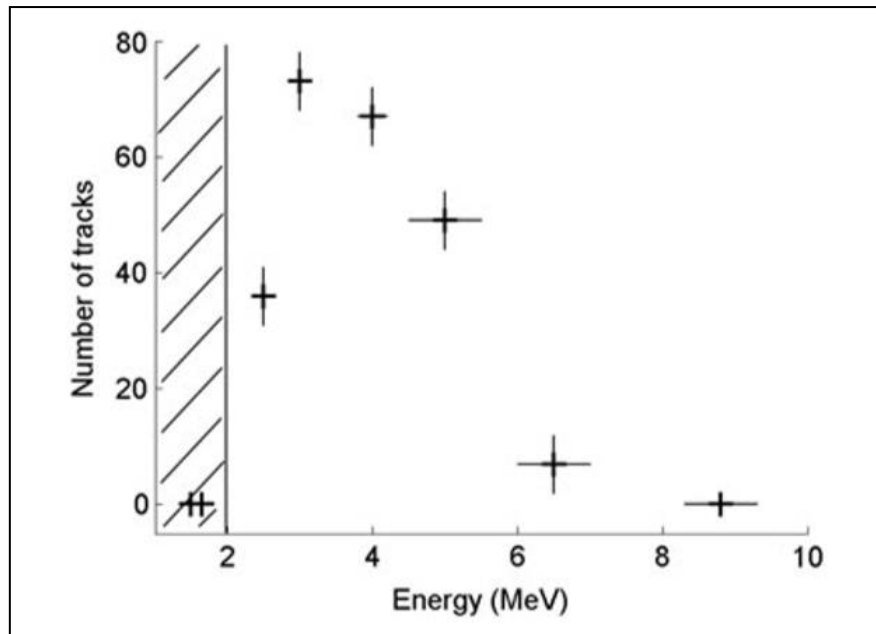
Το πείραμα των *Baccou C., Labaune C., Deprierux S., Goyon C., et al.*, σχεδιάστηκε με τέτοιο τρόπο, ούτως ώστε να καθίσταται δυνατή η τροποποίηση τόσο της ενέργειας του *laser*, όσο και των γεωμετρικών παραμέτρων του στόχου (απόσταση μεταξύ του φύλλου αλουμινίου και του στόχου Βορείου, γωνίες κλίσης κ.ο.κ). Στόχος των προαναφερθέντων τροποποιήσεων ήταν η εύρεση μίας βέλτιστης διαμόρφωσης, για την επίτευξη του μεγαλύτερου αριθμού πυρηνικών αντιδράσεων $p - B$. Εκτός αυτού όμως, οι *Baccou C., Labaune C., Deprierux S., Goyon C., et al.*, κατεύθυναν έναν σύντομο παλμό *laser* σε ένα σύνθετο στόχο BCH_2 [2].

Για τη μελέτη της αποδοτικότητας του σχήματος τους, οι *Baccou C., Labaune C., Deprierux S., Goyon C., et al.*, έπρεπε να προσδιορίσουν τον αριθμό των παραγόμενων πυρηνικών αντιδράσεων, μετρώντας τον αριθμό των σωματιδίων άλφα, που εκπέμφθηκαν από το στερεό στόχο Βορείου. Προκειμένου να καταστεί εφικτός ο διαχωρισμός των σωματιδίων άλφα από τα λοιπά ενεργειακά σωματίδια (πρωτόνια, ιόντα άνθρακα κ.ο.κ), χρησιμοποιήθηκε ένα πλήρες σύνολο διαγνωστικών διατάξεων, το οποίο περιλάμβανε ανιχνευτές *CR - 39*, *Thomson Parabola*, μαγνητικό φασματόμετρο (*Magnetic spectro*) και ανιχνευτές χρόνου πτήσης (*Time Of Flight -TOF detectors*). Η παραπάνω αναφερόμενη διάταξη επέτρεψε εκτός από τη διαφοροποίηση των ιόντων, μέσω της μάζας και της κατάστασης ιονισμού τους, και τον καθορισμό των ενεργειών τους [2].

Το μαγνητικό φασματόμετρο (*Magnetic spectro*) χρησιμοποιήθηκε για τον καθορισμό του ενεργειακού φάσματος των σωματιδίων. Συγκεκριμένα, το μαγνητικό φασματόμετρο, μέσω της εφαρμογής ενός μαγνητικού πεδίου, εντάσεως 0.4 Tesla , σε μήκος 10 cm , επέτρεψε την εκτροπή ιόντων, ανάλογα με την ενέργεια, την φόρτιση και τη μάζα τους, κατά μήκος του άξονα z . Μία διάταξη $CR - 39$ τοποθετήθηκε στο τέλος των μαγνητών του μαγνητικού φασματόμετρου. Έτσι, για ένα σήμα που λαμβάνεται σε μία δεδομένη τιμή του άξονα z , μπορεί να προσδιοριστεί εκτός από την ενέργεια των καλά καθορισμένων ιόντων και η διάμετρος του σχηματιζόμενου κρατήρα, πάνω στη διάταξη $CR - 39$. Η σύνδεση των δύο προαναφερθέντων πληροφοριών, μαζί με την χρήση ενός φίλτρου αλουμινίου, πάνω στη διάταξη $CR - 39$, για την καταστολή των βαριών ιόντων, επέτρεψε τον προσδιορισμό της φύσης των σωματιδίων (πρωτόνια ή σωματία άλφα), που εκπέμπονται από το στερεό στόχο Βορείου [2].

Η διαγνωστική διάταξη *Thomson Parabola* βασίστηκε στη διαδοχική εφαρμογή ενός μαγνητικού πεδίου (0.6 Tesla), σε μήκος 50 mm , και ενός ηλεκτρικού πεδίου ($7.7 \times 10^5 \frac{V}{m}$), σε μήκος 40 mm . Η συγκεκριμένη διαγνωστική διάταξη επέτρεψε την εκτροπή ιόντων, τόσο στην κάθετη όσο και στην εγκάρσια κατεύθυνση, ανάλογα με το λόγο $\frac{q}{m}$ (όπου q η κατάσταση φόρτισης και m η μάζα των ιόντων) και την ενέργεια τους. Πάνω στα ηλεκτρικά – μαγνητικά πεδία του *Thomson Parabola*, τοποθετήθηκε με κατεύθυνση προς τα κάτω, μία μεγάλη πλάκα απεικόνισης (*Imaging Plate - IP*), για την καταγραφή των ιόντων. Σε περιοδικά διαστήματα, κατά τη διάρκεια του πειράματος των *Baccou C., Labaune C., Deppierrez S., Goyon C., et al.*, η διάταξη *Thomson Parabola*, τοποθετημένη υπό γωνία 0° , χρησιμοποιούνταν για τον χαρακτηρισμό των επιταχυνόμενων δεσμών πρωτονίων. Για το λόγο αυτό, ο στόχος Βορείου δεν τοποθετήθηκε πίσω από το φύλλο αλουμινίου, αλλά εμπρός του. Η διάταξη *Thomson Parabola*, που τοποθετήθηκε υπό γωνία 90° , χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση των σωματιδίων άλφα, που παρήχθησαν κατά τις αντιδράσεις σύντηξης [2].

Στο παραπάνω περιγραφόμενο πείραμα των *Baccou C., Labaune C., Deppierrez S., Goyon C., et al.*, ο αριθμός των σωματιδίων άλφα που παρήχθησαν ανά στερακίνιο, προσδιορίστηκε στα 10^7 . Επίσης, μία πιο λεπτομερής μελέτη για το φάσμα της ενέργειας των σωματιδίων άλφα, δίδεται στο Σχήμα 2.6, για μια γωνία ανίχνευσης 135° . Το αποκτηθέν φάσμα προέκυψε μέσω μέτρησης του αριθμού των κρατήρων, στο μαγνητικό φασματόμετρο [2].



Σχήμα 2.6 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που παρήχθησαν κατά τις πυρηνικές αντιδράσεις $p - B$, σε ένα στόχο Βορείου, από μία δέσμη πρωτονίων, επιταχυνόμενη με *laser*. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με μαγνητικό φασματόμετρο, τοποθετημένο υπό γωνία 135° , σε σχέση με τον άξονα της δέσμης του *laser*. Οι παρουσιαζόμενες μετρήσεις δίδονται για μία περιοχή δείγματος $290 \times 220 \mu m^2$ [2].

2.9.3. Πείραμα Picciotto A., Margarone D., Velyhan A., Prokupek J. et al. (2014)

Το πείραμα των Picciotto A, Margarone D., Velyhan A., Prokupek J. et al., πραγματοποιήθηκε στην εγκατάσταση «Prague Asterix Laser System (PALS)» στην Πράγα. Στο εν λόγω πείραμα, ένα γραμμικά πολωμένο *laser*, με παλμό ενέργειας μερικών kJ (γύρω στα $500 J$ στο παρόν πείραμα) και διάρκειας υποδιαίστερης του *nanosecond*, χρησιμοποιήθηκε για την ακτινοβολήση μαζικών στόχων πυριτίου (Si). Η γωνία πρόσπτωσης μεταξύ του άξονα του *laser* και του στόχου πυριτίου (Si) ορίστηκε στις 30° . Η πλειοψηφία των στόχων πυριτίου εμπλουτίστηκε προηγουμένως με άτομα υδρογόνου (H) και Βορείου (B), μέσω διεργασιών θερμικής ανόπτησης και εμφύτευσης $50 keV$ ιόντων, στο εργαστήριο Μικροτεχνολογιών (MTLab), στο *Fondazione Bruno Kessler* του Τρέντο. Οι μελετητές κατέγραψαν κυρίως τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την ακτινοβολήση των μαζικών δειγμάτων πυριτίου, πάχους $0.5 \mu m$, στα οποία έχουν εμφυτευτεί άτομα Βορείου ($amu = 11$), σε ένα βάθος $190 nm$ και με μία συγκέντρωση γύρω στα $10^{22} cm^{-3}$. Ωστόσο, επισημαίνεται το γεγονός ότι, στα δείγματα πυριτίου, το πάχος του στρώματος Βορείου, έγκειται γύρω στα $100 nm$ [11].

Επίσης, στα δείγματα πυριτίου (Si), η συγκέντρωση του υδρογόνου (H) αυξανόταν, μέσω θερμικής διεργασίας, κατά την οποία, τα άτομα υδρογόνου διαχέονται εντός της μήτρας πυριτίου, και συνδέονται με αυτό, σχηματίζοντας

δεσμούς $Si - H$. Οι τελευταίοι εξουδετερώνουν τους δεσμούς «κουμπώματος» του πυριτίου (Si), επιτυγχάνοντας έτσι μία συγκέντρωση υψηλότερη του 10^{20} cm^{-3} [11].

Ανιχνευτές ιόντων, όπως: 1) Το φασματόμετρο *Thomson – Parabola (TP)*, 2) Οι ανιχνευτές χρόνου πτήσης (*TOF*), 3) Οι ανιχνευτές καρβιδίου του πυριτίου (SiC) και 4) Οι ανιχνευτές στερεού πυρηνικού ίχνους, του τύπου *PM-355*, χρησιμοποιήθηκαν για την ανίχνευση - τον προσδιορισμό των παραγόμενων πρωτονίων και σωματιδίων άλφα, όπως επίσης και για τη μέτρηση της ενέργειάς τους, σε διάφορες κατευθύνσεις σε σχέση με τον ακτινοβολούμενο στόχο [11].

Στο πείραμα των *Picciotto A, Margarone D., Velyhan A., Prokupek J. et al.*, η παρουσία ιόντων Βορείου, στους ανιχνευτές πυρηνικού ίχνους, αποκλείστηκε, καθώς χρησιμοποιήθηκαν φίλτρα αλουμινίου (Al), με πάχος έως $20 \mu m$. Η ενέργεια που θα απαιτούνταν, ούτως ώστε, τα ιόντα Βορείου να περάσουν μέσα από αυτά τα φίλτρα, είναι περίπου 20 MeV . Η μέγιστη ενέργεια των ιόντων Βορείου μετρήθηκε στα 300 keV , με ακτινοβολία laser, γύρω στα $5 \times 10^{16} \frac{W \mu m^2}{cm^2}$ [11].

Η μέγιστη ενέργεια των πρωτονίων, που καταγράφηκε από το φασματόμετρο *Thomson – Parabola (TP)*, ήταν περίπου 1 MeV . Επίσης, για τον προσδιορισμό της γωνιακής κατανομής των σωματιδίων άλφα, χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές *PM-355*, τοποθετημένοι σε διαφορετικές γωνίες. Ο μέγιστος αριθμός των παραγόμενων σωματιδίων άλφα προσδιορίστηκε στα 10^9 , ανά στερακτίνο, ενώ ο εκτιμώμενος συνολικός αριθμός των παραγόμενων σωματιδίων άλφα, που παρήχθησαν ανά παλμό του laser, ήταν γύρω στα 4×10^8 [11].

Σύμφωνα με τους *Eliezer S., Hora H., Korn G., et al.*, τα παραπάνω απροσδόκητα αποτελέσματα, όσο να αφορά τον αριθμό των σωματιδίων άλφα, που παράγονται ανά στερακτίνο, ίσως οφείλονται σε ένα πολλαπλασιασμό χιονοστιβάδας (*avalanche multiplication*). Ο πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας μπορεί να εξηγηθεί από τις ελαστικές πυρηνικές συγκρούσεις στην ευρεία ζώνη ενέργειας των 600 keV , η οποία συμπίπτει με την υψηλότερη ενεργή διατομή της αντίδρασης $p - B$ [11].

2.10. *Avalanche p – B fusion με ελαστικές πυρηνικές συγκρούσεις*

Μία λεπτομερής επεξήγηση της διαδικασίας χιονοστιβάδας είναι δυνατή μέσω της ακόλουθης εκτίμησης ελαστικών συγκρούσεων. Οι τελευταίες προκαλούνται από τα σωματίδια άλφα, που παράγονται από την αντίδραση $p - B$, σε μία ευρεία ενεργειακή περιοχή, των 600 keV περίπου [22].

Ένας πυρήνας αρχικής ηρεμίας ${}^{11}_5B$ ή ένας πυρήνας πρωτονίου μάζας m_2 , είναι δυνατόν να αποκτήσει ενέργεια, από ένα σωματίδιο άλφα μάζας m_1 . Η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να αποκτηθεί κατά τη σύγκρουση με ένα σωματίδιο, που βρίσκεται σε ηρεμία, είναι [22]:

$$E_{2,final}(initially\ at\ rest) = \left[\frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \right] E_{1,initial} \quad (Εξίσωση\ 2.14)$$

Μετά την πρώτη σύγκρουση ενός σωματιδίου άλφα με έναν πυρήνα Βορείου, ισχύουν τα εξής [22]:

$$E_{lab}(^{11}_5B) = \left(\frac{176}{225} \right) E_a = 2,270\ keV \quad (Εξίσωση\ 2.15)$$

$$E_{cm}(p^{11}_5B) = \left(\frac{1}{12} \right) \left(\frac{176}{225} \right) E_a = 189\ keV \quad (Εξίσωση\ 2.16)$$

Όπου:

$E_{lab}(^{11}_5B)$: η ενέργεια των πυρήνων Βορείου, μετά τη σύγκρουση τους με ένα σωματίο άλφα, σε εργαστηριακή κλίμακα,

$E_{cm}(p^{11}_5B)$: η ενέργεια του κέντρου μάζας του συστήματος, ενός πρωτονίου και ενός πυρήνα Βορείου, που βρίσκονται σε ηρεμία, σε εργαστηριακή κλίμακα.

Μετά την πρώτη σύγκρουση ενός σωματιδίου άλφα με ένα πρωτόνιο, ισχύουν τα εξής:

$$E_{lab}(p) = \left(\frac{16}{25} \right) E_a = 1,860\ keV \quad (Εξίσωση\ 2.17)$$

$$E_{cm}(p^{11}_5B) = \left(\frac{11}{12} \right) \left(\frac{16}{25} \right) E_a = 1,701\ keV \quad (Εξίσωση\ 2.18)$$

Όπου:

$E_{lab}(^{11}_5B)$: η ενέργεια ενός πρωτονίου, μετά τη σύγκρουση του με ένα σωματίο άλφα, σε εργαστηριακή κλίμακα,

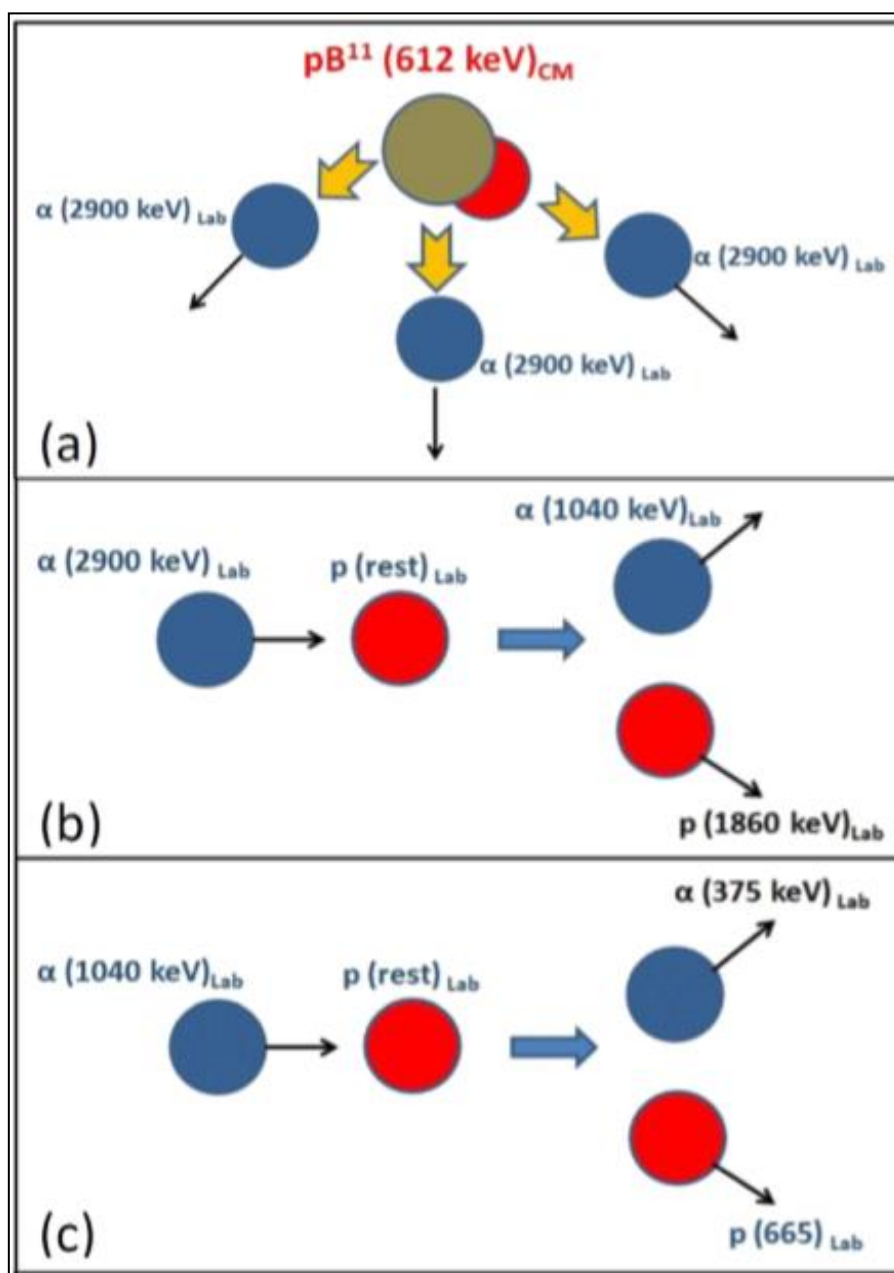
$E_{cm}(p^{11}_5B)$: η ενέργεια του κέντρου μάζας του συστήματος, ενός πρωτονίου και ενός πυρήνα Βορείου, που βρίσκονται σε ηρεμία, σε εργαστηριακή κλίμακα.

Μετά τη δεύτερη σύγκρουση ενός σωματιδίου άλφα, ενέργειας $E_a = 2,900\ keV$, με ένα πρωτόνιο, το τελευταίο συγκρούεται με έναν πυρήνα Βορείου, και η ενέργεια του κέντρου μάζας του συστήματος $p - ^{11}_5B$, γίνεται:

$$E_{cm}(p^{11}_5B) = \left(\frac{11}{12} \right) \left(\frac{16}{25} \right) \left(\frac{9}{25} \right) E_a = 612,5\ keV \quad (Εξίσωση\ 2.19)$$

Παρατηρείται το γεγονός ότι η παραπάνω ενέργεια των $612,5\ keV$ βρίσκεται εντός της μέγιστης ενεργής διατομής της αντίδρασης $p - ^{11}_5B$. Ο μηχανισμός της σύγκρουσης ενός σωματιδίου άλφα με ένα πρωτόνιο, το οποίο εν συνεχεία

συγκρούεται με έναν πυρήνα Βορείου, ονομάζεται «χιονοστιβάδα (*avalanche*)» [22]. Η σχηματική διάταξη του μηχανισμού χιονοστιβάδας περιγράφεται στο Σχήμα 2.8.



Σχήμα 2.8 : Η διάταξη χιονοστιβάδας [22]

Οι συγκρούσεις των σωματιδίων άλφα με τα πρωτόνια εμφανίζονται περισσότερο πιθανές. Επίσης, στο μηχανισμό χιονοστιβάδας, συναντώνται δύο τάξεις πυκνοτήτων για τα πρωτόνια: 1) Η n_{p1} , που αντιστοιχεί σε πρωτόνια τα οποία δε συγκρούστηκαν με σωματίδια άλφα και 2) Η n_{p2} , η οποία αντιστοιχεί σε πρωτόνια, τα οποία συγκρούστηκαν με σωματίδια άλφα, με αποτέλεσμα να αποκτήσουν την

ενέργεια, που καθίσταται σωστή για η σύγκρουση $p - B$, στη μέγιστη πυρηνική ενεργό διατομή [22].

References

- [1] Giulietti, D., Andreoli, P., Batani, D., Bonasera, A., Boutoux, G., Burgy, F., Verona-Rinati, G. (2016). Laser-plasma energetic particle production for aneutronic nuclear fusion experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*.
- [2] Labaune, C., Baccou, C., Yahia, V., Neuville, C., & Rafelski, J. (2016). Laser-initiated primary and secondary nuclear reactions in Boron-Nitride. *Scientific Reports*, 6, 21202.
- [3] Baccou, C., Depierreux, S., Yahia, V., Neuville, C., Goyon, C., De Angelis, R., ... Labaune, C. (2015). New scheme to produce aneutronic fusion reactions by laser-accelerated ions. *Laser and Particle Beams*, 33(01), 117–122.
- [4] Stave, S., Ahmed, M. W., France, R. H., Henshaw, S. S., Müller, B., Perdue, B. A., ... Weller, H. R. (2011). Understanding the $B_{11}(p,\alpha)\alpha$ reaction at the 0.675 MeV resonance. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 696(1-2), 26–29.
- [5] Picciotto, A., Margarone, D., Velyhan, A., Bellutti, P., Krasa, J., Szydlowsky, A., Korn, G. (2014). Boron-proton nuclear-fusion enhancement induced in boron-doped silicon targets by low-contrast Pulsed Laser. *Physical Review X*, 4(3), 1–8.
- Bishnupriya Nayak. (2013). Reactivities of neutronic and aneutronic fusion fuels. *Annals of Nuclear Energy* 60 (2013) 73–77.
- [6] Nevins, W., & Swain, R. (2000). The thermonuclear fusion rate coefficient for p- ^{11}B reactions. *Nuclear Fusion*, 40(4), 865–872.
- [7] Belyaev, V. S., Matafonov, A. P., Vinogradov, V. I., Krainov, V. P., Lisitsa, V. S., Roussetski, A. S., Andrianov, V. P. (2005). Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas. *Physical Review E*, 72(2), 026406.
- [8] Ruggiero, A. g., (1992). Nuclear fusion of protons with Boron. *Accelerator Physics Technical Note No. 48*.
- [9] Martinez-Val, J. M., Eliezer, S., Piera, M., & Velarde, G. (1996). Fusion burning waves in proton-boron- ^{11}B plasmas. *Physics Letters A*, (216), 142–152.
- [10] (<http://physicsopenlab.org/2017/08/02/bremsstrahlung-radiation>)
- [11] Picciotto, A., Margarone, D., Crivellari, M., Bellutti, P., Colpo, S., Torrisi, L., Ullschmied, J. (2011). Microfabrication of silicon hydrogenated thin targets for multi-MeV laser-driven proton acceleration. *Applied Physics Express*, 4(12).
- [12] Margarone, D., Krasa, J., Laska, L., Velyhan, A., Mocek, T., Prokupek, J., Rus, B. (2010). Measurements of the highest acceleration gradient for ions produced with a long laser pulse. *Review of Scientific Instruments*, 81(2).
- [13] Velardi, L., Delle Side, D., Krása, J., & Nassisi, V. (2014). Proton extraction by laser ablation of transition metals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 331, 20–22.

- [14] D. Margarone, J. Krasa, A. Picciotto, L. Torrasi, L. Laska, A. Velyhan, J. Prokupek, L. Ryc, P. Parys, J. Ullschmied, B. Rus. (2011). High current, high energy proton beams accelerated by a sub-nanosecond laser.
- [15] Fewes, A. P., Norreys, P. A., Beg, F. N., Bell, A. R., Dangor, A. E., Danson, C. N., Rose, S. J. (1994). Plasma Ion Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets. *Physical Review Letters*, 73(13), 1801.
- [16] Gitomer, S. J., Jones, R. D., Begay, F., Ehler, A. W., Kephart, J. F., & Kristal, R. (2016). Fast ions and hot electrons in the laser – plasma interaction, 2679 (1986).
- [17] Wilks, S. C., Langdon, A. B., Cowan, T. E., Roth, M., Singh, M., Hatchett, S., Snavely, R. A. (2001). Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas*, 8(2), 542–549.
- [18] Torrasi, L., Giuffrida, L., Margarone, D., Caridi, F., & Di Bartolo, F. (2011). Low energy proton beams from laser-generated plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 653(1), 140–144.
- [19] Bulanov, S. V, & Khoroshkov, V. S. (2001). Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy. *Plasma Physics Reports*, 28(5), 453–456.
- [20] Snavely, R. A., Key, M. H., Hatchett, S. P., Cowan, I. E., Roth, M., Phillips, T. W., ... Campbell, E. M. (2000). Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, 85(14), 2945–2948.
- [21] Margarone, D., Krasa, J., Prokupek, J., Velyhan, a, Torrasi, L., Picciotto, a, Rus, B. (2012). New methods for high current fast ion beam production by laser-driven acceleration. *Rev. Sci. Instrum.*, 83(2), 02B307
- [22] Eliezer, S., Hora, H., Korn, G., Nissim, N., & Martinez Val, J. M. (2016). Avalanche proton-boron fusion based on elastic nuclear collisions. *Physics of Plasmas*, 23(5), 2014–2017.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΑΛΛΗΛΟΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΔΕΣΜΗΣ ΤΩΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΜΕ ΤΟ ΣΤΕΡΕΟ ΣΤΟΧΟ $^{11}_5\text{B}$

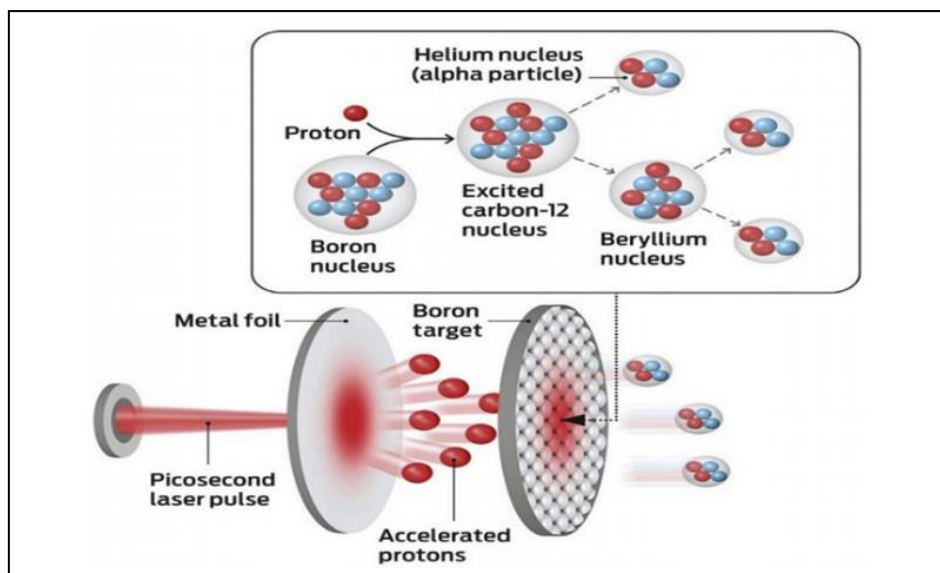
3.1. Διάταξη μελέτης – Φυσικές αρχές

Σύμφωνα με τους Labaune, C., Baccou, C., Depierreux, S., Goyon, C., Loisel, G., Yahia, V., & Rafelski, J. (2013), ο αριθμός των πρωτονίων που απαιτείται για την παραγωγή μίας αντίδρασης σύντηξης $p - ^{11}_5\text{B}$, είναι μόλις 10^{-3} [1].

Στην παρούσα μελέτη, για την παραγωγή της δέσμης των επιταχυνόμενων πρωτονίων, θα χρησιμοποιηθεί ένας εξαιρετικά σύντομος (*picosecond*) παλμός *laser* υψηλής έντασης. Η τελευταία θα εντοπίζεται μεταξύ των 5×10^{-18} και των $10^{-19} \text{ W cm}^{-2}$. Η *picosecond* χρονική κλίμακα της δέσμης των πρωτονίων, εξασφαλίζει την ελαχιστοποίηση των απωλειών λόγω ακτινοβολίας [1].

Η δέσμη *laser* με τα παραπάνω χαρακτηριστικά, θα ακτινοβολήσει φύλλα αλουμινίου (Al), πάχους $20 \mu\text{m}$, και τα ενεργειακά πρωτόνια που θα προκύψουν, θα περάσουν μέσα από μία στενή τρύπα, κατασκευασμένη εσκεμμένα πάνω σε αυτό. Σημειώνεται το γεγονός ότι, στα φύλλα αλουμινίου, τα πρωτόνια θεωρείται ότι προέρχονται από εναποθέσεις υδρογόνου, στο πίσω μέρος τους [1].

Εν συνεχεία, κατευθύνοντας τη δέσμη των πρωτονίων στο στερεό στόχο ^{11}B , ο οποίος βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου (20°C), με πυκνότητα $\rho = 2.37 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, θα δημιουργηθούν πυρηνικές συγκρούσεις μεταξύ των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου, σε ενέργειες που είναι κοντά σε αυτές του πυρηνικού συντονισμού (Σχήμα 1.1 Ενότητα 1.3). Η διάταξη, που θα χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων $p - ^{11}_5\text{B}$, απεικονίζεται στο Σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1 : Σχηματική απεικόνιση της αλληλοεπίδρασης της δέσμης πρωτονίων, που θα παραχθεί μέσω παλμού *laser*, με το στερεό στόχο $^{11}_5\text{B}$ [2].

Κατά την αλληλεπίδραση μίας δέσμης πρωτονίων με έναν στερεό στόχο βορείου, τα πρωτόνια με ενέργεια κέντρου μάζας, μεταξύ των 400 και των 700 keV, εμφανίζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Αυτό συμβαίνει διότι, στο συγκεκριμένο ενεργειακό εύρος, είναι δυνατόν να καταστούν εκμεταλλεύσιμοι οι συντονισμοί, που αντιστοιχούν στην «ενεργό διατομή (cross section)» της αντίδρασης $p - {}^{11}_5B$ (Σχήμα 1.1, Ενότητα 1.3) [1].

Καθώς αυξάνεται η αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ των δεσμών πρωτονίων, οι προκαλούμενες πυρηνικές αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα βαθύτερα μέσα στο στόχο ${}^{11}_5B$, ενώ τα εκπεμπόμενα σωματίδια άλφα (4_2He), χάνουν κάποια από την κινητική τους ενέργεια, πριν εξέλθουν από το στερεό στόχο ${}^{11}_5B$. Ωστόσο, με κατάλληλη επιλογή της αρχικής κινητικής ενέργειας των δεσμών πρωτονίων, είναι δυνατόν να βελτιστοποιηθεί η απόδοση των σωματιδίων άλφα [3].

3.2. Αλληλοεπίδραση βαριά φορτισμένων σωματιδίων με υλικά μέσα

Ένα φορτισμένο σωματίδιο, που διαθέτει μάζα ηρεμίας (rest mass) σημαντικά μεγαλύτερη από αυτήν του ηλεκτρονίου, θεωρείται σαν ένα «βαρύ φορτισμένο σωματίδιο (heavy charged particle)». Στα βαριά φορτισμένα σωματίδια συμπεριλαμβάνονται τα πρωτόνια, τα σωματίδια άλφα, τα μεσόνια και οι βαρύτεροι πυρήνες με $Z \geq 3$. Τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια ανήκουν στα «ελαφριά φορτισμένα σωματίδια (light charged particles)» [4].

Το 1919, ο Ernest Rutherford κατέδειξε πρώτος την ύπαρξη του πρωτονίου, ανοίγοντας με αυτόν τον τρόπο, το δρόμο σε έρευνες, πολλών διαφορετικών μορφών. Στα φορτισμένα σωματίδια συμπεριλαμβάνονται, όπως ήδη ειπώθηκε στην παραπάνω παράγραφο, τα πρωτόνια (άτομα υδρογόνου απογυμνωμένα από το μοναδικό τους ηλεκτρόνιο), τα σωματίδια άλφα (πυρήνες 4_2He), όπως επίσης και τα σωματίδια υψηλής ενέργειας, όπως για παράδειγμα τα ιόντα άνθρακα (${}^{12}C$) και σιδήρου (${}^{56}Fe$). Τα δύο τελευταία σωματίδια υψηλής ενέργειας ανήκουν στην οικογένεια των αδρονίων (hadrons). Τα αδρόνια έχουν την ικανότητα να συμμετέχουν σε πυρηνικές αλληλεπιδράσεις, πέραν από τις ατομικές αλληλεπιδράσεις, που βασίζονται στο φορτίο. Επί δεκαετίες, η φύση, η συμπεριφορά και οι πρακτικές εφαρμογές των αδρονίων αιχμαλώτισε φυσικούς και επιστήμονες πολλών κλάδων [5].

Ένα φορτισμένο σωματίδιο περιβάλλεται από ένα ηλεκτρικό πεδίο *Coulomb*. Το τελευταίο αλληλοεπιδρά με την ατομική δομή του μέσου, μέσω του οποίου διέρχεται το φορτισμένο σωματίδιο. Η προαναφερθείσα αλληλοεπίδραση επιβραδύνει το φορτισμένο σωματίδιο και επιταχύνει τα ηλεκτρόνια στα άτομα του υλικού μέσου. Μέσω αυτής της επιτάχυνσης, ένας αριθμός ηλεκτρονίων του στερεού μέσου μπορεί να διαφύγει από το γονικό του άτομο, διαδικασία που είναι γνωστή με τον όρο «ιονισμός». Αφόρτιστα κινούμενα σωματίδια δε διαθέτουν ηλεκτρικό πεδίο. Οπότε, δύνανται μόνο να χάσουν ενέργεια και να προκαλέσουν ιονισμό, μέσα από συγκρούσεις (collisions) ή σκέδαση (scattering) [6].

Οι αλληλοεπιδράσεις των φορτισμένων σωματιδίων με τα τροχιακά ηλεκτρόνια του υλικού μέσου συνεπάγονται ενεργειακή απώλεια, λόγω συγκρούσεων (collisions). Από την άλλη πλευρά, οι αλληλεπιδράσεις των φορτισμένων σωματιδίων με τον πυρήνα των ατόμων του υλικού μέσου, καταλήγουν σε απώλεια ενέργειας, λόγω ακτινοβολίας (radiation). Ωστόσο, η μεταφορά ενέργειας από το φορτισμένο σωματίδιο στο υλικό μέσο, είναι γενικά μικρή σε κάθε μεμονωμένη ατομική αλληλεπίδραση. Το γεγονός αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, το φορτισμένο σωματίδιο να υφίσταται ένα μεγάλο αριθμό αλληλεπιδράσεων, μέχρις ότου να δαπανήσει όλη την κινητική του ενέργεια και να σταματήσει [7].

Η «ισχύς διακοπής (*stopping power*)» αποτελεί την παράμετρο που χρησιμοποιείται, για την περιγραφή της βαθμιαίας απώλειας ενέργειας ενός φορτισμένου σωματιδίου, κατά τη διέλευση του μέσα από ένα υλικό μέσο. Για την ισχύ διακοπής, είναι γνωστοί δύο τύποι: 1) Η ισχύς διακοπής, λόγω συγκρούσεων του φορτισμένου σωματιδίου με τα τροχιακά ηλεκτρόνια του απορροφητικού μέσου (*collision stopping power*) και 2) Η ισχύς διακοπής, λόγω της ακτινοβολίας που εκπέμπεται, έπειτα από αλληλεπίδραση του φορτισμένου σωματιδίου, με τους πυρήνες των ατόμων του υλικού μέσου (*radiation stopping power*) [7].

Όταν ένα σωματίδιο διασχίζει κάθετα ένα εξαιρετικά λεπτό τμήμα ενός υλικού μέσου, η πιθανότητα αλληλεπίδρασης dW και η ενεργός διατομή σ , συνδέονται μεταξύ τους, μέσω της Εξίσωσης 3.1 [8]:

$$dW = dx N \sigma \quad (\text{Εξίσωση 3.1})$$

Όπου:

dW : η πιθανότητα να λάβει χώρα μία συγκεκριμένη αλληλεπίδραση, μεταξύ του φορτισμένου σωματιδίου και του εξαιρετικά λεπτού τμήματος της ύλης,

dx : το πάχος του υλικού.

Εν συνεχεία, σαν $P(X)$ ορίζεται η πιθανότητα αλληλεπίδρασης του φορτισμένου σωματιδίου με το υλικό μέσο, μετά την εισχώρηση του σε ένα βάθος x μέσα σε αυτό. Προφανώς: $P(x = 0) = 0$, Από τον ορισμό της ενεργής διατομής της Εξίσωσης 3.1, τα $P(x + \Delta x)$ και $P(x)$ συνδέονται μεταξύ τους, μέσω της Εξίσωσης 3.2 [8]:

$$P(x + \Delta x) = P(x) + [1 - P(x)] N \sigma \Delta x \rightarrow \frac{P(x + \Delta x) - P(x)}{\Delta x} = [(1 - P(x)) N \sigma] \quad (\text{Εξίσωση 3.2})$$

Στην Εξίσωση 3.2, ο όρος Δx αναπαριστά μία μικρή απόσταση του φορτισμένου σωματιδίου στην x – κατεύθυνση, εντός του υλικού μέσου. Θεωρώντας ότι το όριο $\Delta x \rightarrow 0$, προκύπτει το γεγονός ότι, η πιθανότητα $P(x)$ ικανοποιεί τη διαφορική Εξίσωση 3.3 [8]:

$$\frac{dP(x)}{dx} = [(1 - P(x)) N \sigma] \rightarrow \frac{d[1 - P(x)]}{dx} = - [(1 - P(x)) N \sigma] \quad (\text{Εξίσωση 3.3})$$

Η επίλυση της Εξίσωσης 3.3, δεδομένης της οριακής συνθήκης $[(1 - P(0))] = 1$, είναι η Εξίσωση 3.4 [8]:

$$[1 - P(x)] = e^{-x N \sigma} \quad (\text{Εξίσωση 3.4})$$

Ως εκ τούτου, το μέσο ελεύθερο μονοπάτι ενός φορτισμένου σωματιδίου, πριν την πραγματοποίηση της πρώτης σύγκρουσης του με τα ηλεκτρόνια και τους πυρήνες του υλικού μέσου, δίνεται από [8]:

$$\lambda = \int_0^\infty W(x) x dx = \int_0^\infty e^{-x N \sigma} N \sigma dx = \frac{1}{N \sigma} \int_0^\infty e^{-x} dx = \frac{1}{N \sigma} \quad (\text{Εξίσωση 3.5})$$

Ο ρυθμός με τον οποίο ένα φορτισμένο σωματίδιο χάνει ενέργεια, καθώς διέρχεται μέσα από ένα υλικό μέσο, εξαρτάται τόσο από την φύση του προσπίπτοντος σωματιδίου, όσο και από τα σωματίδια του στόχου. Στη βιβλιογραφία, αυτή η ποσότητα αναφέρεται συχνά ως «ισχύς διακοπής του υλικού (*stopping power of the material*)». Γενικά, κάθε φορτισμένο σωματίδιο είναι δυνατόν να εμφανίζει ηλεκτρονική (*electronic*), πυρηνική (*nuclear*) ή βαρυτική (*gravitational*) αλληλεπίδραση με τα σωματίδια του υλικού μέσου, μέσω του οποίου διέρχεται. Παρόλα αυτά, η βαρυτική αλληλεπίδραση είναι αρκετά χαμηλή και ως εκ τούτου, αγνοείται. Η «συνολική ισχύς διακοπής (*total stopping power*)» αποτελεί τότε το άθροισμα των ισχύων διακοπής, λόγω ηλεκτρονικών και πυρηνικών αλληλεπιδράσεων [9].

$$S_{total} = -\frac{dE}{dx} = S_{electronic} + S_{nuclear} \quad (\text{Εξίσωση 3.6})$$

Η συνιστώσα της «πυρηνικής ισχύος διακοπής ($S_{nuclear}$)» διαχωρίζεται από την «ηλεκτρονική ισχύ διακοπής ($S_{electronic}$)», καθώς ο πυρήνας του στόχου θεωρείται μη συνδεδεμένος με το πλέγμα του, κατά το πέρασμα του ιόντος, μέσα από το υλικό μέσο [10].

Στην Εξίσωση 3.6, το αρνητικό πρόσημο σηματοδοτεί το γεγονός ότι, τα σωματίδια χάνουν ενέργεια, καθώς περνούν μέσα από ένα υλικό μέσο. Για περισσότερο πρακτικούς σκοπούς, η πυρηνική συνιστώσα της ισχύος διακοπής ($S_{nuclear}$) μπορεί επίσης να αγνοηθεί, καθώς αποτελεί μόνο ένα κλάσμα της συνολικής ισχύος διακοπής. Για σωματίδια, όπως τα ηλεκτρόνια, η προαναφερθείσα δήλωση είναι πάντα έγκυρη, επειδή έχει αποδειχθεί ότι δεν επηρεάζονται καθόλου από την ισχυρή πυρηνική δύναμη. Για βαρύτατα θετικά φορτία, όπως τα σωματίδια άλφα, η συγκεκριμένη δήλωση ισχύει μόνο όταν, η ενέργεια τους δεν είναι αρκετά υψηλή, ούτως ώστε να διεισδύσουν τόσο βαθιά μέσα στο άτομο. Ως εκ τούτου, η «ισχύς διακοπής», δύναται να γραφεί σαν συνάρτηση μόνο της «ηλεκτρονικής ισχύος διακοπής» [9]:

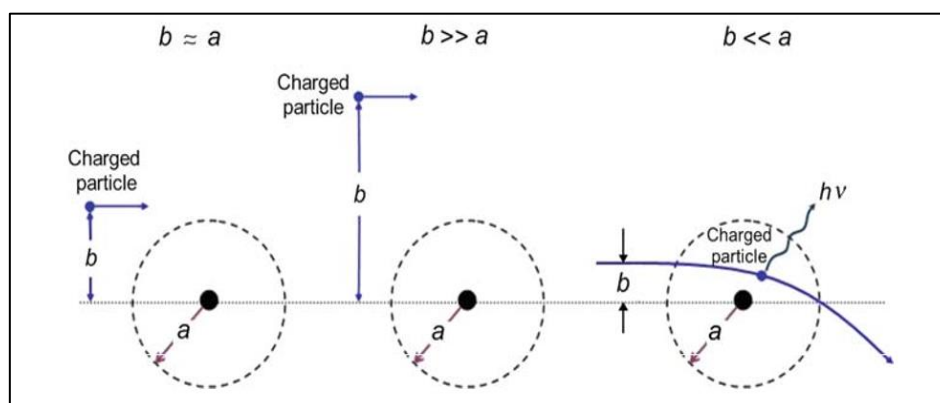
$$S_{total} = -\frac{dE}{dx} \approx S_{electronic} \quad (\text{Εξίσωση 3.7})$$

3.3. Γενικές πτυχές της μεταφοράς ενέργειας από ένα φορτισμένο σωματίδιο σε ένα απορροφητικό μέσο

Το 1896, η ανακάλυψη της εκπομπής των ενεργειακά φορτισμένων σωματιδίων από ραδιενεργά υλικά, κέντρισε το ενδιαφέρον των ερευνητών, όχι μόνο για τη γνώση της προέλευσης των φορτισμένων σωματιδίων, αλλά και για τον τρόπο της επιβράδυνσής τους, καθώς αυτά διασχίζουν ένα υλικό μέσο. Η θεωρία της «ισχύος διακοπής» διαδραμάτισε σημαντικό ρόλο στην ανάπτυξη ατομικών και πυρηνικών μοντέλων, ξεκινώντας από τις μελέτες σκέδασης σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$) των *Hans Geiger*, *Ernest Marsden* και *Ernest Rutherford* το 1908, και τερματίζοντας με την κβαντική μηχανική και τη σχετικιστική θεωρία της «ισχύος διακοπής», του *Hans Bethe* τη δεκαετία του 1930, η οποία έπειτα αναθεωρήθηκε από τον *Ugo Fano*, τη δεκαετία του 1960. Ωστόσο, οι πιο πρόσφατες εξελίξεις εισήγαγαν αρκετούς επιπρόσθετους δευτερογενείς παράγοντες, για την αύξηση της ακρίβειας των θεωρητικών εκφράσεων της «ισχύος διακοπής». Παρόλα αυτά, τα βασικά θεωρητικά θεμέλια, των προαναφερθέντων πρώιμων ερευνητών, εξακολουθούν να ισχύουν ακόμη και σήμερα [7].

Καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει ένα απορροφητικό μέσο, βιώνει αλληλεπιδράσεις *Coulomb* με τα τροχιακά ηλεκτρόνια και τους πυρήνες των ατόμων του. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές μπορούν να χωριστούν σε τρεις κατηγορίες, ανάλογα με το μέγεθος της κλασσικής παραμέτρου κρούσης b της τροχιάς του φορτισμένου σωματιδίου και την κλασσική ακτίνα a των ατόμων του απορροφητικού – υλικού μέσου. Οι τρεις αυτές κατηγορίες είναι οι κάτωθι [7] :

1. Αλληλεπίδραση της δύναμης *Coulomb* του φορτισμένου σωματιδίου με την εξωτερική πυρηνική περιοχή των ατόμων του απορροφητικού μέσου, για $b \ll a$ (παραγωγή ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*),
2. Αλληλεπίδραση της δύναμης *Coulomb* του φορτισμένου σωματιδίου με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων του απορροφητικού μέσου, για $b \approx a$ (σκληρή σύγκρουση),
3. Αλληλεπίδραση της δύναμης *Coulomb* του φορτισμένου σωματιδίου με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων του απορροφητικού μέσου, για $b \gg a$ (μαλακή σύγκρουση).



Σχήμα 3.3: Τρεις διαφορετικοί τύποι σύγκρουσης ενός φορτισμένου σωματιδίου με ένα άτομο, ανάλογα με το σχετικό μέγεθος της παραμέτρου κρούσης b και της ατομικής ακτίνας a . Σκληρή (στενή) σύγκρουση για $b \approx a$, μαλακή (μακρινή) σύγκρουση για $b \gg a$ και σύγκρουση ακτινοβολίας για $b \ll a$ [7].

3.3.1. Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με το πεδίο *Coulomb* του πυρήνα του στερεού στόχου (σύγκρουση ακτινοβολίας): $b \ll a$

Όταν η παράμετρος κρούσης b ενός φορτισμένου σωματιδίου είναι πολύ μικρότερη από την ακτίνα a του ατόμου απορρόφησης ($b \ll a$), το φορτισμένο σωματίδιο αλληλεπιδρά κυρίως με τον πυρήνα του τελευταίου, και υφίσταται ελαστικό ή ανελαστικό διασκορπισμό, ο οποίος συνοδεύεται ενδεχομένως από αλλαγή στην κατεύθυνση της κίνησης του [7].

Η συντριπτική πλειοψηφία των παραπάνω αναφερόμενων αλληλεπιδράσεων είναι ελαστική. Αυτό σημαίνει ότι το φορτισμένο σωματίδιο διασκορπίζεται από τους πυρήνες του απορροφητικού μέσου αλλά χάνει μόνο ένα ασήμαντο ποσό της κινητικής του ενέργειας, ούτως ώστε να ικανοποιείται η διατήρηση της ορμής. Παρόλα αυτά, ένα μικρό ποσοστό των αλληλεπιδράσεων σκέδασης είναι ανελαστικό και μπορεί να οδηγήσει σε σημαντική απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου, η οποία συνοδεύεται από

εκπομπή φωτονίων ακτινών Χ. Ο τελευταίος τύπος σύγκρουσης ονομάζεται σύγκρουση *Bremsstrahlung*, όπως έχει αναφερθεί στην Ενότητα 2.6 [7].

3.3.2. Αλληλοεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με τα ηλεκτρόνια του στερεού στόχου (σκληρή – κοντινή σύγκρουση): $b \approx a$

Όταν η παράμετρος κρούσης b της τροχιάς του φορτισμένου σωματιδίου είναι προσεγγιστικά ίση με την ακτίνα a των ατόμων του απορροφητικού μέσου ($b \approx a$), το φορτισμένο σωματίδιο μπορεί να εμφανίσει άμεση αλληλεπίδραση *Coulomb* με ένα μόνο τροχιακό ηλεκτρόνιο του υλικού μέσου. Κατά αυτόν τον τρόπο, το φορτισμένο σωματίδιο μεταφέρει στο τροχιακό ηλεκτρόνιο του στερεού μέσου, μία σημαντική ποσότητα ενέργειας. Ο συγκεκριμένος τύπος αλληλεπίδρασης ονομάζεται «σκληρή ή κοντινή σύγκρουση». Στην τελευταία, το τροχιακό ηλεκτρόνιο διαφεύγει από το άτομο σαν ακτίνα - δ και εμφανίζεται αρκετά ενεργητικό, με αποτέλεσμα να μπορεί να υποστεί τις δικές του *Coulomb* αλληλεπιδράσεις με τα άτομα του απορροφητικού μέσου [7].

Οι θεωρίες που διέπουν τις σκληρές συγκρούσεις εξαρτώνται έντονα από τα χαρακτηριστικά των φορτισμένων σωματιδίων και γενικά υποθέτουν ότι, το τροχιακό ηλεκτρόνιο της ακτίνας - δ , είναι ελεύθερο πριν, αλλά και μετά την αλληλοεπίδραση με το φορτισμένο σωματίδιο [7].

3.3.3. Αλληλοεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με τα ηλεκτρόνια του στερεού στόχου (μαλακή – μακρινή σύγκρουση): $b \gg a$

Όταν η παράμετρος κρούσης b του φορτισμένου σωματιδίου είναι πολύ μεγαλύτερη, σε σχέση με την ακτίνα a των ατόμων του απορροφητικού μέσου, το φορτισμένο σωματίδιο αλληλοεπιδρά με ολόκληρο το άτομο, όπως επίσης και με ολόκληρο το ατομικό συμπλήρωμα των δεσμευμένων ηλεκτρονίων. Η αλληλοεπίδραση αυτή ονομάζεται «μαλακή ή μακρινή σύγκρουση». Στην προκειμένη περίπτωση, δηλαδή στη μαλακή – μακρινή σύγκρουση, η μεταφορά ενέργειας από το φορτισμένο σωματίδιο, σε ένα δεδομένο δεσμευμένο ηλεκτρόνιο του υλικού μέσου, είναι πολύ μικρή [7].

Ωστόσο, ο αριθμός των συγκεκριμένων αλληλεπιδράσεων είναι μεγάλος, με αποτέλεσμα το 50 % περίπου της ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου να χάνεται. Οι προαναφερθείσες αλληλοεπιδράσεις μεταφοράς ενέργειας, ενδέχεται να προκαλέσουν ατομική πόλωση, διέγερση ή ιονισμό, μέσω της απομάκρυνσης ενός ηλεκτρονίου σθένους, από τα άτομα του απορροφητικού μέσου [7].

3.4. Αλληλοεπιδράσεις των πρωτονίων

Τα πρωτόνια έχουν μία μάζα της τάξης των $1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, θετικό φορτίο και χρόνο ημιζωής στα 1,035 έτη. Για τα πρωτόνια υψηλότερης ενέργειας, είναι δυνατόν να προκύψουν διάφορες διαδικασίες μεταφοράς ενέργειας, όπως για παράδειγμα, άμεσες ανελαστικές συγκρούσεις με πρωτόνια, ανελαστικές συγκρούσεις με ακτίνες δέλτα, όπως επίσης και ελαστικές – μη ελαστικές πυρηνικές αντιδράσεις. Επίσης, καθώς τα πρωτόνια κινούνται μέσα σε έναν στερεό στόχο, αλληλεπιδρούν με αυτόν, μέσω ηλεκτρονικών ή πυρηνικών αντιδράσεων. Οι ηλεκτρονικές αλληλοεπιδράσεις περιλαμβάνουν ιονισμό και διέγερση των ατομικών ηλεκτρονίων του στερεού στόχου, ενώ στις πυρηνικές αλληλοεπιδράσεις

συγκαταλέγονται ο διασκορπισμός *Coulomb* και οι ελαστικές – μη ελαστικές πυρηνικές συγκρούσεις [11].

3.4.1. Ιονισμός (Ionisation)

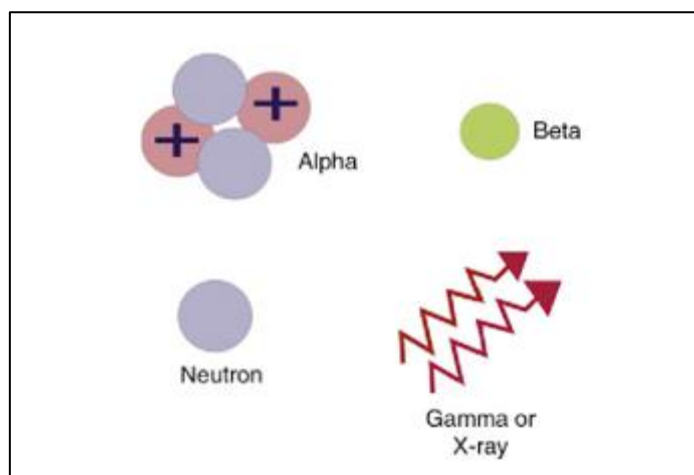
Στην θεμελιώδη κατάσταση, τα άτομα είναι ηλεκτρικά ουδέτερα, καθώς ο αριθμός των θετικών φορτίων (πρωτονίων) εξισορροπείται από τον αριθμό των αρνητικών φορτίων (ηλεκτρονίων). Ένα κομμάτι ύλης εμφανίζεται θετικά φορτισμένο, όταν αφαιρεθεί από αυτό ένα ηλεκτρόνιο, ενώ είναι αρνητικά φορτισμένο, όταν προστεθεί σε αυτό ένα ηλεκτρόνιο [12].

Η διαδικασία μετατροπής ενός ατόμου σε ιόν, ονομάζεται «ιονισμός». Όταν ένα άτομο χάνει ένα ηλεκτρόνιο, μετατρέπεται σε θετικό ιόν (ανιόν), ενώ όταν ένα κερδίζει ένα ηλεκτρόνιο μετατρέπεται σε αρνητικό ιόν (κατιόν) [12].

Σε οποιαδήποτε διαδικασία *ιονισμού*, σχηματίζονται ζεύγη ιόντων, με αποτέλεσμα να προκαλούνται χημικές αλλαγές στη δομή της ύλης. Ένα ιονισμένο άτομο δεν είναι ηλεκτρικά ουδέτερο και κουβαλάει ένα φορτίο, ίσο με τη διαφορά μεταξύ του αριθμού των υπαρχόντων πρωτονίων – ηλεκτρονίων [12].

Ηλεκτρόνια μπορούν να αφαιρεθούν από ένα άτομο με διάφορους τρόπους, όπως θέρμανση ή αλληλοεπίδραση με ακτίνες - X υψηλής ενέργειας, ή σωματίδια, όπως για παράδειγμα τα πρωτόνια. Τα ηλεκτρόνια στις εσωτερικές στιβάδες ενός ατόμου (*K, L, M*) είναι τόσο σφιχτά συνδεδεμένα με τον πυρήνα του, που μόνο οι ακτίνες - X και γάμα, είναι σε θέση να προκαλέσουν απομάκρυνση τους. Τα πρωτόνια δε συμμετέχουν στη διαδικασία του *ιονισμού* [12].

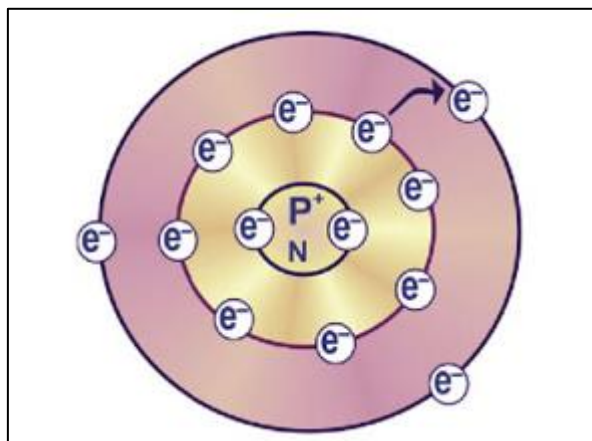
Στον τύπο της ιονίζουσας ακτινοβολίας, εμφανίζονται διάφορα προϊόντα, όπως ακτίνες - X, άλφα, βήτα και γάμα (Σχήμα 3.4).



Σχήμα 3.4: Διάφοροι τύποι ιονίζουσας ακτινοβολίας [12].

3.4.2. Διέγερση (Excitation)

Όταν ένα ηλεκτρόνιο μεταπηδήσει από μία εσωτερική στιβάδα σε μία εξωτερική στιβάδα του ατόμου (σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο), τα άτομα παραμένουν ουδέτερα αλλά σε διεγερμένη κατάσταση. Στη διεγερμένη κατάσταση, ένα άτομο εμφανίζεται συνήθως πιο αντιδραστικό από το κανονικό [12].



Σχήμα 3.5: Σχηματική αναπαράσταση της διέγερσης ενός ατόμου. Μεταφορά ηλεκτρονίου από το εσωτερικό κέλυφος, στο εξωτερικό κέλυφος του ατόμου, αλλά όχι εξωτερικά του [12].

3.4.3. Διασκορπισμός Coulomb (Coulomb scattering)

Στην περιοχή εισόδου ενός στερεού στόχου, τα πρωτόνια χάνουν την ενέργειά τους κυρίως λόγω αλληλοεπιδράσεων *Coulomb*, με τα εξωτερικά ηλεκτρόνια των ατόμων του. Ανελαστικές συγκρούσεις είναι δυνατόν να λάβουν χώρα, χωρίς απώλεια ενέργειας των πρωτονίων, στην περιοχή εισόδου του στόχου. Ωστόσο, σε αυτήν την περίπτωση, η απώλεια ενέργειας σε κάθε αλληλοεπίδραση είναι μικρή, με αποτέλεσμα να μην υπάρχει σημαντική εκτροπή της πορείας του πρωτονίου. Καθώς τα πρωτόνια περνούν μέσα από το στερεό στόχο, η ενέργειά τους μειώνεται, με αποτέλεσμα να αυξάνεται γρήγορα ο αριθμός των συμβάντων *ιονισμού*, φτάνοντας στην κορυφή *Bragg* (θα αναλυθεί σε επόμενη ενότητα της παρούσας εργασίας). Λίγο μετά την κορυφή *Bragg*, ο αριθμός των ιονισμών μειώνεται γρήγορα, καταλήγοντας στο μηδέν [5].

3.4.4. Μη ελαστικός διασκορπισμός (Non elastic scattering)

Οι μη ελαστικές συγκρούσεις με πρωτόνια πραγματοποιούνται σε υψηλότερες ενέργειες, και παράγουν δευτερογενή σωματίδια, τα οποία σταματούν συνήθως στην περιοχή της αλληλοεπίδρασης και έχουν σχετικά υψηλή βιολογική αποτελεσματικότητα. Με ενέργεια της τάξης των 250 MeV, περίπου το 20 % των πρωτονίων εμφανίζει μία μη ελαστική πυρηνική αλληλοεπίδραση με τους πυρήνες του στερεού στόχου, για τη δημιουργία φορτισμένων σωματιδίων, όπως ένα πρωτόνιο (p, p), ένα δευτερόνιο (p, d), ένα σωματίο άλφα (p, α), και ένα πρωτόνιο ανάκρουσης (p, p'). Τα προαναφερθέντα ενεργειακά προϊόντα απορροφώνται τοπικά. Ο μη ελαστικός διασκορπισμός μπορεί επίσης να δημιουργήσει μη φορτισμένα σωματίδια, όπως νετρόνια (p, n) ή ακτίνες γ (p, γ) [5].

3.4.5. Ανταλλαγή ηλεκτρονίων (*Electron exchange*)

Κατά την επιβράδυνση ενός πρωτονίου, προκαλείται αυξημένη αλληλοεπίδραση με τα τροχιακά ηλεκτρόνια του στερεού στόχου, ιδιαίτερα στο τέλος της εμβέλειας του. Στο τέλος των αλληλοεπιδράσεων, η ενέργεια του πρωτονίου μειώνεται κάτω από την «ισχύ διακοπής (*stopping power*)» του, με αποτέλεσμα αυτό να ανταλλάσσει ηλεκτρόνια με τα άτομα Υδρογόνου του στόχου. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή με τον όρο «ανταλλαγή φορτίου (*charge - changing process*)» [5].

3.5. Ενέργεια δέσμησης (*Binding energy*)

Η «ενέργεια δέσμησης» αποτελεί την ενέργεια που απαιτείται, για το διαχωρισμό σωματιδίων, δεσμευόμενων από ηλεκτρομαγνητικές ή πυρηνικές δυνάμεις. Στην περίπτωση του πυρήνα ενός ατόμου, στα δεσμευόμενα σωματίδια συγκαταλέγονται τα πρωτόνια και τα νετρόνια, τα οποία συγκρατούνται μεταξύ τους, μέσω της πυρηνικής συνδεδετικής ενέργειας. Οι ενέργειες δέσμησης νετρονίων και πρωτονίων αποτελούν τις ενέργειες, που καθίστανται απαραίτητες για την απελευθέρωση ενός πρωτονίου ή ενός νετρονίου, από τον πυρήνα του ατόμου. Η ηλεκτρονιακή ενέργεια δέσμησης από την άλλη πλευρά, είναι η ενέργεια, που είναι απαραίτητη, για την πλήρη απομάκρυνση ενός ηλεκτρονίου από ένα άτομο ή ένα μόριο [13].

Σε άτομα, με ατομικό αριθμό (A) μεγαλύτερο του 5, η ενέργεια δέσμησης έγκειται γύρω στα 8 MeV, ανά νουκλεόνιο. Η «ενέργεια δέσμησης» των νουκλεονίων χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό των αντιδράσεων σχάσης ή σύντηξης πυρήνων [14].

3.6. Συγκρουσιακή ισχύς διακοπής (*collision stopping power*) βαριά φορτισμένων σωματιδίων

Κατά τη διάσχιση ενός υλικού μέσου, τα βαριά φορτισμένα σωματίδια μεταφέρουν ενέργεια στα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων του (*συγκρουσιακή ή ηλεκτρονιακή απώλεια*), κυρίως μέσω αλληλεπιδράσεων *Coulomb*. Οι ανελαστικές αλληλοεπιδράσεις *Coulomb* μεταξύ των βαριά φορτισμένων σωματιδίων και των πυρήνων των ατόμων του στερεού μέσου (*απώλεια ακτινοβολίας*) θεωρούνται αμελητέες και ως εκ τούτου, αγνοούνται [7].

Οι θεωρίες που ασχολούνται με τις συγκρουσιακές απώλειες των ενεργειακά φορτισμένων σωματιδίων, σε στερεά - απορροφητικά μέσα, κάνουν τις ακόλουθες υποθέσεις [7]:

1. Ένα φορτισμένο σωματίδιο κινείται στο εσωτερικό ενός υλικού μέσου, με πολύ μεγαλύτερη ταχύτητα, εν συγκρίσει με τα τροχιακά του ηλεκτρόνια τελευταίου.
2. Ένα φορτισμένο σωματίδιο είναι πολύ βαρύτερο, σε σχέση με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων του στερεού μέσου.
3. Ένα φορτισμένο σωματίδιο αλληλοεπιδρά με τα άτομα του υλικού μέσου, μέσω ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων. Σε αυτήν την περίπτωση, αμελούνται οι πυρηνικές αλληλοεπιδράσεις μεταξύ του φορτισμένου σωματιδίου και των πυρήνων των ατόμων του μέσου.

3.7. Εξίσωση Bethe – Bloch

Φορτισμένα σωματίδια, που διαπερνούν υλικούς στόχους, αλληλοεπιδρούν με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων των τελευταίων. Η αλληλοεπίδραση αυτή, ιονίζει ή διεγείρει τα άτομα του στερεού μέσου, με αποτέλεσμα να σημειώνεται μία μείωση της ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων. Η φόρμουλα *Bethe - Bloch* εκφράζει τη μέση ενεργειακή απώλεια φορτισμένων σωματιδίων, όπως για παράδειγμα των πρωτονίων και των σωματιδίων άλφα, ανά μονάδα μήκους του υλικού που διασχίζουν. Εναλλακτικά, η φόρμουλα *Bethe – Bloch* θεωρείται ότι εκφράζει την «ισχύ διακοπής του υλικού μέσου (*stopping power of the material*)» [15].

Για ένα σωματίδιο ταχύτητας v , φορτίου z και αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$, το οποίο διανύει μία απόσταση x μέσα σε έναν υλικό στόχο, η σχετικιστική εκδοχή της εξίσωσης *Bethe - Bloch*, σε μονάδες *SI*, παρουσιάζει τη μορφή της Εξίσωσης 3.8. Σημειωτέο, ο υλικός στόχος διαθέτει μία πυκνότητα αριθμού ηλεκτρονίων n και ένα μέσο δυναμικό διέγερσης I [16]:

$$S(E) = -\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (\text{Εξίσωση 3.8})$$

Εναλλακτικά, η Εξίσωση 3.8 μπορεί να γραφεί στη μορφή της Εξίσωσης 3.9 [17] :

$$S(E) = -\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle = k z^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (\text{Εξίσωση 3.9})$$

Η Εξίσωση 3.9 αποτελεί την απλούστερη μορφή της φόρμουλας *Bethe-Bloch* και ισχύει μόνο όταν το όριο $2\gamma m_e \ll M$ (η σημασία των παραπάνω παραμέτρων εμφανίζεται στον Πίνακα 3.1) [17].

Στις Εξισώσεις 3.8, 3.9 η ταχύτητα v του ιόντος παραμετροποιείται μέσω των συνήθων μοναδιαίων ποσοτήτων από τη σχετικότητα [17] :

$$\beta \equiv \frac{v}{c} \quad (\text{Εξίσωση 3.10})$$

$$\gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{Εξίσωση 3.11})$$

Η εξίσωση *Bethe – Bloch* χρησιμοποιεί πολλές σταθερές, όπως φάνηκε ήδη, μέσω της Εξίσωσης 3.8. Ας ξεκινήσουμε λοιπόν με την ανάλυση αυτών:

Συμβολισμός	Ερμηνεία	Τιμή και μονάδα SI
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.307 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$
N_A	Αριθμός Avogadro	$6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
r_e	Κλασσική ηλεκτρονική ακτίνα	$2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$
$m_e c^2$	Ηλεκτρονική μάζα ηρεμίας	0.511 MeV
M	Μάζα ιόντος	$\frac{\text{MeV}}{c^2}$
z	Φορτίο του ιόντος	Αδιάστατο μέγεθος
Z	Ατομικός αριθμός του υλικού στόχου	Αδιάστατο μέγεθος
A	Ατομική μάζα του υλικού στόχου	g mol^{-1}
I	Μέσο δυναμικό διέγερσης του υλικού μέσου	MeV
ρ	Πυκνότητα του υλικού μέσου	g cm^{-3}
ε_0	Διαπερατότητα του κενού	$8.854 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
$n = \frac{N_A Z \rho}{A m_u}$	Ηλεκτρονική πυκνότητα του υλικού μέσου	$\frac{\text{ηλεκτρόνια}}{\text{m}^3}$
m_u	Σταθερά μοριακής μάζας	$1 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$
e	Στοιχειακή φόρτιση	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$

Πίνακας 3.1: Σταθερές της Εξίσωσης Bethe – Bloch (Εξισώσεις 3.8 – 3.9) [17]

Εάν η πυκνότητα ρ του υλικού μέσου μετριέται σε $\frac{g}{cm^3}$, η ειδική απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου, δηλαδή η ποσότητα $\langle \frac{dE}{dz} \rangle$, εκφράζεται σε $\frac{MeV}{cm}$. Ωστόσο, στη βιβλιογραφία, ο όρος «ειδική ενεργειακή απώλεια» αναφέρεται συχνά, στην ειδική απώλεια ενέργειας, τη διαιρούμενη με την πυκνότητα ρ του υλικού μέσου. Σε αυτήν την τελευταία περίπτωση, η μέση απώλεια ενέργειας μετριέται σε $\frac{MeV \cdot cm^2}{g}$ [8].

Όσο να αφορά το μέσο δυναμικό διέγερσης I , αυτό αντιστοιχεί στην ελάχιστη ποσότητα ενέργειας ΔE_{min} , που μπορεί να μεταφερθεί κατά μέσο όρο, σε ένα άτομο του υλικού μέσου, κατά την αλληλεπίδραση *Coulomb* ενός φορτισμένου σωματιδίου και ενός τροχιακού ηλεκτρονίου του μέσου. Για τον υπολογισμό του μέσου δυναμικού διέγερσης I ενός υλικού μέσου, που διαθέτει ατομικό αριθμό Z , διατίθενται τρεις εμπειρικές σχέσεις [7]:

$$I(eV) = \begin{cases} 11.5 Z, & \text{για } Z < 15 \\ 10 Z, & \text{για } Z > 15 \\ 9.1 Z \left(1 + 1.9Z^{-\frac{2}{3}}\right) \end{cases} \quad (\text{Εξίσωση 3.12})$$

Τέλος, οι Εξισώσεις 3.8, 3.9, υποθέτουν ότι τα ηλεκτρόνια ενός υλικού μέσου, είναι ελεύθερα (*free*), ή αλλιώς, μη δεσμευμένα (*not bound*). Η προαναφερθείσα υπόθεση ισχύει, καθώς η ενέργεια που απαιτείται για τη δέσμευση ενός ηλεκτρονίου, στον πυρήνα ενός ατόμου, είναι πολύ μικρή, συγκριτικά με την κινητική ενέργεια του φορτισμένου σωματιδίου, που προσπίπτει στο στερεό στόχο. Επίσης, για τον ακριβή υπολογισμό της «ισχύος διακοπής (*stopping power*)» ενός φορτισμένου σωματιδίου, όταν αυτό διασχίζει ένα υλικό μέσο, θα πρέπει να συμπεριληφθούν επιπρόσθετες διορθώσεις στην εξίσωση *Bethe – Bloch*. Οι επιπρόσθετες διορθώσεις λαμβάνουν υπόψη άλλα φαινόμενα, που εξαρτώνται από την κινητική ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων και θα συζητηθούν σε επόμενες ενότητες της παρούσας εργασίας [4].

3.7.1. Χρήση της εξίσωσης *BetheBloch*, για τον υπολογισμό της ειδικής ενεργειακής απώλειας των δεσμών πρωτονίων, στο εσωτερικό του στερεού στόχου $^{11}_5B$, λόγω ιονισμού ή διέγερσης των τροχιακών ηλεκτρονίων του

Για τον υπολογισμό της ειδικής ενεργειακής απώλειας των πρωτονίων, λόγω ιονισμού ή διέγερσης των τροχιακών ηλεκτρονίων, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, θα γίνει χρήση της εξίσωσης *Bethe – Bloch* (Εξίσωση 3.9 της Ενότητας 3.7), εφόσον ισχύει η προϋπόθεση $2\gamma m_e \ll M$ [19].

Στον Πίνακα 3.2 που ακολουθεί, δίδονται τα σύμβολα, η ερμηνεία, όπως επίσης και οι τιμές όλων των παραμέτρων που απαιτούνται, για τον υπολογισμό του συγκεκριμένου τύπου ενεργειακών απωλειών, της μονο - ενεργητικής δέσμης των πρωτονίων, η οποία φέρει μία αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$.

Συμβολισμός	Ερμηνεία	Τιμή και μονάδες SI
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.307 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$ [17]
N_A	Αριθμός Avogadro	$6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ [17]
r_e	Κλασσική ηλεκτρονική ακτίνα	$2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$ [17]
$m_e c^2$	Ηλεκτρονική μάζα ηρεμίας	0.511 MeV [17]
$M = M_{\text{proton}}$	Μάζα πρωτονίων	$938.272 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ [18]
$Z = Z_{\text{proton}}$	Φορτίο πρωτονίων	1 (Αδιάστατο μέγεθος) [18]
$Z = Z_{\text{Boron}}$	Ατομικός αριθμός του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$	5 (Αδιάστατο μέγεθος) [19]
A	Ατομική μάζα του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$	$11.00935 \text{ g mol}^{-1}$ [20]
m_u	Σταθερά μοριακής μάζας	$1 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$
$I = 11.5 Z$ (Εξίσωση 3.12)	Μέσο δυναμικό διέγερσης του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$	57.5 eV 0.0000575 MeV [7]
ρ	Πυκνότητα του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$, σε θερμοκρασία δωματίου (20°C)	2.37 g cm^{-3} [21]
$n = \frac{N_A Z \rho}{A m_u}$	Ηλεκτρονική πυκνότητα του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$	$6.48 \times 10^{29} \frac{\text{ηλεκτρόνια}}{\text{m}^3}$

β, γ	Σχετικιστικές διορθώσεις της εξίσωσης Bethe – Bloch	Η τιμή τους εξαρτάται από την αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων (<u>Εξισώσεις 3.10 – 3.11</u>)
-----------------	---	---

Πίνακας 3.2: Συνοπτικός συμβολισμός, ερμηνεία και τιμές των παραμέτρων της εξίσωσης Bethe – Bloch (Εξίσωση 3.9).

Για τον υπολογισμό των τιμών της σχετικιστικής παραμέτρου β , θα πρέπει σε ένα πρώτο στάδιο να προσδιοριστούν αριθμητικά, οι ταχύτητες v της δέσμης των πρωτονίων, μέσω της Εξίσωσης 3.13:

$$E_K(0) = \frac{1}{2} M_{(proton)} v^2 \quad (\text{Εξίσωση 3.13})$$

Η χρήση της Εξίσωσης 3.13 καθίσταται δυνατή, καθώς η δέσμη των φορτισμένων πρωτονίων δεν είναι σχετικιστική ($E_0 \ll 2Mc^2 (Mc^2 = 938.276 \text{ MeV})$). Σχετικιστικά είναι τα σωματίδια, τα οποία κινούνται με μία σχετικιστική ταχύτητα, δηλαδή με μία ταχύτητα συγκρίσιμη με αυτήν του φωτός (c) [22].

Στον Πίνακα 3.3 παρουσιάζονται οι τιμές των ταχυτήτων v των επιταχυνόμενων δεσμών πρωτονίων, οι αντιστοιχούσες στις αρχικές κινητικές τους ενέργειες $E_K(0)$. Στη μελέτη μας, θα διερευνηθούν δέσμες πρωτονίων, με αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$, μεταξύ των 400 keV (0.4 MeV) και των 850 keV (0.85 MeV).

$E_K(0) \text{ (MeV)}$	$E_K(0) \text{ (eV)}$ $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$	$E_K(0) \text{ (Joule)}$ $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$	$v \left(\frac{m}{s} \right)$
0.400	0.400×10^6	6.4×10^{-14}	8,748,003.308
0.450	0.450×10^6	7.2×10^{-14}	9,278,658.692
0.500	0.500×10^6	8×10^{-14}	9,780,565.032
0.550	0.550×10^6	8.8×10^{-14}	10,257,943.15
0.600	0.600×10^6	9.6×10^{-14}	10,714,072.19
0.650	0.650×10^6	1.04×10^{-13}	11,151,559.89

0.700	0.700×10^6	1.12×10^{-13}	11,572,520.61
0.750	0.750×10^6	1.20×10^{-13}	11,978,696.86
0.800	0.800×10^6	1.28×10^{-13}	12,371,544.92
0.850	0.850×10^6	1.36×10^{-13}	12,752,296.62

Πίνακας 3.3: Ταχύτητες v των επιταχυνόμενων δεσμών πρωτονίων, που αντιστοιχούν στις αρχικές κινητικές τους ενέργειες $E_K(0)$ (Εξίσωση 3.13).

Σε ένα επόμενο στάδιο υπολογίζονται οι τιμές της σχετικιστικής παραμέτρου β , η οποία εμφανίζεται στην χρησιμοποιούμενη εξίσωση *Bethe – Bloch* (Εξίσωση 3.9). Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.4:

$E_K(0) \text{ (MeV)}$	$\beta = \frac{v \left(\frac{m}{s} \right)}{c \left(\frac{m}{s} \right)}$
0.400	0.029160011
0.450	0.030928862
0.500	0.032601883
0.550	0.034193144
0.600	0.035713574
0.650	0.037171866
0.700	0.038575069
0.750	0.03992899

0.800	0.041238483
0.850	0.042507655

Πίνακας 3.4: Τιμές της σχετικιστικής παραμέτρου β , για τις τιμές των ταχυτήτων v , με τις οποίες οι επιταχυνόμενες δέσμες πρωτονίων προσπίπτουν στο στερεό στόχο $^{11}_5B$ (Εξίσωση 3.10)

Έχοντας υπολογίσει όλες τις απαιτούμενες παραμέτρους, προχωράμε στον υπολογισμό των μέσων ενεργειακών απωλειών των δεσμών των πρωτονίων, λόγω ιονισμού ή διέγερσης των τροχιακών ηλεκτρονίων του στερεού στόχου $^{11}_5B$, χρησιμοποιώντας την Εξίσωση 3.9. Οι αναλυτικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν σε φύλλο *Excel* και τα αποτελέσματα τους παρατίθενται στον ακόλουθο Πίνακα 3.5.

$E_K(0)(MeV)$	Value of $\frac{dE}{dz} \left(\frac{MeV}{cm} \right)$
0.400	1,055.576815
0.450	978.9871704
0.500	913.8524296
0.550	857.7191436
0.600	808.7908437
0.650	765.7230188
0.700	727.4895116
0.750	693.2933797
0.800	662.5060361

Πίνακας 3.5: Αποτελέσματα της φόρμουλας Bethe – Bloch, όσο να αφορά την ειδική ενεργειακή απώλεια $\langle \frac{dE}{dz} \rangle$, των εξεταζόμενων μονο - ενεργητικών δεσμών πρωτονίων, αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$, λόγω ιονισμού ή διέγερσης των τροχιακών ηλεκτρονίων του στερεού στόχου $^{11}_5B$ (Εξίσωση 3.9)

3.9. Εύρος CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) (Προσέγγιση συνεχούς επιβράδυνσης)

Ένα φορτισμένο σωματίδιο, κινούμενο μέσα σε έναν υλικό στόχο, χάνει βαθμιαία την αρχική κινητική του ενέργεια $E_K(0)$, μέσω μίας διαδικασίας που αναφέρεται συχνά ως «προσέγγιση συνεχούς επιβράδυνσης» [7]. Στην προσέγγιση της συνεχούς επιβράδυνσης, τα φορτισμένα σωματίδια χάνουν κινητική ενέργεια E , διασχίζοντας ένα υλικό μέσο, με ένα ρυθμό που εξαρτάται από τη στιγμιαία τους ενέργεια, καθώς και από το τοπικό υλικό. Η «ισχύς διακοπής (stopping power)» εκφράζει το ρυθμό απώλειας ενέργειας, ανά μονάδα μήκους της διανυόμενης απόστασης, και δύναται να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό του εύρους R_{CSDA} του φορτισμένου σωματιδίου. Οι *Martin Berger* και *Stephen Seltzer* εισήγαγαν την προσέγγιση της συνεχούς επιβράδυνσης και όρισαν το εύρος CSDA ως ακολούθως [23] :

$$R_{CSDA} = \int_{E_{K(0)}}^0 \frac{dE}{S_{tot}(E)} \quad (\text{Εξίσωση 3.14})$$

Όπου:

R_{CSDA} : το εύρος CSDA του φορτισμένου σωματιδίου εντός του υλικού μέσου,

$E_K(0)$: η αρχική κινητική ενέργεια του φορτισμένου σωματιδίου,

$S(E)$: η συνολική «ισχύς διακοπής» της μάζας του φορτισμένου σωματιδίου, σαν συνάρτηση της αρχικής κινητικής του ενέργειας $E_K(0)$.

Για βαριά φορτισμένα σωματίδια, όπως για παράδειγμα τα *πρωτόνια*, που αποτελούν αντικείμενο της παρούσας μελέτης, το εύρος R_{CSDA} είναι μία πολύ καλή προσέγγιση του μέσου εύρους \bar{R} , λόγω της ουσιαστικά γραμμικής διαδρομής του φορτισμένου σωματιδίου μέσα στο υλικό μέσο. Ωστόσο, για ελαφρώς φορτισμένα σωματίδια, το εύρος R_{CSDA} μπορεί να είναι έως και διπλάσιο του μέσου εύρους \bar{R} [7].

Οι *Bragg - Kleeman* διαμόρφωσαν έναν κανόνα, για τον υπολογισμό του εύρους R_{CSDA} ενός σωματιδίου σε ένα υλικό μέσο, εφόσον όμως είναι γνωστό το εύρος του R_{CSDA} σε ένα άλλο υλικό μέσο [9]:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[\frac{A_1}{A_2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Εξίσωση 3.15})$$

Στην Εξίσωση 3.15, οι παράμετροι ρ και A αναπαριστούν την πυκνότητα και την ατομική μάζα των εξεταζόμενων υλικών μέσων, αντίστοιχα.

Για ένα δεδομένο υλικό μέσο, το εύρος R_{CSDA} αυξάνεται, με αύξηση της αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$ του φορτισμένου σωματιδίου [7].

3.10. Μέγιστο βάθος διείσδυσης (Maximum Penetration Depth) φορτισμένων σωματιδίων σε υλικά μέσα

Το «μέγιστο βάθος διείσδυσης» R_{max} ορίζεται σαν το βάθος του απορροφητικού μέσου, πέραν από το οποίο δεν παρατηρείται διείσδυση φορτισμένων σωματιδίων. Για βαριά φορτισμένα σωματίδια, όπως τα πρωτόνια: $R_{max} \approx R_{CSDA}$, σε όλα τα υλικά μέσα. Για ελαφριά φορτισμένα σωματίδια από την άλλη πλευρά: $\frac{R_{max}}{R_{CSDA}} \approx 1$, σε απορροφητικά μέσα χαμηλού ατομικού αριθμού Z , ενώ $\frac{R_{max}}{R_{CSDA}} \approx 0.5$, σε υλικά μέσα υψηλού ατομικού αριθμού Z [7].

Ο υπολογισμός του «μέγιστου βάθους διείσδυσης (maximum penetration depth)» των δεσμών πρωτονίων, που διαθέτουν μία δεδομένη αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$, στο εσωτερικό ενός στερεού στόχου $^{11}_5B$, θα πραγματοποιηθεί με χρήση της Εξίσωσης 3.14, αντικαθιστώντας την εξίσωση *Bethe – Bloch* (Εξίσωση 3.9), στην θέση του όρου $S(E)$. Έχουμε λοιπόν ότι:

$$R_{CSDA} = \int_{E_K(0)}^0 \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Bethe-Bloch} \right]^{-1} dE \quad (Εξίσωση 3.16)$$

Ωστόσο, η παραπάνω ολοκλήρωση δεν είναι απλή, καθώς μία ακριβής λύση της δεν έχει ευρεθεί ακόμη [24]. Προσεγγιστικές λύσεις της παρουσιάζονται στις Ενότητες 3.10.1 και 3.10.2, που ακολουθούν.

3.10.1. Πολυωνυμική προσθήκη στην κλίμακα της απόστασης διακοπής ενός φορτισμένου σωματιδίου (Polynomial fit to the stopping distance scale)

Αν και υπάρχουν αρκετά καλές αριθμητικές προσεγγίσεις, όσο να αφορά το εκθετικό ολοκλήρωμα (*exponential integral*), που προκύπτει από την ολοκλήρωση της Εξίσωσης 3.16, αυτές δε διατίθενται σαν τυπικές συναρτήσεις στις κύριες υπολογιστικές γλώσσες και απαιτούν σημαντική υλοποίηση από την αρχή. Εν τούτοις, οι λογαριθμικοί όροι στην εξίσωση της «ισχύος διακοπής (Εξισώσεις 3.8 και 3.9)» και του εύρους R_{CSDA} (Εξίσωση 3.16), μπορούν να προσεγγιστούν με ακρίβεια, από πολυώνυμα χαμηλής τάξης. Η χρήση πολυωνυμικών προσεγγίσεων αποτρέπει την επιτακτική ανάγκη αξιολόγησης της συνάρτησης εκθετικής ολοκλήρωσης. Ορίζεται λοιπόν μία κλίμακα για την απόσταση διακοπής των φορτισμένων σωματιδίων, η οποία συμπεριφέρεται καλά σε χαμηλές ενέργειες τους E , και αυξάνεται μονότονα (Εξίσωση 3.17) [24] :

$$R_{CSDA} = -E \frac{dx}{dE} \quad (Εξίσωση 3.17)$$

3.10.2. Κώδικες Monte – Carlo (GEANT4) για τον υπολογισμό του εύρους (RCSDA) δεσμών πρωτονίων με αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0) < 300 \text{ MeV}$

Οι κώδικες Monte – Carlo (GEANT4) χρησιμοποιούνται για την περιγραφή φαινομένων, όπως η πλευρική διασπορά (lateral scatter) και οι πυρηνικές αλληλεπιδράσεις (nuclear interactions).

Ωστόσο, για τον υπολογισμό της ηλεκτρονικής ισχύος διακοπής (electronic stopping power) των πρωτονίων και άλλων φορτισμένων σωματιδίων, οι κώδικες Monte – Carlo (GEANT4), πρέπει να βασίζονται στην εξίσωση Bethe – Bloch (Εξισώσεις 3.8 και 3.9) [25].

Στο έργο των Ulmer W, Matsinos E., μία προσεγγιστική επίλυση της εξίσωσης Bethe – Bloch, η οποία δίνει τελικά το βάθος διείσδυσης των θεραπευτικών πρωτονίων, σε στερεούς στόχους, και θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα μελέτη, είναι η κάτωθι Εξίσωση 3.18 [25] :

$$R_{CSDA} = \frac{1}{\rho} \frac{A_N}{Z} \sum_{n=1}^N a_n I^{p_n} E_0^n \quad (N \rightarrow \infty) \quad (\text{Εξίσωση 3.18})$$

Οι συντελεστές a_n της Εξίσωσης 3.18 καθορίζονται μέσω της διαδικασίας ολοκλήρωσης και εξαρτώνται μόνο από τις παραμέτρους της εξίσωσης Bethe – Bloch. Για εφαρμογές θεραπευτικών πρωτονίων ($E_K(0) < 300 \text{ MeV}$), ένας περιορισμός σε $N = 4$, παρέχει εξαιρετικά αποτελέσματα [25].

3.11. Χρήση του κώδικα Monte – Carlo , για τον υπολογισμό του εύρους – βάθους διείσδυσης (RCSDA) των δεσμών πρωτονίων, με αρχική κινητική ενέργεια : $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV}$, στο στερεό στόχο $^{11}_5\text{B}$

Για στερεό στόχο $^{11}_5\text{B}$, πρέπει να γίνουν οι ακόλουθες αντικαταστάσεις στην Εξίσωση 3.18 της Ενότητας 3.10.2 :

$$\rho = 2.37 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3},$$

$$I = 57.5 \text{ eV},$$

$$\frac{A_N}{Z} = \frac{11.00935}{5}.$$

Οι τιμές των συντελεστών a_n , που παρουσιάζονται στην Εξίσωση 3.18, παρατίθενται στον Πίνακα 3.6 [25] :

α_1	α_2	α_3	α_4
6.8469×10^{-4}	2.26769×10^{-4}	-2.4610×10^{-7}	1.4275×10^{-10}

P_1	P_2	P_3	P_4
0.402	0.1594	0.2326	0.3264

Πίνακας 3.6: Παράμετροι της Εξίσωσης 3.18, με τις προϋποθέσεις ότι: 1) Η αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων δίδεται σε MeV , 2) Το μέσο δυναμικό

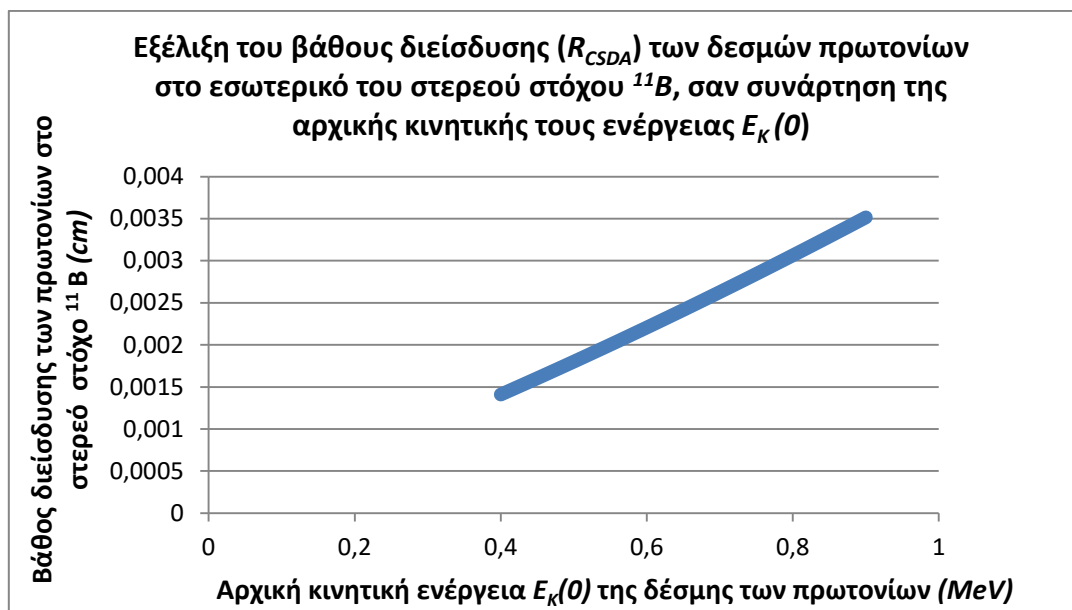
διέγερσης I του στερεού στόχου $^{11}_5B$ δίνεται σε eV , και 3) Το μέγιστο βάθος διείσδυσης R_{CSDA} σε cm [25].

Η αριθμητική εφαρμογή της Εξίσωσης 3.18 οδήγησε στην εξαγωγή των αποτελεσμάτων του Πίνακα 3.7.

$E_K(0)$ (MeV)	R_{CSDA} των δεσμών πρωτονίων στο στερεό στόχο $^{11}_5B$ (cm)
0.400	0.001410107
0.450	0.001603547
0.500	0.001800794
0.550	0.002001846
0.600	0.0022067
0.650	0.002415352
0.700	0.002627801
0.750	0.002844042
0.800	0.003064074
0.850	0.003287894

Πίνακας 3.7: Βάθος διείσδυσης της μονο - ενεργητικής δέσμης των πρωτονίων, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, για κάθε διαφορετική τιμή της αρχικής κινητικής της ενέργειας $E_K(0)$.

Στο ακόλουθο Σχήμα 3.8 παρουσιάζεται σχηματικά η εξέλιξη του «βάθους διείσδυσης (R_{CSDA})», των μονο - ενεργητικών δεσμών πρωτονίων, σαν συνάρτηση της αρχικής κινητικής τους ενέργειας $E_K(0)$.



Σχήμα 3.6: Μέγιστο βάθος διείσδυσης των μονο – ενεργητικών δεσμών πρωτονίων στο εσωτερικό του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$, σαν συνάρτηση της αρχικής κινητικής τους ενέργειας $E_K(0)$.

3.12. Καμπύλη Bragg

Η ενέργεια ενός ιόντος μειώνεται, όταν αυτό διαπερνά έναν υλικό στόχο. Η «ειδική απώλεια ενέργειας (*specific energy loss*)» αυξάνεται σύμφωνα με την φόρμουλα *Bethe – Bloch* (Εξισώσεις 3.8,3.9). Το γράφημα της ειδικής απώλειας ενέργειας, η οποία και σχετίζεται με τον ιονισμό του υλικού μέσου, κατά τη διαδρομή ενός φορτισμένου σωματιδίου, ονομάζεται καμπύλη *Bragg* [26].

Η ειδική απώλεια ενέργειας αντιστοιχεί στη διαφορική ενέργεια $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ που εναποτίθεται στο υλικό, ανά μονάδα μήκους της διαδρομής ενός φορτισμένου σωματιδίου. Επίσης, η ειδική απώλεια ενέργειας αποτελεί συνάρτηση της κινητικής ενέργειας E_K του φορτισμένου σωματιδίου. Γενικά, καθώς το φορτισμένο σωματίδιο επιβραδύνεται και χάνει ενέργεια, η τιμή του ρυθμού απώλειας ενέργειας $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ αυξάνεται. Ως εκ τούτου, η πυκνότητα με την οποία εναποτίθεται ενέργεια στο υλικό μέσο αυξάνεται, καθώς το σωματίδιο επιβραδύνεται. Η μέση τιμή του $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ είναι σχετικά υψηλή, εξαιτίας του μικρού εύρους R_{CSDA} των φορτισμένων σωματιδίων. Για το λόγο αυτό, τα βαριά φορτισμένα σωματίδια, αναφέρονται συχνά ως ακτινοβολίες $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ [27].

Για την καμπύλη *Bragg*, ιδιαίτερα σημαντική εμφανίζεται η «κορυφή *Bragg* (*Bragg peak*)», η οποία σχηματίζεται λόγω της εξάρτησης της «συνολικής ισχύος διακοπής (*total stopping power*)» από το λόγο $\frac{1}{v^2}$, όπου v η ταχύτητα πρόσπτωσης του φορτισμένου σωματιδίου στο στερεό στόχο μελέτης. Τα πρωτόνια, εναποθέτουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους στην κορυφή *Bragg*. Η κορυφή αυτή μπορεί να είναι πολύ μικρή, μόλις μερικά κυβικά χιλιοστά [28].

Στο μεγαλύτερο μέρος της διαδρομής του, το φορτίο του σωματιδίου παραμένει αμετάβλητο, ενώ η ειδική απώλεια ενέργειας του, αυξάνεται σύμφωνα με το λόγο $\frac{1}{v^2}$. Κοντά στο τέλος της διαδρομής του, η φόρτιση του σωματιδίου μπορεί να μειωθεί, μέσω λήψης ηλεκτρονίων και η καμπύλη *Bragg* να πέσει. Η καμπύλη *Bragg* διαφέρει επίσης λόγω της «επίδρασης στραγγαλισμού (*straggling effect*)». Δηλαδή, για ένα δεδομένο υλικό, το εύρος R_{CSDA} είναι περίπου το ίδιο, για όλα τα σωματίδια που ανήκουν στο ίδιο είδος, και διαθέτουν την ίδια αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$. Επειδή οι λεπτομέρειες των μικροσκοπικών αλληλεπιδράσεων, που υφίστανται από οποιοδήποτε φορτισμένο σωματίδιο, μεταβάλλονται τυχαία, δυνατή εμφανίζεται η ύπαρξη μίας μικρής διακύμανσης στο εύρος R_{CSDA} . Αυτή η μικρή διακύμανση ονομάζεται «στραγγαλισμός (*straggling*)» και οφείλεται στη στατιστική φύση της διαδικασίας απώλειας ενέργειας, η οποία αποτελείται από μεγάλο αριθμό μεμονωμένων συγκρούσεων [29].

Το φαινόμενο του «στραγγαλισμού (*straggling effect*)», το οποίο παρατηρείται στις καμπύλες *Bragg*, αξιοποιείται στην θεραπεία του καρκίνου μέσω φορτισμένων σωματιδίων, διότι επιτρέπει τη συγκέντρωση της ισχύος διακοπής στον όγκο, ελαχιστοποιώντας την επίδραση στον περιβάλλοντα υγιή ιστό [29].

Για το λόγο αυτό, η ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων πρέπει να επιλέγεται κατάλληλα, έτσι ώστε αυτά να σταματούν στην περιοχή του όγκου, καταστρέφοντας το μέγιστο αριθμό κυτταρικών όγκων. Επιπλέον, η σωστή επιλογή της ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων, ελαχιστοποιεί τη ζημιά στον περιβάλλοντα ιστό, αφού τα ποσά ιονισμού είναι χαμηλότερα, για τα πιο ενεργητικά σωματίδια [30].

Για τη σχεδίαση των καμπυλών *Bragg*, που αντιστοιχούν, στο μελετώμενο εύρος αρχικών κινητικών ενεργειών $E_K(0)$ των πρωτονίων, θα χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις της Ενότητας 3.12, που ακολουθεί.

3.13. Το ανάστροφο πρόβλημα: Υπολογισμός του $E_0(RCSDA)$ ή του $E(z)$

Οι Εξισώσεις 3.19 – 3.21 μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό της υπολειπόμενης απόστασης $RCSDA - z$, η οποία σχετίζεται με την υπολειμματική ενέργεια των πρωτονίων $E(z)$, στο εσωτερικό ενός στερεού στόχου. Σε διάφορα προβλήματα, όπως στο παρών, ο υπολογισμός του $E_0(RCSDA)$, ή του $E(z)$, σαν συνάρτηση του $RCSDA$ ή του $RCSDA - z$, αντίστοιχα, εμφανίζεται ένα απαραίτητο καθήκον [25].

Σύμφωνα με τους *Ulmer W.* και *Matsinos E.*, η ανάστροφη φόρμουλα της Εξίσωσης 3.18, προκύπτει με μερικές αντικαταστάσεις, και είναι η Εξίσωση 3.19 [25] :

$$E(z) = (RCSDA - z) \sum_{k=1}^5 c_k' \exp [-(RCSDA - z) \lambda_k'] \quad (\text{Εξίσωση 3.19})$$

Όπου:

$$c_k' = \frac{c_k \left(\frac{18}{10}\right) \rho Z \left(\frac{75.1}{I}\right)^{q_k}}{(A_N \rho_W)} \quad (\text{Εξίσωση 3.20})$$

$$\lambda_{k'}^{-1} = \frac{\lambda_k^{-1} \left(\frac{10 \rho_W}{18}\right) \left(\frac{75.1}{I}\right)^{p_k} A_N}{\rho Z} \quad (\text{Εξίσωση 3.21})$$

$$\rho_W = 1 \frac{g}{cm^3} : \text{η πυκνότητα του νερού,}$$

$A_W = 18$: η ατομική μάζα του νερού,

$Z_W = 10$: ο ατομικός αριθμός του νερού,

$I_W = 75.1 \text{ eV}$: το μέσο δυναμικό διέγερσης του νερού.

Για θεραπευτικά πρωτόνια, επιτυγχάνεται πολύ μεγάλη ακρίβεια στον υπολογισμό του $E(RCSDA - z)$, με περιορισμό του k σε $k = 5$ [25]. Οι παράμετροι που θα χρησιμοποιηθούν στον υπολογισμό των Εξισώσεων 3.19, 3.20 και 3.21, παρουσιάζονται αναλυτικά στον Πίνακα 3.8, που ακολουθεί.

c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	λ_1^{-1}	λ_2^{-1}	λ_3^{-1}	λ_4^{-1}	λ_5^{-1}
96.63872	25.0472	8.80745	4.19001	9.2732	0.0975	1.24999	5.7001	10.6501	106.72784

P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	q_1	q_2	q_3	q_4	q_5
-0,1619	-0.0482	-0.0778	0.0847	-0.0221	0.4525	0.195	0.2125	0.06	0.0892

Πίνακας 3.8: Παράμετροι της Εξίσωσης 3.19 με περιορισμό του k σε $k = 5$. Να σημειωθεί το γεγονός ότι οι συντελεστές c_k και λ_k πρέπει να δίνονται σε $\frac{cm}{MeV}$ και cm^{-1} , αντίστοιχα [25].

Οι τιμές των ζητούμενων παραμέτρων c_k' και λ_k' της Εξίσωσης 3.19, υπολογίστηκαν αναλυτικά σε φύλλο Excel και παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.9.

c_1'	c_2'	c_3'	c_4'	c_5'
129.2251042	31.26742321	11.04619247	5.04535507	11.25363143

λ_1'	λ_2'	λ_3'	λ_4'	λ_5'
0,055555556	0.960288364	0.212255281	0.10877819	0.011168725

Πίνακας 3.9 : Τιμές των c_k' και λ_k' , που θα χρησιμοποιηθούν στην Εξίσωση 3.19, για τον υπολογισμό του $E(RCSDA - z)$ [25].

Οι τιμές των $E(RCSDA - z)$, που θα εξαχθούν μέσω της Εξίσωσης 3.19, θα χρησιμοποιηθούν σε επόμενο στάδιο, για τη σχεδίαση των καμπυλών Bragg των δεσμών πρωτονίων, με $400keV \leq E_K(0) \leq 850 keV$. Υπενθυμίζεται το γεγονός ότι, στην προκειμένη περίπτωση, οι καμπύλες Bragg αποτελούν μία γραφική αναπαράσταση του ρυθμού απώλειας ενέργειας $\langle \frac{dE}{dz} \rangle$, σαν συνάρτηση του εύρους – βάθους διείσδυσης (RCSDA) των πρωτονίων, στο στερεό στόχο $^{11}_5B$. Ο ρυθμός απώλειας ενέργειας αυξάνεται λογαριθμικά, για ενέργειες πάνω από την ελάχιστη [31].

Στην προκειμένη περίπτωση, γνωρίζοντας την υπολειπόμενη ενέργεια $E(RCSDA - z)$ της δέσμης των πρωτονίων, σε ένα μεγάλο αριθμό θέσεων εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, είναι δυνατόν να υπολογίσουμε την ταχύτητα v της στη συγκεκριμένη θέση και άρα, και το ζητούμενο σημείο της καμπύλης Bragg.

Όσο να αφορά, το σχηματισμό της κορυφής στις καμπύλες *Bragg* (*Bragg peaks*) αναφέρεται το εξής: Η εξίσωση *Bethe – Bloch* (Εξισώσεις 3.8,3.9) περιγράφει την ειδική απώλεια ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων, σε $\frac{MeV}{cm}$, κατά τη διάσχιση μίας απόστασης ίσης με το *RCSDA*, εντός ενός στερεού στόχου μελέτης. Γνωρίζοντας την ακριβή τιμή του *RCSDA*, μπορούμε να προσαρμόσουμε την εξαγόμενη τιμή του ρυθμού απώλειας ενέργειας $S(E) = -\langle \frac{dE}{dz} \rangle$, στο εκάστοτε εύρος – βάθος διείσδυσης της δέσμης των πρωτονίων.

3.14. Καμπύλες *Bragg*, που αντιστοιχούν στις τιμές των αρχικών κινητικών ενεργειών της δέσμης των πρωτονίων ($400\text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850\text{ keV}$)

Στους Πίνακες 3.9 και 3.10 παρουσιάζονται συνοπτικά οι τιμές του βάθους διείσδυσης (*RCSDA*) και του ρυθμού απώλειας ειδικής ενέργειας ($\langle \frac{dE}{dz} \rangle$), για τις εξεταζόμενες δέσμες πρωτονίων με αρχική κινητική ενέργεια : $400\text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850\text{ keV}$, στο εσωτερικό του στερεού στόχου $^{11}_5B$.

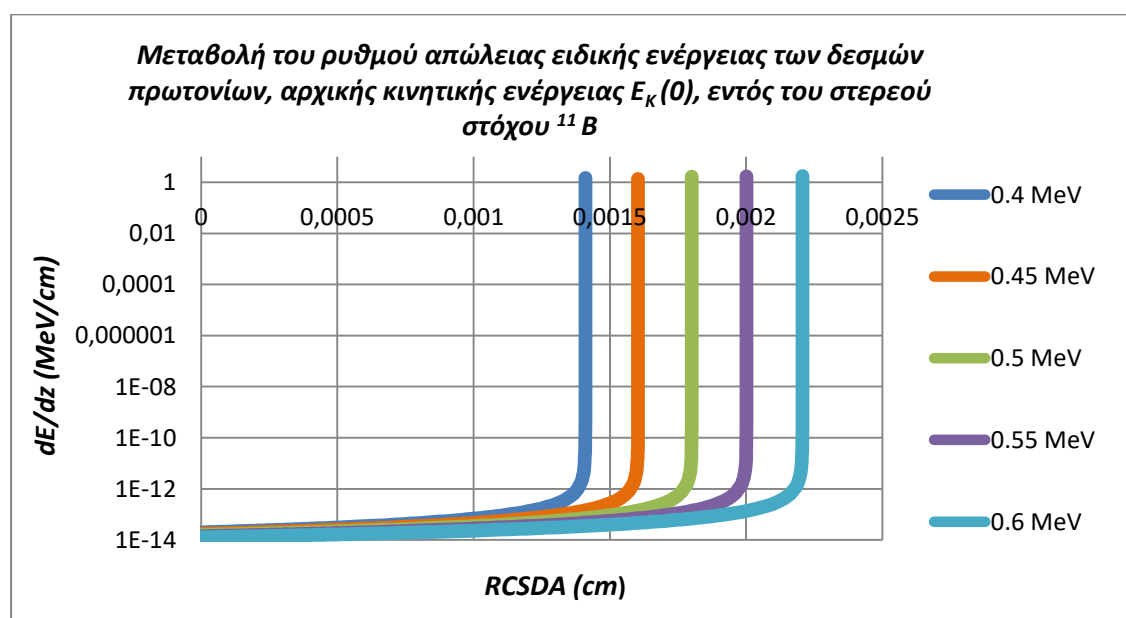
$E_K(0)(MeV)$	<i>RCSDA</i> (cm)	$\frac{dE}{dz} \left(\frac{MeV}{cm} \right)$
0.4	0.001410107	1,055.576815
0.45	0.001603547	978.9871704
0.5	0.0018007940	913.8524296
0.55	0.002001846	857.7191436
0.6	0.0022067	808.7908437

Πίνακας 3.9 : Βάθος διείσδυσης και ρυθμός απώλειας ειδικής ενέργειας, στο εσωτερικό του στερεού στόχου $^{11}_5B$, για τις επιταχυνόμενες δέσμες πρωτονίων, αρχικής κινητικής ενέργειας $0.4\text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.6\text{ MeV}$.

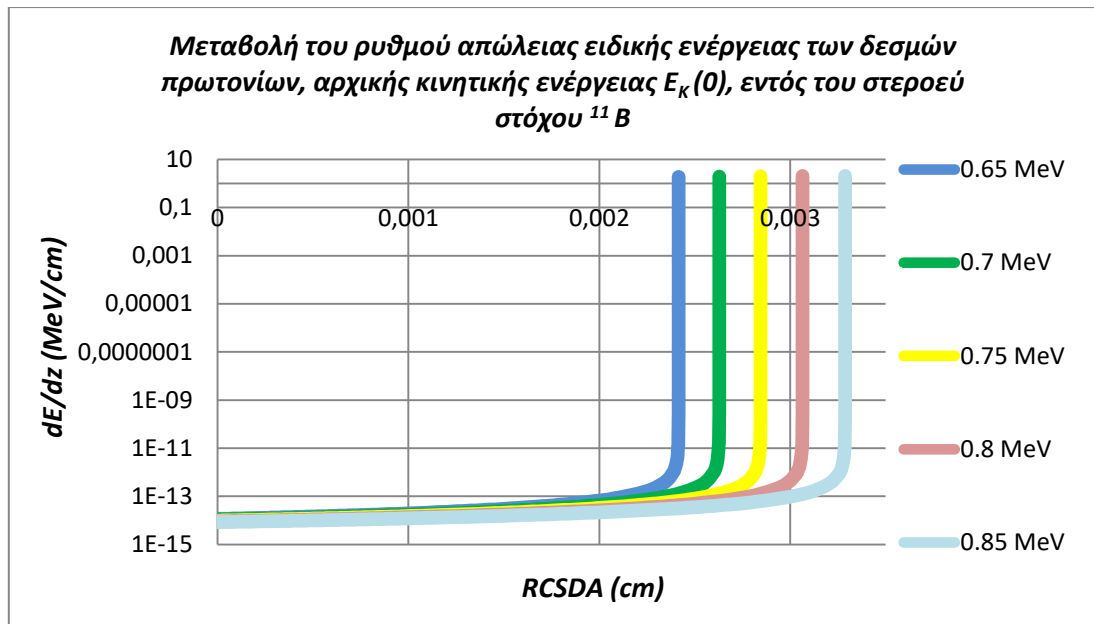
$E_K(0)(MeV)$	<i>RCSDA</i> (cm)	$\frac{dE}{dz} \left(\frac{MeV}{cm} \right)$
0.65	0.002415352	765.7230188
0.7	0.002627801	727.4895116

0.75	0.002844042	693.2933797
0.8	0.003064074	662.5060361
0.85	0.00328789	634.6247911

Πίνακας 3.10 : Βάθος διείσδυσης και ρυθμός απώλειας ειδικής ενέργειας, στο εσωτερικό του στερεού στόχου ^{11}B , για τις επιταχυνόμενες δέσμες πρωτονίων, αρχικής κινητικής ενέργειας $0.65 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.85 \text{ MeV}$.



Σχήμα 3.7 : Σχηματική αναπαράσταση του ρυθμού απώλειας ειδικής ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων, με αρχική κινητική ενέργεια $0.4 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.6 \text{ MeV}$, σαν συνάρτηση του βάθους διείσδυσης της στο στερεό στόχο ^{11}B .



Σχήμα 3.8 : Σχηματική αναπαράσταση του ρυθμού απώλειας ειδικής ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων, με αρχική κινητική ενέργεια $0.65 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.85 \text{ MeV}$, σαν συνάρτηση του βάθους διείσδυσης της στο στερεό στόχο $^{11}_5\text{B}$.

Όπως παρατηρείται μέσω των παραπάνω καμπυλών *Bragg*, η ειδική απώλεια ενέργειας αυξάνεται προς το τέλος του εύρους – βάθους διείσδυσης (*RCSA*) της δέσμης των πρωτονίων. Σε μία τιμή σχεδόν ίση με το *RCSA* ($2 - 3 \text{ mm}$ πιο πριν), η ειδική απώλεια ενέργειας, φτάνει τη μέγιστη της τιμή και στη συνέχεια πέφτει απότομα στο μηδέν, λίγο πριν μηδενιστεί η ταχύτητα v της δέσμης των πρωτονίων.

References

- [1] Labaune, C., Baccou, C., Depierreux, S., Goyon, C., Loisel, G., Yahia, V., & Rafelski, J. (2013). Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma. *Nature Communications*, 4, 1–6.
- [2] Hosseinimotlagh, S. N. (2016). The stopping power of relativistic electrons and laser-accelerated proton beams for fast ignition of DT and D3He and P11B fuels. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(3), 1775–1790.
- [3] R. LAPPALAINEN, J. RAISANEN and A. ANTTILA. (1985) ANALYSIS OF BORON USING THE (p, ct) REACTION. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B9* (1985) 55-59.
- Roth, M., Cowan, T. E., Key, M. H., Hatchett, S. P., Brown, C., Fountain, W., ... Powell, H. (2001). Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Physical Review Letters*, 86(3), 436–439.
- [4] <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/9902815>
- [5] www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3101308/pdf/nihms285768.pdf
- [6] https://www.researchgate.net/publication/307588101_Chapter_Four_Interaction_of_Radiation_with_Matter
- [7] https://link.springer.com/chapter/10.1007%2F978-3-642-00875-7_6
- [8] Tavernier, S. (2010). Experimental techniques in nuclear and particle physics. *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*.
- [9] <https://www.elsevier.com/books/physics-and-engineering-of-radiation-detection>
- [10] <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X10001862>
- [11] <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3429896>
- [12] <https://www.elsevier.com/books/oral-radiology/white/978-0-323-04983-2>
- [13] <https://www.euronuclear.org/info/encyclopedia/bindingenergy.html>
- [14] <https://chemistry.tutorvista.com/physical-chemistry/electron-binding-energy.html>
- [15] <http://www.pet.rh.dk/krypton/Bethe%20formula.pdf>
- [16] https://en.wikipedia.org/wiki/Bethe_formula
- [17] http://physics.princeton.edu/~phy209/week2/bethe_formula.pdf
- [18] <https://en.wikipedia.org/wiki/Proton>
- [19] www.chemicalelements.com/elements/b.html
- [20] <https://socratic.org/questions/what-is-the-mass-number-and-the-atomic-number-of-boron-11>

- [21] <https://education.jlab.org/itselemental/ele005.html>
- [22] https://en.wikipedia.org/wiki/Relativistic_particle
- [23] https://www.academia.edu/25663280/Approximate_analytic_solutions_of_the_Bethe_equation_for_charged_particle_range
- [24] https://www.academia.edu/25663280/Approximate_analytic_solutions_of_the_Bethe_equation_for_charged_particle_range
- [25] <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1008/1008.3645.pdf>
- [26] https://www.nucleonica.com/wiki/index.php?title=Bragg_Curve
- [27] www.britannica.com
- [28] <https://www.ptcri.ox.ac.uk/research/introduction.shtml>
- [29] <http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/interaction-radiation-matter/interaction-heavy-charged-particles/bragg-curve-bragg-peak>
- [30] http://courses.chem.indiana.edu/c460/documents/SEC5-InteractionsofRadiationwithMatter_000.pdf
- [31] <https://www.bnl.gov/nsrl/userguide/bragg-curves-and-peaks.php>

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΑΛΦΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ ΣΥΝΤΗΞΗΣ: $p + {}^{11}_5B \rightarrow 3 {}^4_2He$

4.1. Εισαγωγή

Οι ακτίνες άλφα (*alpha rays*) αποτελούνται από ένα ρεύμα υψηλής ταχύτητας, διπλά ιονισμένου ηλίου και συμβολίζονται με α . Τα σωματίδια άλφα αποτελούνται από δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια, ενώ έχουν ατομικό και μαζικό αριθμό, 2 και 4, αντίστοιχα. Η ταχύτητα των σωματιδίων άλφα είναι ιδιαίτερα υψηλή και έγκειται γύρω στα $2 \times 10^7 \frac{m}{sec}$ (δηλαδή γύρω στο $\frac{1}{10}$ της ταχύτητας του φωτός c) [1].

Στο Κεφάλαιο 3, αφενός προσδιορίστηκαν τα «βάθη διείσδυσης – *penetration depths* (*RCSDA*)» των επιταχυνόμενων δεσμών πρωτονίων, με αρχική κινητική $400 keV \leq E_K(0) \leq 850 keV$, στο στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, και αφετέρου κατασκευάστηκαν οι καμπύλες *Bragg* της κάθε εξεταζόμενης περίπτωσης. Η κατασκευή των τελευταίων πραγματοποιήθηκε, έπειτα από γνώση της υπολειπόμενης ενέργειας $E(RCSDA - z)$, της δέσμης των πρωτονίων, σε έναν αρκετά μεγάλο αριθμό θέσεων (200 και άνω, ανάλογα με την τιμή του $E_K(0)$), εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5B$.

Στο Κεφάλαιο 4, πρωταρχικός στόχος είναι ο προσδιορισμός του αριθμού των σωματιδίων άλφα, που παράγονται στο εσωτερικό του στερεού στόχου ${}^{11}_5B$ και στις εξεταζόμενες θέσεις z του Κεφαλαίου 3, από τις πυρηνικές αντιδράσεις $p - {}^{11}_5B$. Σε ένα επόμενο στάδιο, και εφόσον θα είναι πλέον γνωστό το «βάθος διείσδυσης (*RCSDA*)» των σωματιδίων άλφα στο στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, θα γίνει βελτιστοποίηση όσο να αφορά το πάχος του τελευταίου, ούτως ώστε να εξασφαλίζεται η έξοδος του μεγαλύτερου αριθμού των παραγόμενων σωματιδίων άλφα, από αυτόν. Τέλος, χρησιμοποιώντας το ευρεθέν βέλτιστο πάχος στόχου, για κάθε εξεταζόμενη περίπτωση της αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$ της επιταχυνόμενης δέσμης πρωτονίων, θα υπολογιστούν τα ενεργειακά φάσματα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από το στερεό στόχο μελέτης.

4.2. Υπολογισμός του αριθμού των παραγόμενων σωματιδίων άλφα (4_2He), σαν συνάρτηση του βάρους διείσδυσης (*RCSDA*) των επιταχυνόμενων δεσμών πρωτονίων, ενέργειας $400 keV \leq E_K(0) \leq 850 keV$, στο στερεό στόχο ${}^{11}_5B$

Ο αριθμός των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης $p - {}^{11}_5B$, που παράγονται στην θέση z , εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5B$, όπου η δέσμη των πρωτονίων διαθέτει πλέον ενέργεια $E(RCSDA - z)$, υπολογίζεται μέσω της Εξίσωσης 4.1:

$$\text{Number of } p - {}^{11}_5B \text{ fusion reactions} = N_{\text{protons}} n_{\text{Boron}} \sigma z \quad (\text{Εξίσωση 4.1})$$

Ωστόσο, στην παρούσα μελέτη, κάθε αντίδραση σύντηξης $p - {}^{11}_5B$, θεωρείται ότι παράγει τρία (3) ισο – ενεργειακά σωματίδια άλφα των $2.9 MeV$. Αυτό σημαίνει ότι ο αριθμός των σωματιδίων άλφα, που παράγονται στην θέση z εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5B$, από την αλληλοεπίδραση της δέσμης των πρωτονίων με τον τελευταίο, δίδεται μέσω της Εξίσωσης 3.2:

$$N^4_2\text{He} = 3(N_{\text{protons}} n_{\text{Boron}} \sigma z)$$

(Εξίσωση 4.2)

Στον Πίνακα 4.1 παρουσιάζονται οι συμβολισμοί, όπως επίσης και η ερμηνεία των παραμέτρων, που εμφανίζονται στις Εξισώσεις 4.1 και 4.2.

Συμβολισμός	Ερμηνεία	Τιμή και μονάδα μέτρησης
N_{protons}	Αριθμός των πρωτονίων της δέσμης που προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$	Ο αριθμός των πρωτονίων στην θέση $z = 0 \text{ cm}$ του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$ συνδέεται με την τιμή του $E_K(0)$ της δέσμης, σύμφωνα με το <u>Σχήμα 4.1</u> της <u>Ενότητας 4.4</u> που επακολουθεί. Ο αριθμός των πρωτονίων στην θέση z εντός του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$ από την άλλη πλευρά, υπολογίζεται από την <u>Εξίσωση 4.3</u> .
n_{Boron}	Ηλεκτρονιακή πυκνότητα του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$	$6.48 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ (Πίνακας 3.2) της <u>Ενότητας 3.7.1</u>
σ	Τιμή του cross section (ενεργή διατομή), που αντιστοιχεί στην υπολειπόμενη ενέργεια $E(\text{RCSDA} - z)$ της δέσμης των πρωτονίων, στην εξεταζόμενη θέση z , εντός του στόχου $^{11}_5\text{B}$	cm^2
z	Θέση z , εντός του στόχου $^{11}_5\text{B}$, όπου μελετάται η παραγωγή πυρηνικών αντιδράσεων $p - ^{11}_5\text{B}$	cm

Πίνακας 4.1: Παράμετροι των Εξισώσεων 4.1 και 4.2.

Στην Εξίσωση 4.2, ο αριθμός των πρωτονίων ($N_{protons}$) μεταβάλλεται (μειώνεται) μεταξύ διαδοχικών θέσεων $z, z + dz$, καθώς υφίσταται παραγωγή σωματιδίων άλφα στην θέση z . Δηλαδή, ο αριθμός των πρωτονίων, που θα αντικατασταθούν στην Εξίσωση 4.2, για τον υπολογισμό των παραγόμενων σωματιδίων άλφα, στην θέση $z + dz$, είναι:

$$N_{protons(z+dz)} = N_{protons(z)} - N_{^4_2He(z)} \quad (\text{Εξίσωση 4.3})$$

4.3. Αναλυτικός υπολογισμός των ενεργών διατομών (cross sections) της πυρηνικής αντίδρασης $p + ^{11}_5B \rightarrow 3^4_2He$

Σύμφωνα με τους George Miley, Harry Towner και Nenad Ivich, για τον υπολογισμό των «ενεργών διατομών (cross sections)» της αντίδρασης σύντηξης $p + ^{11}_5B \rightarrow 3^4_2He$, είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθούν οι Εξισώσεις 4.3 – 4.9, ανάλογα με την τιμή του $E(RCSDA - z)$ της δέσμης των πρωτονίων [2] :

$$0 < E(RCSDA - z) \leq 400$$

$$\sigma^* = \frac{6.524 \times 10^{-14}}{E(eV)} \exp\left(\frac{-9,131.5}{\sqrt{E(eV)}}\right) \quad (\text{Εξίσωση 4.3})$$

$$400 < E(RCSDA - z)(keV) \leq 625$$

$$\sigma = [(A5)E^5 + (A4)E^4 + (A3)E^3 + (A2)E^2 + (A1)E + (A0)] \times 10^{-28} \quad (\text{Εξίσωση 4.4})$$

$$A5 = -0.3498 \times 10^{-8}$$

$$A4 = 0.8024 \times 10^{-5}$$

$$A3 = -0.7192 \times 10^{-2}$$

$$A2 = 0.3182 \times 10^1$$

$$A1 = 0.6895 \times 10^3$$

$$A0 = 0.5834 \times 10^5$$

$$625 < E(RCSDA - z)(keV) \leq 725$$

$$\sigma = \frac{A}{(E - E_r)^2 + B} \quad (\text{Εξίσωση 4.5})$$

$$A = 46,893.75 \times 10^{-24}$$

$$B = 76,250$$

$$E_r = 675$$

$$725 < E(RCSDA - z)(keV) \leq 1,175$$

$$\sigma = [(A5)E^5 + (A4)E^4 + (A3)E^3 + (A2)E^2 + (A1)E + (A0)] \times 10^{-28} \quad (Εξίσωση 4.6)$$

$$A5 = 0.9567 \times 10^{-9}$$

$$A4 = -0.4861 \times 10^{-5}$$

$$A3 = 0.9729 \times 10^{-2}$$

$$A2 = -0.9554 \times 10^1$$

$$A1 = 0.4578 \times 10^4$$

$$A0 = -0.8480 \times 10^6$$

$$1,175 < E(RCSDA - z)(keV) \leq 1,200$$

$$\sigma = 0.130 \times 10^{-24} \quad (Εξίσωση 4.8)$$

$$1,200 < E(RCSDA - z)(keV) \leq 1,550$$

$$\sigma = 0.135 \times 10^{-24} \quad (Εξίσωση 4.9)$$

$$1,550 < E(RCSDA - z)(keV) \leq 2,000$$

$$\sigma = [(A5)E^5 + (A4)E^4 + (A3)E^3 + (A2)E^2 + (A1)E + (A0)] \times 10^{-28} \quad (Εξίσωση 4.10)$$

$$A5 = 0.1291 \times 10^{-9}$$

$$A4 = -0.1106 \times 10^{-5}$$

$$A3 = 0.3784 \times 10^{-2}$$

$$A2 = -0.6466 \times 10^1$$

$$A1 = 0.5518 \times 10^4$$

$$A0 = -0.1880 \times 10^7$$

Στον Πίνακα 4.1 που ακολουθεί, παρουσιάζονται οι υπολογισμοί των George Miley, Harry Townner και Nenad Ivich, όσο να αφορά τις τιμές των «ενεργών διατομών (cross sections)» της αντίδρασης σύντηξης $p - {}^{11}B$.

<i>Kinetic energy (keV)</i>	<i>σ (cm²)</i>	<i>Kinetic energy (keV)</i>	<i>σ (cm²)</i>
35.0	0.11818×10^{-38}	40.0	0.24189×10^{-37}
45.0	0.29275×10^{-36}	50.0	0.23994×10^{-35}
55.0	0.14590×10^{-34}	60.0	0.70176×10^{-34}
65.0	0.27963×10^{-33}	70.0	0.95549×10^{-33}
75.0	0.28742×10^{-32}	80.0	0.77681×10^{-32}
85.0	0.19170×10^{-31}	90.0	0.43757×10^{-31}
95.0	0.93355×10^{-31}	100.0	0.18778×10^{-30}
125.0	0.31675×10^{-29}	150.0	0.25052×10^{-28}
175.0	0.12344×10^{-27}	200.0	0.44233×10^{-27}
225.0	0.12640×10^{-26}	250.0	0.30551×10^{-26}
275.0	0.64975×10^{-26}	300.0	0.12500×10^{-25}
325.0	0.22192×10^{-25}	350.0	0.36903×10^{-25}
375.0	0.58129×10^{-25}	400.0	0.87061×10^{-25}
425.0	0.11275×10^{-24}	450.0	0.14127×10^{-24}
475.0	0.173999×10^{-24}	500.0	0.21247×10^{-24}
525.0	0.25796×10^{-24}	550.0	0.31106×10^{-24}
575.0	0.37129×10^{-24}	600.0	0.43664×10^{-24}
625.0	0.59548×10^{-24}	650.0	0.61000×10^{-24}
675.0	0.61500×10^{-24}	700.0	0.61000×10^{-24}
725.0	0.54787×10^{-24}	750.0	0.49096×10^{-24}
775.0	0.42994×10^{-24}	800.0	0.36920×10^{-24}
825.0	0.31204×10^{-24}	850.0	0.26079×10^{-24}
875.0	0.21693×10^{-24}	900.0	0.18120×10^{-24}
925.0	0.15369×10^{-24}	950.0	0.13398×10^{-24}
975.0	0.12125×10^{-24}	1,000	0.11436×10^{-24}
1,025	0.11200×10^{-24}	1,050	0.11280×10^{-24}
1,075	0.11539×10^{-24}	1,100	0.11860×10^{-24}
1,125	0.12149×10^{-24}	1,150	0.12351×10^{-24}
1,175	0.13000×10^{-24}	1,200	0.13500×10^{-24}
1,225	0.13500×10^{-24}	1,250	0.13500×10^{-24}
1,275	0.13500×10^{-24}	1,300	0.13500×10^{-24}
1,325	0.13500×10^{-24}	1,350	0.13500×10^{-24}
1,375	0.13500×10^{-24}	1,400	0.13500×10^{-24}
1,425	0.13500×10^{-24}	1,450	0.13500×10^{-24}
1,475	0.13500×10^{-24}	1,500	0.13500×10^{-24}
1,525	0.13500×10^{-24}	1,550	0.13444×10^{-24}
1,575	0.13308×10^{-24}	1,600	0.13135×10^{-24}
1,625	0.12940×10^{-24}	1,650	0.12729×10^{-24}
1,675	0.12505×10^{-24}	1,700	0.12264×10^{-24}
1,725	0.12003×10^{-24}	1,750	0.11717×10^{-24}
1,775	0.11400×10^{-24}	1,800	0.11050×10^{-24}
1,825	0.10669×10^{-24}	1,850	0.10263×10^{-24}
1,875	0.98459×10^{-24}	1,900	0.94387×10^{-24}
1,925	0.90729×10^{-24}	1,950	0.87912×10^{-24}

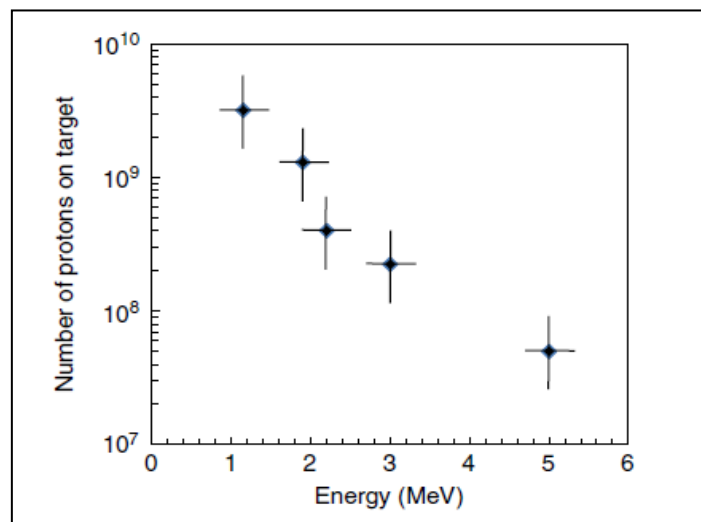
1,975	0.86490×10^{-24}		
-------	---------------------------	--	--

Πίνακας 4.1 : Ενεργές διατομές της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης: $p + {}^{11}_5B \rightarrow 3{}^4_2He$ [2]

Λόγω της διαπίστωσης αριθμητικών αποκλίσεων μεταξύ των αποτελεσμάτων του Πίνακα 4.1 και της χρήσης των Εξισώσεων 4.3 – 4.10, ο Πίνακας 4.1 θα αποτελέσει τελικά τη βάση για την πραγματοποίηση των υπολογισμών μας, μέσω γραμμικών παρεμβολών.

4.4. Προσδιορισμός του αριθμού των πρωτονίων της επιταχυνόμενης δέσμης με αρχική κινητική ενέργεια $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV}$

Στη μελέτη μας, το Σχήμα 4.1 θα αποτελέσει τη βάση, για τον υπολογισμό των πρωτονίων, που φέρουν ενέργεια κέντρου μάζας μεταξύ των 400 και των 850 keV και προσπίπτουν στο στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, για την επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων $p - {}^{11}_5B$. Πιο συγκεκριμένα, στο Σχήμα 4.1 δίδεται ο αριθμός των πρωτονίων, που παρήχθησαν με την χρήση ενός παλμού του laser LULI2000, διάρκειας 1 picosecond και έντασης $6 \times 10^8 \text{ W cm}^{-2}$, σε φύλλα αλουμινίου (Al), πάχους 20 mm, στο πείραμα των Labaune, C., Baccou, C., Depierreux, S., Goyon, C., Loisel, G., Yahia, V., & Rafelski, J. (2013).



Σχήμα 4.1 : Φάσμα πρωτονίων. Ενεργειακό φάσμα της δέσμης πρωτονίων, που παρήχθη από την αλληλεπίδραση ενός φύλλου αλουμινίου, πάχους 20 mm, με ένα παλμό laser LULI2000, στο πείραμα των Labaune, C., Baccou, C., Depierreux, S., Goyon, C., Loisel, G., Yahia, V., & Rafelski, J. (2013) [3].

Χρησιμοποιώντας σαν αναφορά το Σχήμα 4.1 και υποθέτοντας ότι ο αριθμός των πρωτονίων μειώνεται γραμμικά (στην εκθετική κλίμακα) στο ενεργειακό διάστημα : $400 \text{ keV} (0.4 \text{ MeV}) \leq E_K(0) \leq 850 (0.85 \text{ MeV})$, όπως στο διάστημα $1,000 \text{ keV} (1 \text{ MeV}) \leq E_K(0) \leq 2,00 \text{ keV} (2 \text{ MeV})$, εξάγουμε τα αποτελέσματα του Πίνακα 4.2 :

Αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης πρωτονίων, που προσπίπτει στο στερεό στόχο $^{11}_5B$ και προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις $p - ^{11}_5B$	Αριθμός πρωτονίων της δέσμης που προσπίπτει στο στερεό στόχο $^{11}_5B$ και προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις $p - ^{11}_5B$
400 KeV	5.71×10^9
450 KeV	5.557142857×10^9
500 KeV	5.4×10^9
550 KeV	5.242857143×10^9
600 KeV	5.085714286×10^9
650 KeV	4.928571428×10^9
700 KeV	4.771428571×10^9
750 KeV	4.614285714×10^9
800 KeV	4.457142857×10^9
850 KeV	4.3×10^9

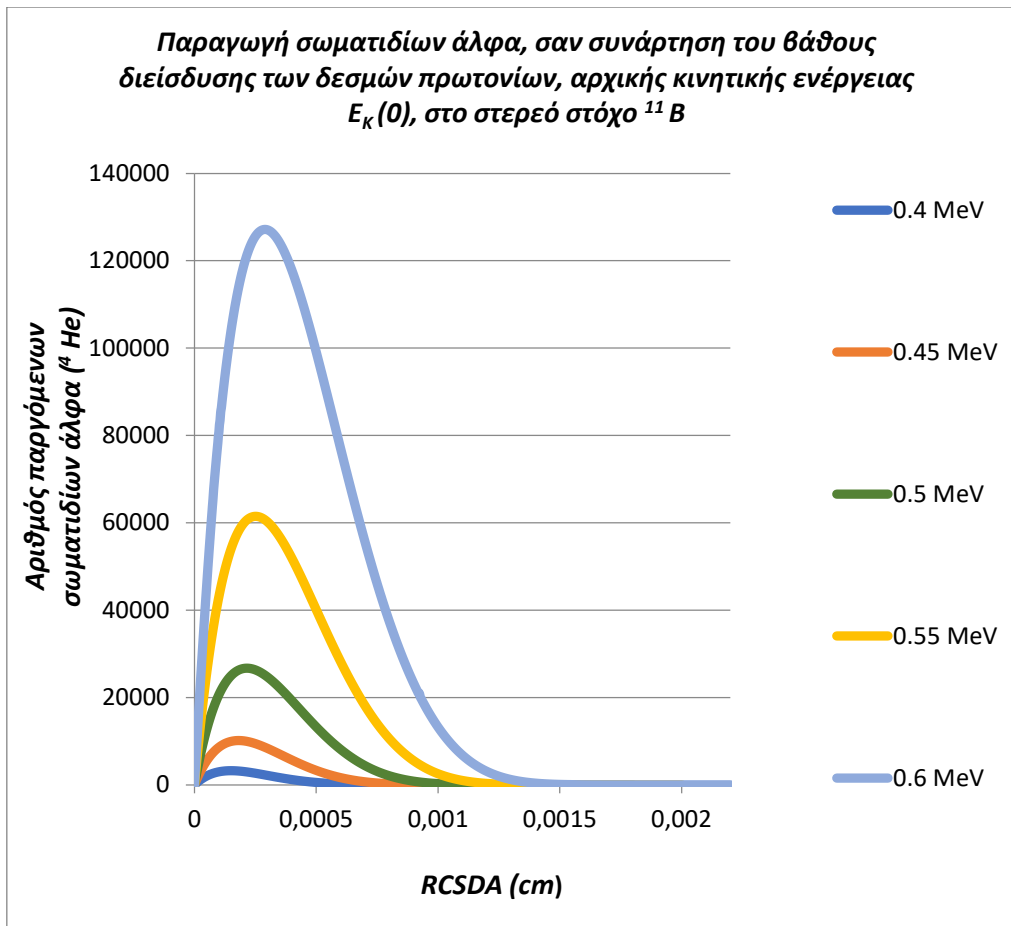
Πίνακας 4.2 : Αριθμός πρωτονίων της επιταχυνόμενης δέσμης, που παράγεται μέσω ενός παλμού laser, και έχει αρχική κινητική ενέργεια στο διάστημα: $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV}$. Ο εκάστοτε υπολογιζόμενος αριθμός πρωτονίων προσπίπτει στο στερεό στόχο $^{11}_5B$ και προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις $p - ^{11}_5B$ στο εσωτερικό του.

4.5. Υπολογισμός του αριθμού των σωματιδίων άλφα 4_2He , που παράγονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις $p - ^{11}_5B$, στο εσωτερικό του στόχου $^{11}_5B$

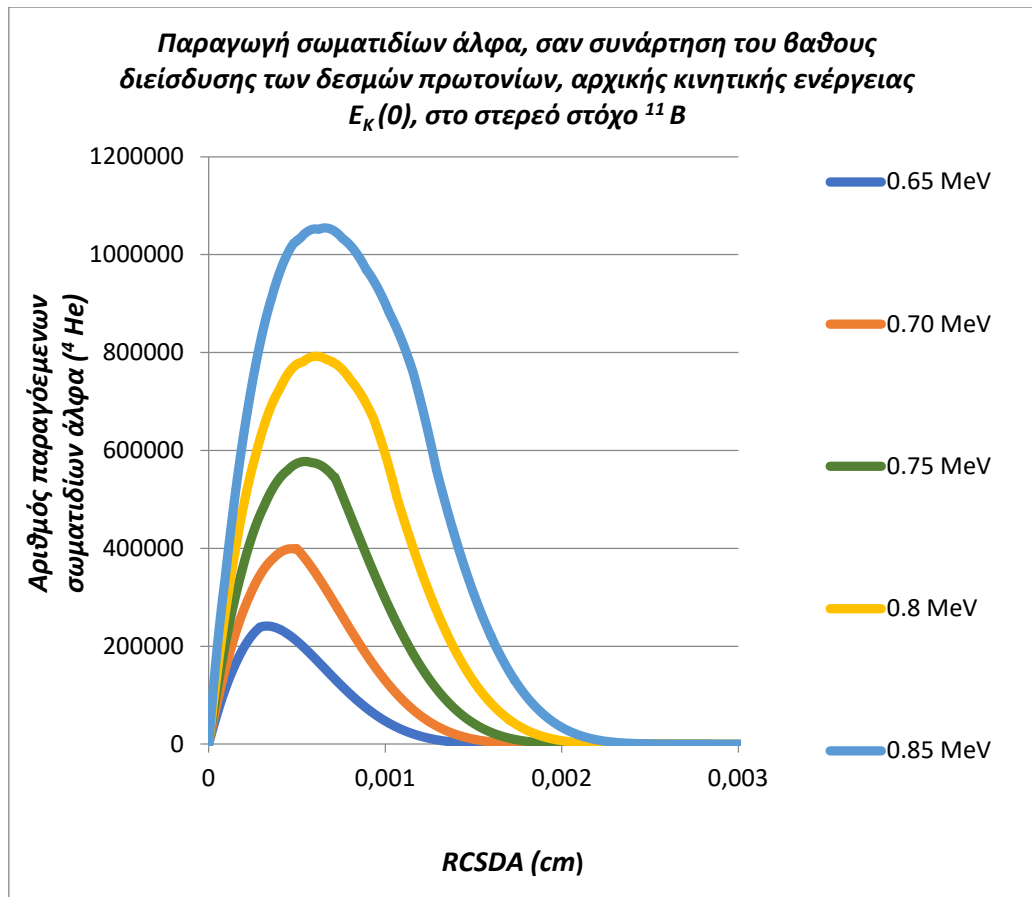
Στο Κεφάλαιο 3, και συγκεκριμένα στην Ενότητα 3.13, πραγματοποιήθηκε σχεδίαση των καμπυλών Bragg, για τα πρωτόνια με: $400 \text{ keV} (0.4 \text{ MeV}) \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV} (0.85 \text{ MeV})$. Η σχεδίαση των τελευταίων πραγματοποιήθηκε έπειτα από υπολογισμό της υπολειπόμενης ενέργειας $E(RCSDA - z)$ της δέσμης των πρωτονίων, στην θέση z , εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$.

Στην παρούσα Ενότητα 4.5, για τις θέσεις z , εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, όπου πραγματοποιήθηκε υπολογισμός της υπολειπόμενης ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων ($E(RCSDA - z)$), θα υπολογιστεί μέσω της Εξίσωσης 4.2, ο αριθμός των παραγόμενων σωματιδίων άλφα (4_2He).

Τα αποτελέσματα που εξήχθησαν μέσω αναλυτικής χρήσης των Εξισώσεων 4.1, 4.2 και 4.3, σε υπολογιστικά φύλλα Excel, για τα πρωτόνια με : $400 \text{ keV} (0.4 \text{ MeV}) \leq E_K(0) \leq 850 (0.85 \text{ MeV})$, παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.2 – 4.3.



Σχήμα 4.2 : Παραγωγή σωματιδίων άλφα (^4_2He), σαν συνάρτηση του βάθους διείσδυσης (RCSA) των δεσμών πρωτονίων με $0.4 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.6 \text{ MeV}$, στο στερεό στόχο $^{11}_5\text{B}$.



Σχήμα 4.3 : Παραγωγή σωματιδίων άλφα (^4_2He), σαν συνάρτηση του βαθους διεύθυνσης (RCSDA) των δεσμών πρωτονίων με $0.65 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.85 \text{ MeV}$, στο στερεό στόχο $^{11}_5\text{B}$.

4.6. Μέγιστη – συνολική παραγωγή σωματιδίων άλφα ^4_2He , για το εύρος $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV}$ της δέσμης των πρωτονίων

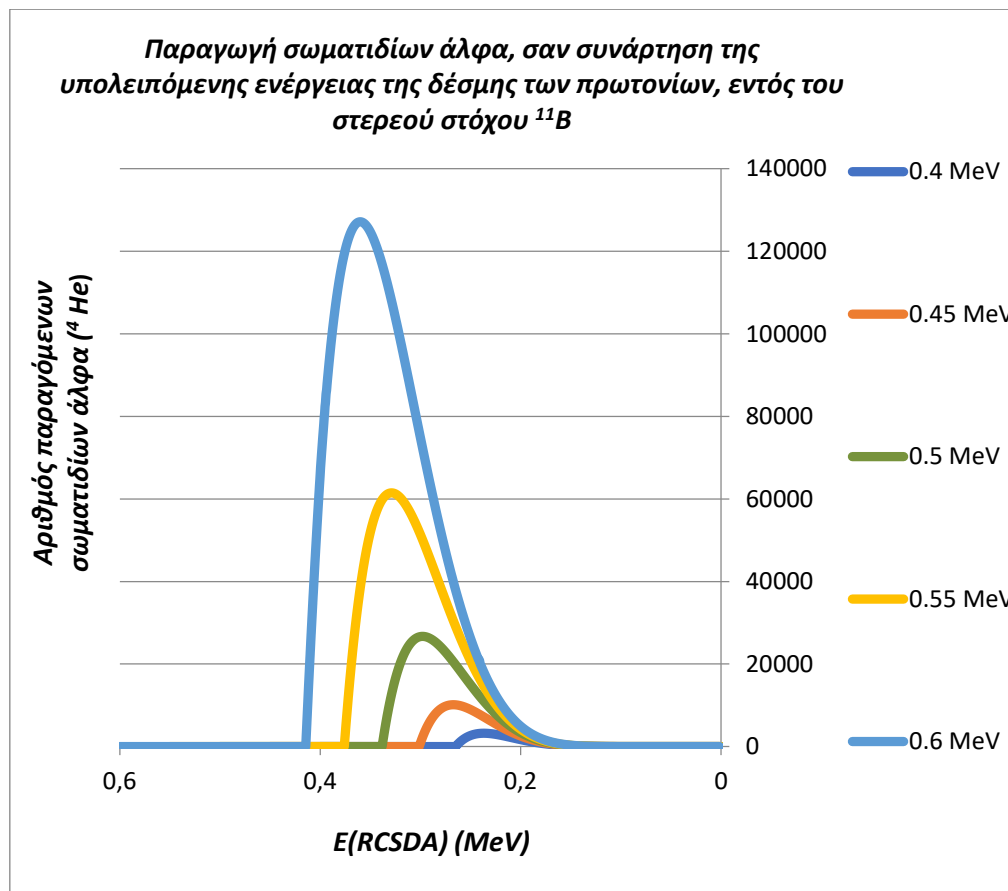
Στον Πίνακα 4.3 παρουσιάζονται οι τιμές της μέγιστης παραγωγής σωματιδίων άλφα (^4_2He), των εξεταζόμενων περιπτώσεων της Ενότητας 4.5 :

Αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων, που προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του στόχου $^{11}_5\text{B}$	Μέγιστη παραγωγή σωματιδίων άλφα (^4_2He)
400 keV	$\approx 3.232 \times 10^3$
450 keV	$\approx 1.0138 \times 10^4$
500 keV	$\approx 2.6702 \times 10^4$
550 keV	$\approx 6.1474 \times 10^4$
600 keV	$\approx 1.27166 \times 10^5$
650 keV	$\approx 2.43750 \times 10^5$
700 keV	$\approx 3.99167 \times 10^5$
750 keV	$\approx 5.77455 \times 10^5$

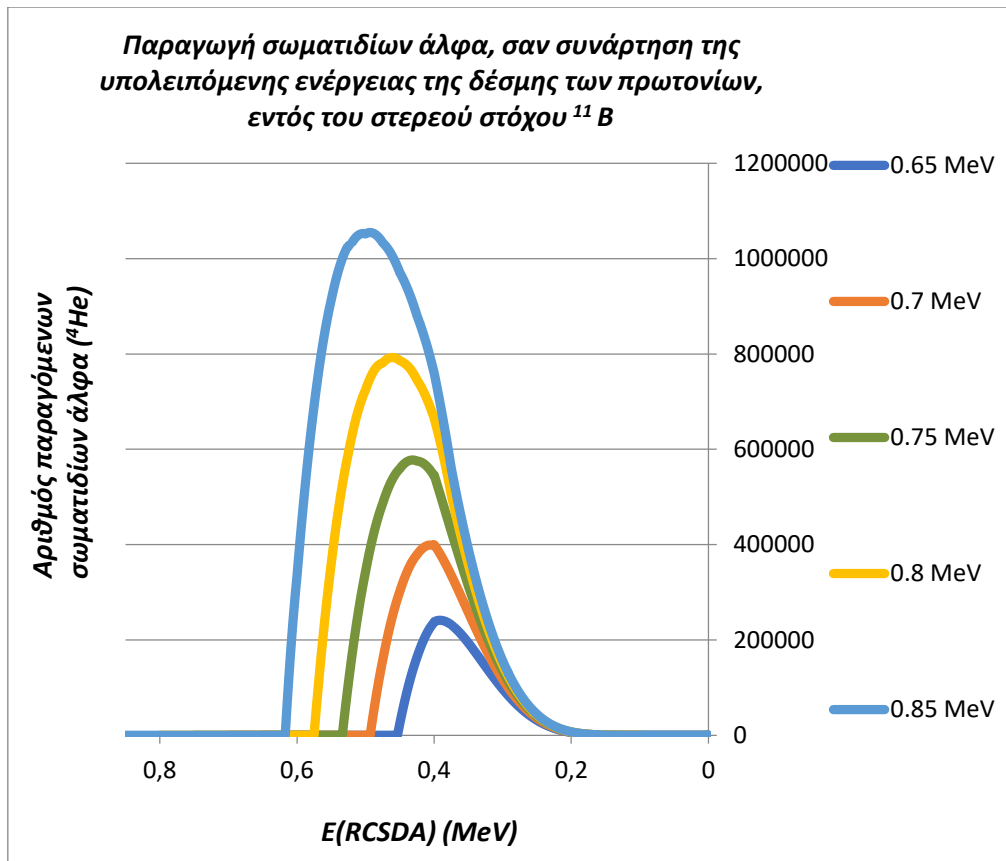
800 keV	$\approx 7.94105 \times 10^5$
850 keV	$\approx 1.065180 \times 10^6$

Πίνακας 4.3: Μέγιστη παραγωγή σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), στο ενεργειακό εύρος $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 900 \text{ keV}$.

Οι τιμές της υπολειπόμενης ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων ($E(\text{RCSDA} - z)$), που αντιστοιχούν στην παραγωγή σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.4 – 4.5.



Σχήμα 4.4 : Παραγωγή σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), σαν συνάρτηση της υπολειπόμενης ενέργειας ($E(\text{RCSDA} - z)$) των δεσμών πρωτονίων, με $0.4 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.6 \text{ MeV}$, εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$.



Σχήμα 4.5 : Παραγωγή σωματιδίων άλφα (^4_2He), σαν συνάρτηση της υπολειπόμενης ενέργειας ($E(\text{RCSDA} - z)$) των δεσμών πρωτονίων, με $0.65 \text{ MeV} \leq E_K(0) \leq 0.85 \text{ MeV}$, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5\text{B}$.

Για το εξεταζόμενο ενεργειακό εύρος της δέσμης των πρωτονίων: $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV}$, η συνολική παραγωγή σωματιδίων άλφα, προκύπτει από το άθροισμα των σημείων των καμπυλών των Σχημάτων 4.2 - 4.6. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται αναλυτικά στον Πίνακα 4.4.

Αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων, που προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του στόχου $^{11}_5\text{B}$	Συνολική παραγωγή σωματιδίων άλφα (^4_1He)
400 keV	$\approx 296,322$
450 keV	$\approx 1,083,039$
500 keV	$\approx 3,595,014$
550 keV	$\approx 10,013,989$
600 keV	$\approx 22,718,193$
650 keV	$\approx 48,294,409$
700 keV	$\approx 102,548,182$
750 keV	$\approx 184,005,410$
800 keV	$\approx 327,713,057$

Πίνακας 4.4 : Συνολική παραγωγή σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), στο ενεργειακό εύρος $400 \text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850 \text{ keV}$ της δέσμης των πρωτονίων.

4.7. Αλληλοεπιδράσεις των σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$) με υλικά μέσα

Όταν ένα σωματίδιο άλφα διέρχεται μέσα από ένα υλικό, αφαιρεί ηλεκτρόνια από τις τροχιές των ατόμων του τελευταίου, που βρίσκονται σε κοντινή απόσταση. Για την αφαίρεση των ηλεκτρονίων απαιτείται ενέργεια, με αποτέλεσμα να μειώνεται η ενέργεια του σωματιδίου άλφα, μετά από κάθε αλληλοεπίδραση του με τα ηλεκτρόνια του στερεού μέσου. Τελικά, το σωματίδιο άλφα θα δαπανήσει όλη την κινητική του ενέργεια, θα κερδίσει δύο ηλεκτρόνια στην τροχιά του και θα μετατραπεί σε ουδέτερο άτομο ηλίου [4]. Εξαιτίας του διπλού τους φορτίου και της υψηλής τους μάζας, τα σωματίδια άλφα ιονίζουν έντονα τα άτομα στερεών μέσων, που διαπερνούν. Ωστόσο, διεισδύουν μόνο μερικά *micrometers*, σε ιστούς του ανθρώπινου σώματος, καθώς διαθέτουν μικρή ισχύ διείσδυσης, ενώ ένα κανονικό φύλλο χαρτιού μετά βίας τα απορροφά [1].

Τα σωματίδια άλφα διαθέτουν διπλό θετικό φορτίο, εξαιτίας των δύο πρωτονίων που υφίστανται στον πυρήνα του ατόμου τους. Το γεγονός αυτό επιτρέπει με τη σειρά του την πραγματοποίηση ιονισμού ζευγών ιόντων, εξαιτίας της προσέλκυσης *Coulomb*, η οποία λαμβάνει χώρα μεταξύ του σωματιδίου άλφα και των ατομικών ηλεκτρονίων του υλικού μέσου, που αυτό διαπερνά. Τα δύο νετρόνια του πυρήνα των σωματιδίων άλφα, προσδίδουν επιπρόσθετη μάζα στο άτομο τους, πράγμα που διευκολύνει είτε τον ιονισμό, μέσω αλληλεπίδρασης *Coulomb*, ή την άμεση σύγκρουση του σωματιδίου άλφα με τα ατομικά ηλεκτρόνια του υλικού μέσου. Επίσης, για το λόγο ότι η μάζα του σωματιδίου άλφα (4 amu), είναι πολύ μεγαλύτερη, εν συγκρίσει με αυτήν του ηλεκτρονίου ($5 \times 10^{-4} \text{ amu}$), διευκολύνεται η εκτίναξη ατομικών ηλεκτρονίων από το υλικό μέσο, που διαπερνά το σωματίδιο άλφα. Η τελευταία πραγματοποιείται είτε με άμεση σύγκρουση του σωματιδίου άλφα με τα ηλεκτρόνια του μέσου ή με προσέγγιση τους σε κοντινή απόσταση [5].

Έπειτα από τις πραγματοποιούμενες συγκρούσεις με τα ατομικά ηλεκτρόνια ή τις αλληλοεπιδράσεις *Coulomb*, το σωματίδιο άλφα συνεχίζει την πορεία του, μέσα στο υλικό μέσο, η οποία στο μεγαλύτερο μέρος της χαρακτηρίζεται, από αμελητέα εκτροπή. Η αμελητέα εκτροπή της πορείας του σωματιδίου άλφα οφείλεται στην πολύ μεγάλη διαφοράς μάζας του από τα ατομικά ηλεκτρόνια του υλικού μέσου [5].

Ένας επιπρόσθετος μηχανισμός, μέσω του οποίου επηρεάζεται η ενέργεια των σωματιδίων άλφα, είναι η ηλεκτρονιακή διέγερση. Η ηλεκτρονιακή διέγερση λαμβάνει χώρα όταν το σωματίδιο άλφα δεν καταφέρει να μεταφέρει επαρκή ενέργεια σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, ούτως ώστε το τελευταίο να αποβληθεί από το άτομο του. Με αυτόν τον τρόπο, τα ηλεκτρόνια των ατόμων ενός υλικού μέσου είναι δυνατόν να απορροφήσουν ένα μέρος της ενέργειας του σωματιδίου άλφα και να ανυψωθούν σε μία κατάσταση υψηλότερης ενέργειας. Ανάλογα με το υλικό του μέσου, τα διεγερμένα άτομα μπορούν να επιστρέψουν αμέσως είτε στην θεμελιώδη κατάσταση, ή σε ένα επίπεδο χαμηλότερης ενέργειας, με διάχυση της απορροφηθείσας ενέργειας, υπό τη μορφή φωτονίων ορατού φωτός. Η διαδικασία αυτή, η οποία αναφέρεται ως φθορισμός «*fluorescence*», παρατηρήθηκε αρχικά από τον Sir Crookes, στο Λονδίνο το 1903, και επιβεβαιώθηκε την ίδια χρονιά από τον Julius Elster και Hans Geitel, στη Γερμανία [5].

4.8. Εύρος (RCSDA) – Βάθος διείσδυσης σωματιδίων άλφα σε υλικά μέσα

Σε σχέση με άλλες μορφές πυρηνικής ακτινοβολίας, η υψηλή μάζα και το φορτίο των σωματιδίων άλφα, τους προσδίδει μία υψηλότερη ισχύ ιονισμού, αλλά και μία πολύ «φτωχότερη» ικανότητα διείσδυσης σε ένα υλικό μέσο. Στον αέρα, τα σωματίδια άλφα ταξιδεύουν μόλις μερικά *cm*. Ωστόσο, αυτό το μικρού μήκους ταξίδι κυμαίνεται ανάλογα με την αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ του σωματιδίου άλφα [5].

Σε υλικά διαφορετικά από τον αέρα, όπως τα στερεά, το εύρος των σωματιδίων άλφα είναι ορατά μικρότερο, εξαιτίας των υψηλότερων πυκνοτήτων, οι οποίες ενισχύουν τον αριθμό των συγκρούσεων, που αυτά υφίστανται, ανά μονάδα μήκους του ταξιδιού τους. Το εύρος (RCSDA) των σωματιδίων άλφα εξαρτάται από παραμέτρους, όπως: 1) Η αρχική κινητική τους ενέργεια $E_K(0)$, 2) Ο ατομικός αριθμός και το ατομικό βάρος του υλικού μέσου, που διαπερνούν, 3) Η πυκνότητα του υλικού μέσου. Όσο υψηλότερη είναι η αρχική κινητική ενέργεια των σωματιδίων άλφα, τόσο υψηλότερη είναι και η ισχύς διείσδυσης τους σε ένα δεδομένο υλικό μέσο, καθώς θα απαιτηθούν περισσότερες αλληλοεπιδράσεις *Coulomb* με τα ηλεκτρόνια του υλικού μέσου, ούτως ώστε να διασκορπίσουν την ενέργεια τους, πριν σταματήσουν. Επιπλέον, το εύρος (RCSDA) των σωματιδίων άλφα είναι μικρότερο σε υλικά μέσα, υψηλού ατομικού αριθμού ή ατομικού βάρους. Αυτό συμβαίνει διότι τα άτομα του υλικού μέσου περιλαμβάνουν σε αυτήν την περίπτωση, ένα μεγαλύτερο αριθμό ατομικών ηλεκτρονίων. Τα ατομικά ηλεκτρόνια αυξάνουν τον αριθμό των αλληλοεπιδράσεων *Coulomb* του σωματιδίου άλφα, ανά μονάδα μήκους του ταξιδιού του [5].

4.8.1. Εύρος (RCSDA) – Βάθος διείσδυσης σωματιδίων άλφα στον αέρα

Για τον υπολογισμό του εύρους (RCSDA) των σωματιδίων άλφα στον αέρα, έχουν προταθεί διάφοροι εμπειρικοί και μη, τύποι. Ένα παράδειγμα των τελευταίων, είναι οι ακόλουθοι [6] :

$$R_a^{air}[cm] = \begin{cases} 0.56 E_\alpha, & E_\alpha < 4 \text{ MeV} \\ 1.24 E_\alpha - 2.62, & 4 \text{ MeV} \leq E_\alpha < 8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (\text{Εξίσωση 4.11})$$

$$R_a^{air}[mm] = \begin{cases} e^{1.61\sqrt{E_\alpha}}, & E_\alpha < 4 \text{ MeV} \\ (0.05 E_\alpha + 2.85) E_\alpha^{\frac{3}{2}}, & 4 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 15 \text{ MeV} \end{cases} \quad (\text{Εξίσωση 4.12})$$

Καθώς το σωματίδιο άλφα ταξιδεύει μέσα στον αέρα και υφίσταται απώλειες ενέργειας, μέσω αναρίθμητων συγκρούσεων, η ταχύτητα του συνεχώς μειώνεται. Σε μειωμένη ταχύτητα και ροπή, ένα σωματίδιο άλφα επηρεάζεται περισσότερο από την έλξη *Coulomb* ενός ατόμου του αέρα, που βρίσκεται σε κοντινή του απόσταση. Προοδευτική μείωση της ταχύτητας του σωματιδίου άλφα συνεπάγεται μία αύξηση στον αριθμό των παραγόμενων ζευγών ιόντων, ανά *mm* του εύρους (RCSDA). Ο υψηλότερος ειδικός ιονισμός (αριθμός παραγόμενων ζευγών ιόντων ανά *mm* του εύρους του σωματιδίου άλφα) λαμβάνει χώρα λίγο πριν τον τερματισμό του εύρους, δηλαδή περίπου 2 – 3 *mm*, πιο πριν.

Ο πραγματικός ατομικός αριθμός και η πυκνότητα του αέρα είναι: $A_{air} = 14.6$, $\rho_{air} = 1.29 \times 10^{-3} \frac{g}{cm^3}$.

Η αριθμητική εφαρμογή της Εξίσωσης 4.11 οδήγησε στην εξαγωγή των αποτελεσμάτων του Πίνακα 4.5, για τα εύρη R_{CSDA} των σωματιδίων άλφα στον αέρα.

Αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ του σωματιδίου άλφα (MeV)	R_{CSDA} των σωματιδίων άλφα στον αέρα (cm)
0	0
0.20	0.112
0.40	0.224
0.60	0.336
0.80	0.448
1	0.560
1.20	0.672
1.40	0.784
1.60	0.896
1.80	1.008
2	1.12
2.20	1.232
2.40	1.344
2.60	1.456
2.80	1.568
2.90	1.624
3	1.680
3.20	1.792
3.40	1.904
3.60	2.016
3.80	2.128
4	2.340
4.20	2.588
4.40	2.836
4.60	3.084
4.80	3.332
5	3.580
5.20	3.828
5.40	4.076
5.60	4.324
5.80	4.572
6	4.820
6.20	5.068
6.40	5.316
6.60	5.564

6.80	5.812
7	6.060
7.20	6.308
7.40	6.556
7.60	6.804
7.80	7.052

Πίνακας 4.5 : Εύρος (RCSDA) των σωματιδίων άλφα στον αέρα, ανάλογα με την φέρουσα αρχική κινητική τους ενέργεια $E_K(0)$.

4.8.2. Εύρος (RCSDA) – Βάθος διείσδυσης σωματιδίων άλφα σε έναν υλικό στόχο

Για τον υπολογισμό του εύρους (RCSDA) των σωματιδίων άλφα σε οποιοδήποτε υλικό μέσο, διαφορετικό του αέρα, είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί ο κανόνας *Bragg – Kleeman* (Εξίσωση 4.13) [6] :

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[\frac{A_1}{A_2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Εξίσωση 4.13})$$

Στην Εξίσωση 4.13, οι παράμετροι ρ και A αναπαριστούν την πυκνότητα και την ατομική μάζα των υλικών μέσων, αντίστοιχα.

Ως εκ τούτου, για τον υπολογισμό του εύρους των παραγόμενων σωματιδίων άλφα, εντός ενός στερεού στόχου, θα υιοθετηθεί η ακόλουθη διαδικασία δύο βημάτων:

1. Θα υπολογιστεί το εύρος (RCSDA) των σωματιδίων άλφα με αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$, στον αέρα, μέσω της Εξίσωσης 4.11.9
2. Θα καθοριστεί το εύρος (RCSDA) των σωματιδίων άλφα, αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$, εντός ενός ζητούμενου υλικού μέσου, με χρήση του κανόνα *Bragg – Kleeman*.

Για την εφαρμογή της Εξίσωσης 4.13, θα πρέπει να γίνουν οι ακόλουθες αντικαταστάσεις, όσον αφορά τον αέρα: Ο ατομικός αριθμός και η πυκνότητα του αέρα είναι αντίστοιχα : $A_{air} = 14.6$, $\rho_{air} = 1.29 \times 10^{-3} \frac{g}{cm^3}$.

4.8.3. Εύρος (RCSDA) – Βάθος διείσδυσης σωματιδίων άλφα εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$

Τα τρία σωματίδια άλφα, που παράγονται μέσω του 3^{oo} κύριου διαύλου της ανετρονικής αντίδρασης σύντηξης $p - ^{11}_5B$, είναι ισο - ενεργειακά και συνεπώς φέρουν όλα, αρχική κινητική ενέργεια :

$$E_K(0) = \frac{8.7 \text{ MeV}}{3} = 2.9 \text{ MeV}.$$

Εν συνεχεία, χρησιμοποιώντας τη μεθοδολογία της Ενότητας 4.8.2, όσο να αφορά τον κανόνα *Bragg – Kleeman*, προκύπτει η τιμή του εύρους - βάθους διείσδυσης (RCSDA) των τριών ισο - ενεργειακών σωματιδίων, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$:

Ωστόσο, για την εφαρμογή της Εξίσωσης 4.13, θα πρέπει να γίνουν οι ακόλουθες αντικαταστάσεις :

$$A_{air} = 14.6 ,$$

$$\rho_{air} = 1.29 \times 10^{-3} \frac{g}{cm^3} ,$$

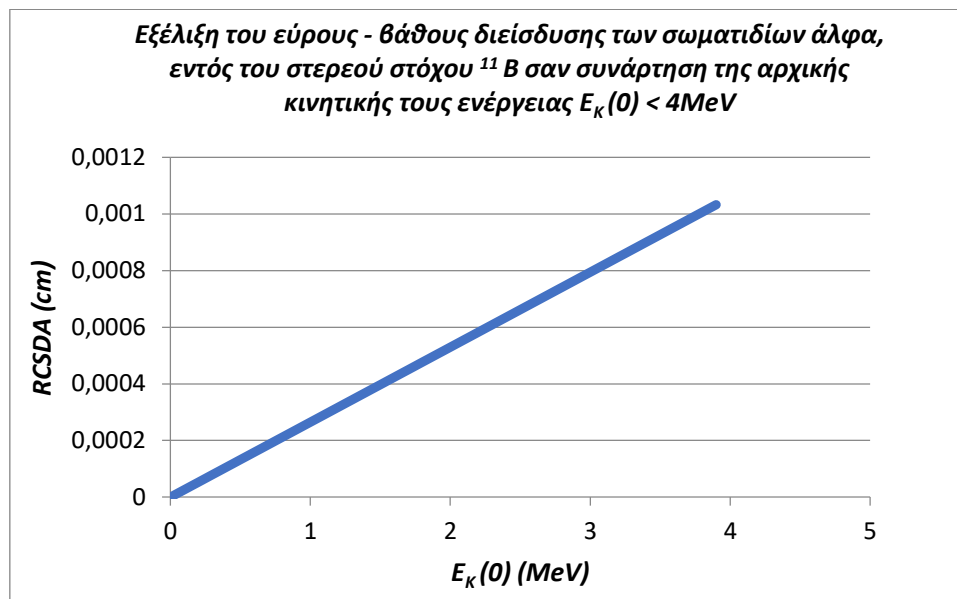
$$R_{air} = 1.624 \text{ cm},$$

$$\rho_{^{11}_5B} = 2.37 \frac{g}{cm^3}$$

Τελικά, προκύπτει η ακόλουθη τιμή για το εύρος - βάθος διείσδυσης (*RCSDA*) των τριών ισο - ενεργειακών σωματιδίων, αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0) = 2.9 \text{ MeV}$, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$:

$$RCSDA = 0.000767594 \text{ cm}$$

Στο Σχήμα 4.6 παρουσιάζεται η εξέλιξη του εύρους - βάθους διείσδυσης (*RCSDA*) των σωματιδίων άλφα, με $E_K(0) < 4 \text{ MeV}$, σε στερεό στόχο $^{11}_5B$. Εν τούτοις, από το παρουσιαζόμενο Σχήμα 4.6, μόνο η τιμή του εύρους – βάθους διείσδυσης (*RCSDA*), που αντιστοιχεί στην αρχική κινητική ενέργεια των $E_K(0) = 2.9 \text{ MeV}$, είναι ενδιαφέροντος.



Σχήμα 4.6 : Εύρος - Βάθος διείσδυσης (*RCSDA*) σωματιδίων άλφα σε στερεό στόχο $^{11}_5B$ βορείου, σαν συνάρτηση της αρχικής κινητικής τους ενέργειας $E_K(0)$. Για τα σωματίδια άλφα που παράγονται μέσω της αντίδρασης σύντηξης $p - ^{11}_5B$, η ζητούμενη τιμή του εύρους – βάθους διείσδυσης (*RCSDA*) έγκειται στα 0.000767594 cm , όπως προέκυψε μέσω του κανόνα *Bragg- Kleeman*.

4.9. Απώλεια ενέργειας ΔE των σωματιδίων άλφα κατά τη διαδρομή τους εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$

Ο τρόπος εύρεσης του εύρους – βάθους διείσδυσης των σωματιδίων άλφα, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, παρουσιάστηκε αναλυτικά στην Ενότητα 4.8.3.

Συγκεκριμένα, σύμφωνα με τον κανόνα *Bragg – Kleeman*, το εύρος – βάθος διείσδυσης των σωματιδίων άλφα, εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$ έγκειται στα :

$$RCSDA = 0.000635251 \text{ cm}$$

Συνεπώς, κατά μήκος μίας διαδρομής τους, με μήκος 0.000635251 cm , τα παραγόμενα σωματίνια άλφα χάνουν σταδιακά τα 2.9 MeV της αρχικής κινητικής τους ενέργειας $E_K(0)$. Αν υποθέσουμε ότι η ενέργεια τους χάνεται με ομοιόμορφο ρυθμό, μπορούμε για μία δεδομένη διανυόμενη απόσταση εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, να υπολογιστεί η ενεργειακή τους απώλεια και κατά συνέπεια η ενέργεια εξόδου τους από το στόχο.

4.10. Υπολογισμός των μέγιστων γωνιών έκλυσης σωματιδίων άλφα, από τις πλευρές του στερεού στόχου $^{11}_5B$

Χρησιμοποιώντας τις θέσεις $z \text{ (cm)}$ (εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, όπου υπολογίστηκαν η υπολειπόμενη ενέργεια της δέσμης των πρωτονίων $E(RCSDA - z)$ και η παραγωγή σωματιδίων άλφα, εξάγουμε τις μέγιστες γωνίες έκλυσης σωματιδίων άλφα (θ_{max}), από τις δύο πλευρές του στερεού στόχου $^{11}_5B$.

Σημειωτέον, ο ορισμός των μέγιστων γωνιών έκλυσης σωματιδίων άλφα (θ_{max}) έχει νόημα, αν και μόνο αν, η απόσταση z εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$ είναι μικρότερη από την τιμή του εύρους – βάθους διείσδυσης ($RCSDA$) των σωματιδίων άλφα ($z < RCSDA(^4_2He)$). Αντιθέτως, στην περίπτωση που η εξεταζόμενη απόσταση z εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$ είναι ίση ή μεγαλύτερη από την τιμή του εύρους – βάθους διείσδυσης ($RCSDA$) των σωματιδίων άλφα, τότε δε σημειώνεται εκπομπή τους από τις πλευρές του στερεού στόχου $^{11}_5B$.

Όταν $z < RCSDA(^4_2He)$ ο υπολογισμός των μέγιστων γωνιών έκλυσης σωματιδίων άλφα, πραγματοποιείται μέσω του τριγωνομετρικού αριθμού:

$$\theta_{max} = \cos^{-1} \left(\frac{z}{RCSDA(^4_2He)} \right) \quad (\text{Εξίσωση 4.14})$$

Τα αποτελέσματα που εξήχθησαν από τον υπολογισμό των θ_{max} της Εξίσωσης 4.14, παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.6, για το εύρος αρχικών κινητικών ενεργειών $400 \text{ keV} \leq E_K(0) < 850 \text{ keV}$ των δεσμών πρωτονίων :

Αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων, που προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του στόχου $^{11}_5B$	Μέγιστη γωνία έκλυσης σωματιδίων άλφα (4_2He), από τις πλευρές του στερεού στόχου $^{11}_5B$ ($^\circ$)
400 keV	≈ 1.571
450 keV	≈ 1.571
500 keV	≈ 1.571
550 keV	≈ 1.571
600 keV	≈ 1.571
650 keV	≈ 1.571
700 keV	≈ 1.571
750 keV	≈ 1.571
800 keV	≈ 1.571
850 keV	≈ 1.571

Πίνακας 4.6 : Μέγιστες γωνίες έκλυσης σωματιδίων άλφα (θ_{max}) από τις πλευρές του στερεού στόχου $^{11}_5B$.

4.11. Βελτιστοποίηση του πάχους του στόχου $^{11}_5B$

Για τις τιμές των εξεταζόμενων αρχικών κινητικών ενεργειών $E_K(0)$ των δεσμών πρωτονίων, εξετάστηκε αρχικά η περίπτωση όπου το πάχος D του στόχου είναι ίσο με το εκάστοτε βάθος διείσδυσης ($RCSDA$) τους ($D = RCSDA$). Σε αυτήν την περίπτωση, τα σωματίδια άλφα και συνεπώς τα ποσά της εκλυόμενης ενέργειας, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου, είναι τάξης μεγέθους υψηλότερα από αυτά της δεξιάς πλευράς. Να σημειωθεί το γεγονός ότι ο αριθμός, των σωματιδίων άλφα, που θα εκπεμφθεί από τη αριστερή πλευρά του στόχου, δεν επηρεάζεται από την τιμή του πάχους D του στόχου.

Τα παραπάνω γεγονότα σημαίνουν ότι θα πρέπει να ευρεθεί μία καταλληλότερη τιμή του πάχους D , που να εξασφαλίζει το γεγονός ότι ο μεγαλύτερος αριθμός σωματιδίων άλφα, που παράγεται εντός του στόχου, και συγκεκριμένα τα σωματίδια άλφα της μέγιστης παραγωγής των Σχημάτων 4.2 – 4.3, θα βγουν από τη δεξιά πλευρά του. Το τελευταίο γεγονός είναι ενδιαφέροντος, εφόσον η παρούσα μελέτη αποσκοπεί στην έρευνα γύρω από την ωφελιμότητα της ενέργειας, που παράγεται από την αντίδραση σύντηξης $p - ^{11}_5B$.

Οι τιμές του πάχους D του στόχου είναι ενδεικτικές (θα μπορούσαν να επιλεγούν διαφορετικές) και αποτελούν σημεία των Σχημάτων 4.2 – 4.3, μετά τη μέγιστη παραγωγή σωματιδίων άλφα.

$$\underline{400\text{ keV} = 0.4\text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.001410107\text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.7 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και η δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000207369	9.240×10^{-8}	7.55602×10^{-8}
0.00031357	9.240×10^{-8}	8.71463×10^{-8}
0.000420927	9.240×10^{-8}	8.0160×10^{-8}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.031357 και των 0.0420927 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.031357$$

$$\underline{450\text{ keV} = 0.45\text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.001603547\text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.8 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και η δεξιά πλευρά του στόχου $^{11}_5B$, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.00038733	3.00522×10^{-7}	2.88448×10^{-7}
0.000405961	3.00522×10^{-7}	3.00316×10^{-7}
0.000421986	3.00522×10^{-7}	2.9666×10^{-7}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000405961 και των 0.000421986 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000405961\text{ cm}$$

$$\underline{500\text{ keV} = 0.5\text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.001800794\text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.9 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000387268	8.7744×10^{-7}	8.441231×10^{-7}
0.000467739	8.7744×10^{-7}	8.59374×10^{-7}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000405961 και των 0.000421986 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000405961\text{ cm}$$

$$\underline{550\text{ keV} = 0.55\text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.002001846\text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.10 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000417051	2.06524×10^{-6}	2.04658×10^{-6}
0.000500462	2.06524×10^{-6}	2.188955×10^{-6}
0.000516605	2.06524×10^{-6}	2.272597×10^{-6}
0.000541039	2.06524×10^{-6}	2.24957×10^{-6}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000516605 και των 0.000541039 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000516605\text{ cm}$$

$$600 \text{ keV} = 0.60 \text{ MeV}$$

$$RCSDA = 0.0022067 \text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.11 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000584556	4.31531×10^{-6}	4.4762×10^{-6}
0.00063048	2.06524×10^{-6}	4.25825×10^{-6}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000584556 και των 0.000630486 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή της διαμέτρου D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000584556 \text{ cm}$$

$$650 \text{ keV} = 0.65 \text{ MeV}$$

$$RCSDA = 0.002415352 \text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.12 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές του πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000530847	7.82239×10^{-6}	1.15407×10^{-5}
0.00058911	7.82239×10^{-6}	1.14802×10^{-5}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000530847 και των 0.00058911 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000530847 \text{ cm}$$

$$\underline{700 \text{ keV} = 0.70 \text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.002627801 \text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.12 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές του πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000691526	1.11696×10^{-5}	1.75797×10^{-5}
0.000734023	1.11696×10^{-5}	1.80964×10^{-5}
0.000775162	1.11696×10^{-5}	1.82146×10^{-5}
0.00816087	1.11696×10^{-5}	1.784×10^{-5}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000775162 και των 0.00816087 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή της διαμέτρου D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000775162 \text{ cm}$$

$$\underline{750 \text{ keV} = 0.75 \text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.002844042 \text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.12 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.000877791	1.88323×10^{-5}	2.97621×10^{-5}
0.00093554	1.88323×10^{-5}	2.8208×10^{-5}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.000877791 και των 0.00093554 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.000877791 \text{ cm}$$

$$\underline{800\text{ keV} = 0.80\text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.003064074\text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.12 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.001069485	2.84086×10^{-5}	3.9661×10^{-5}
0.001112187	2.84086×10^{-5}	3.886×10^{-5}

Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.001069485 και των 0.001112187 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή του πάχους D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.001069485\text{ cm}$$

$$\underline{850\text{ keV} = 0.85\text{ MeV}}$$

$$RCSDA = 0.003287894\text{ cm}$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 4.12 δίδονται οι τιμές των εκλυόμενων ποσών ενέργειας από την αριστερή και τη δεξιά πλευρά του στόχου, για διαφορετικές εξεταζόμενες τιμές πάχους D του στόχου.

Πάχος D του στόχου $^{11}_5B$ (cm)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από την αριστερή πλευρά του στόχου (Joule)	Εκλυόμενα ποσά ενέργειας από τη δεξιά πλευρά του στόχου (Joule)
0.001269457	3.51942×10^{-5}	4.99958×10^{-5}
0.001299563	3.51942×10^{-5}	4.81768×10^{-5}

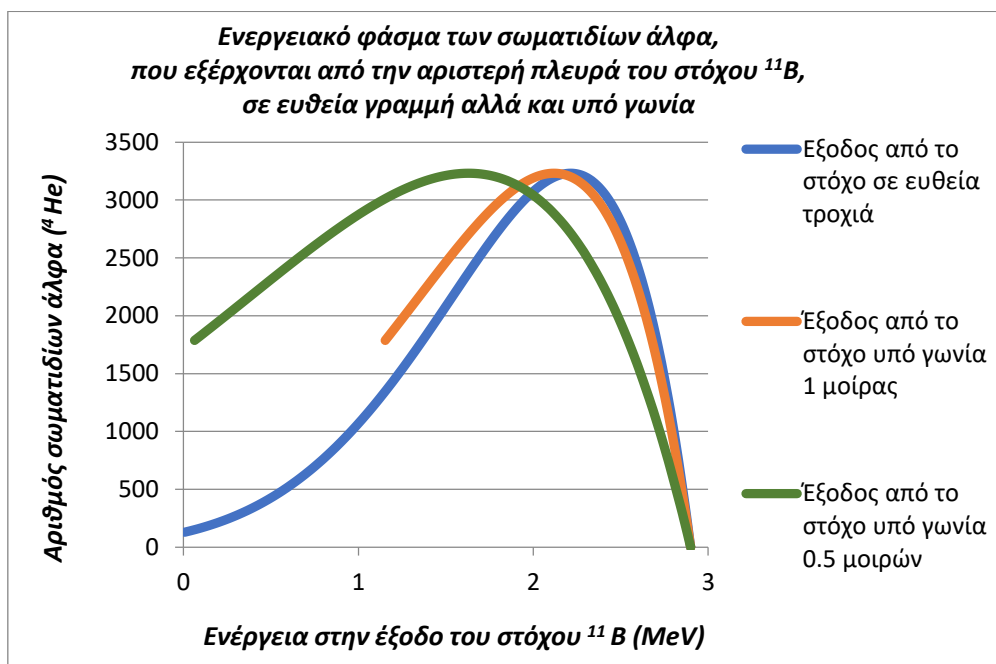
Παρατηρούμε ότι μεταξύ των 0.001269457 και των 0.001299563 cm, τα εκλυόμενα ποσά ενέργειας έχουν μειωθεί. Συνεπώς, μια βέλτιστη τιμή της διαμέτρου D του στόχου είναι αυτή των:

$$D = 0.001269457\text{ cm}$$

4. 12. Ενεργειακά φάσματα των σωματιδίων άλφα στην έξοδο του στόχου $^{11}_5B$

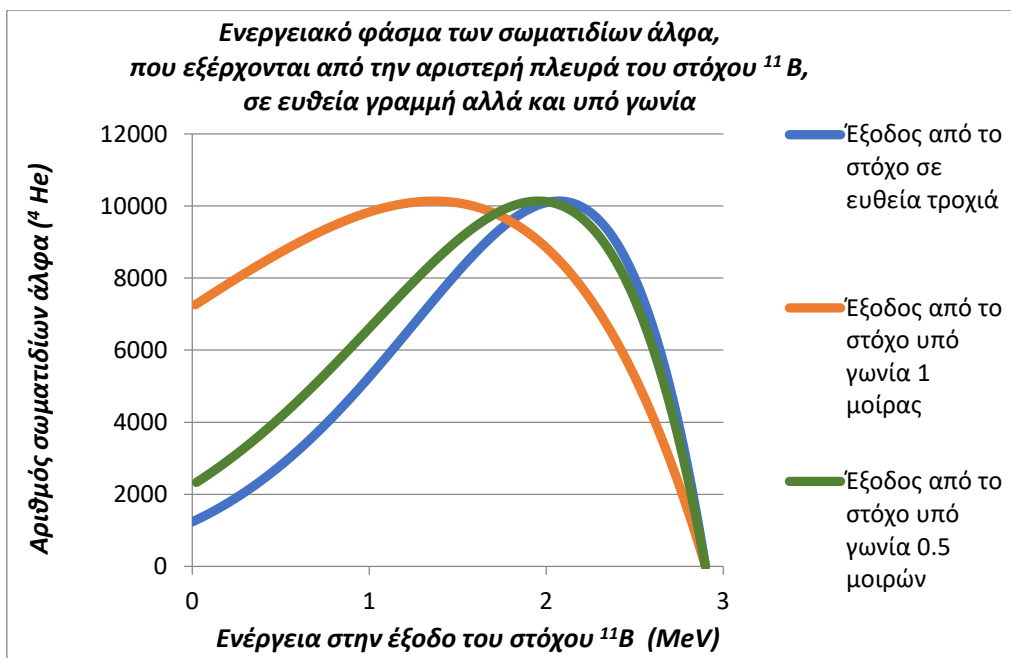
4. 12. 1. Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα (4_2He), που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στερεού στόχου $^{11}_5B$, για το εύρος $400\text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850\text{ keV}$ των δεσμών πρωτονίων

$$400\text{ keV} = 0.4\text{ MeV}$$



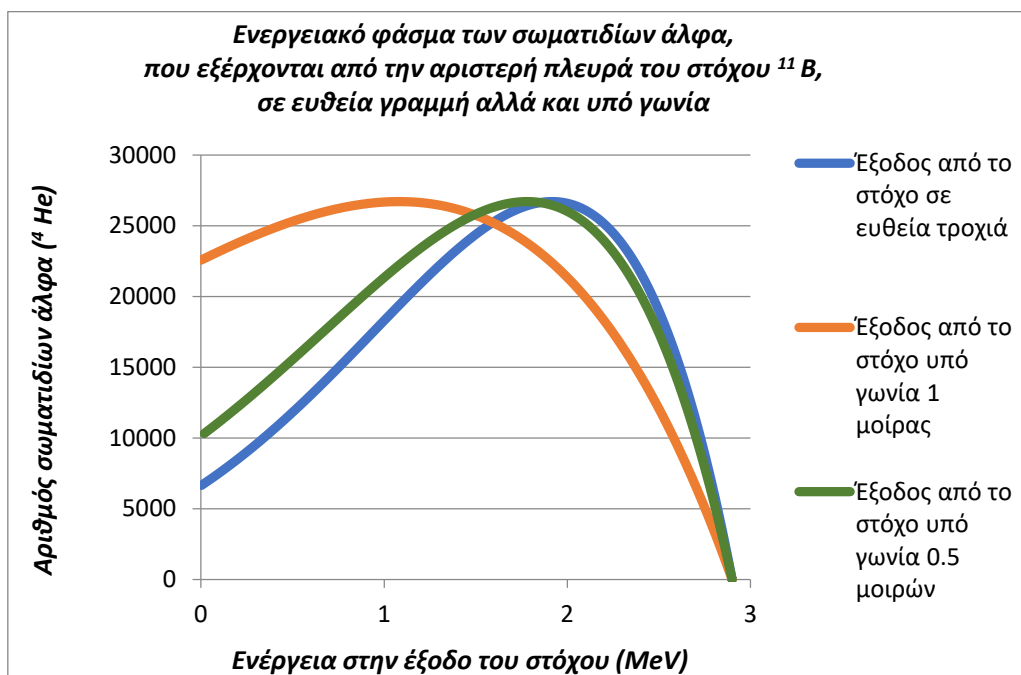
Σχήμα 4.7 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου $^{11}_5B$, για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.4\text{ MeV}$.

$$450 \text{ keV} = 0.45 \text{ MeV}$$



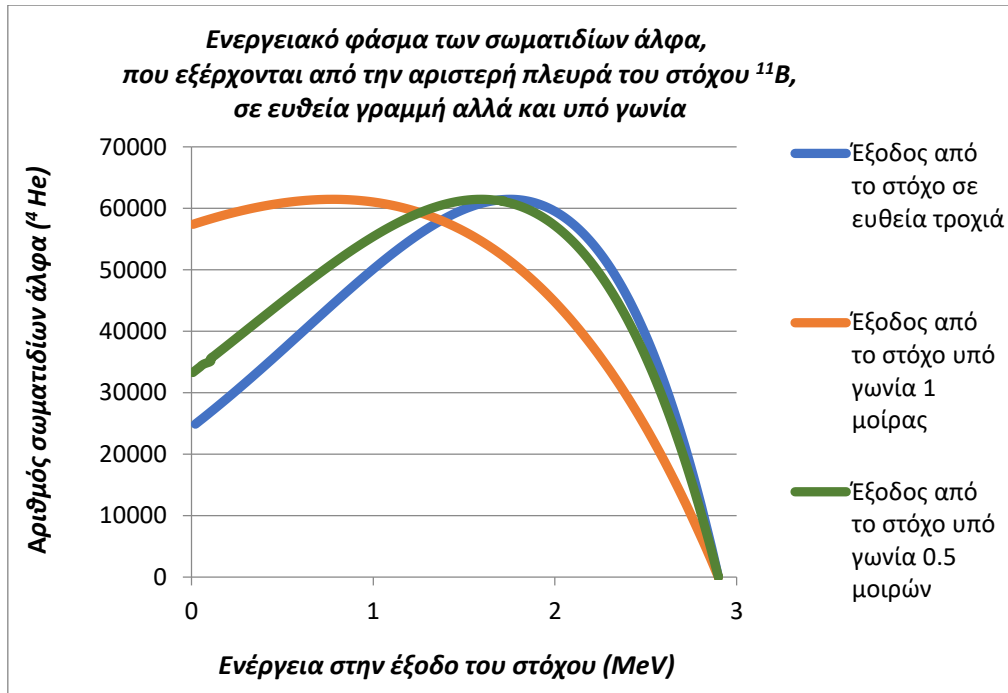
Σχήμα 4.8 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου $^{11}_5\text{B}$, για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.45 \text{ MeV}$.

$$500 \text{ keV} = 0.5 \text{ MeV}$$



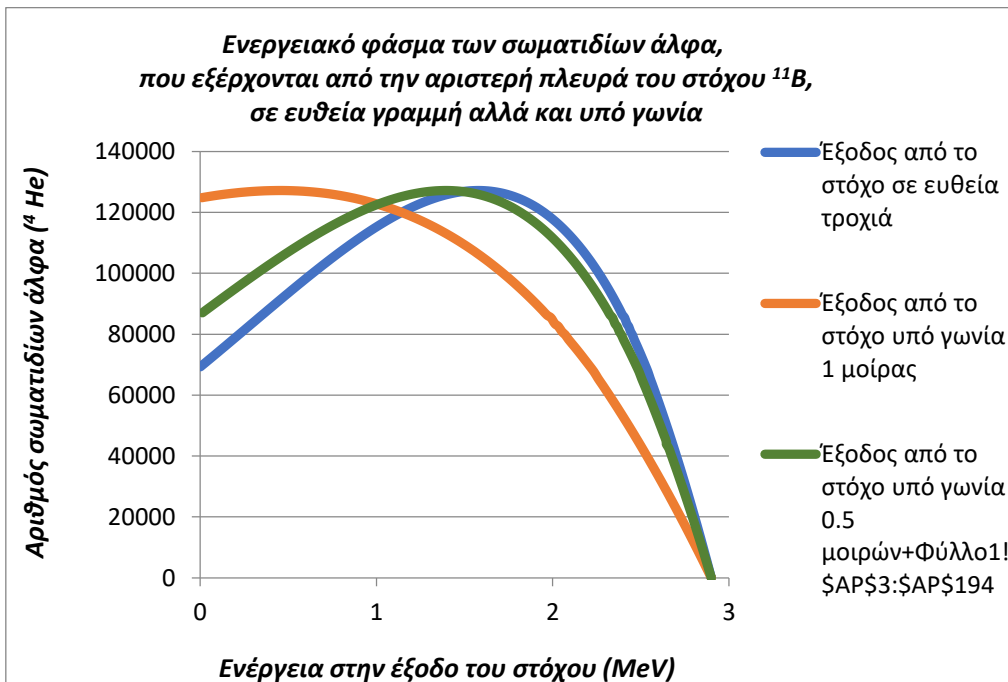
Σχήμα 4.9 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου $^{11}_5\text{B}$, για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.5 \text{ MeV}$.

$$550 \text{ keV} = 0.55 \text{ MeV}$$



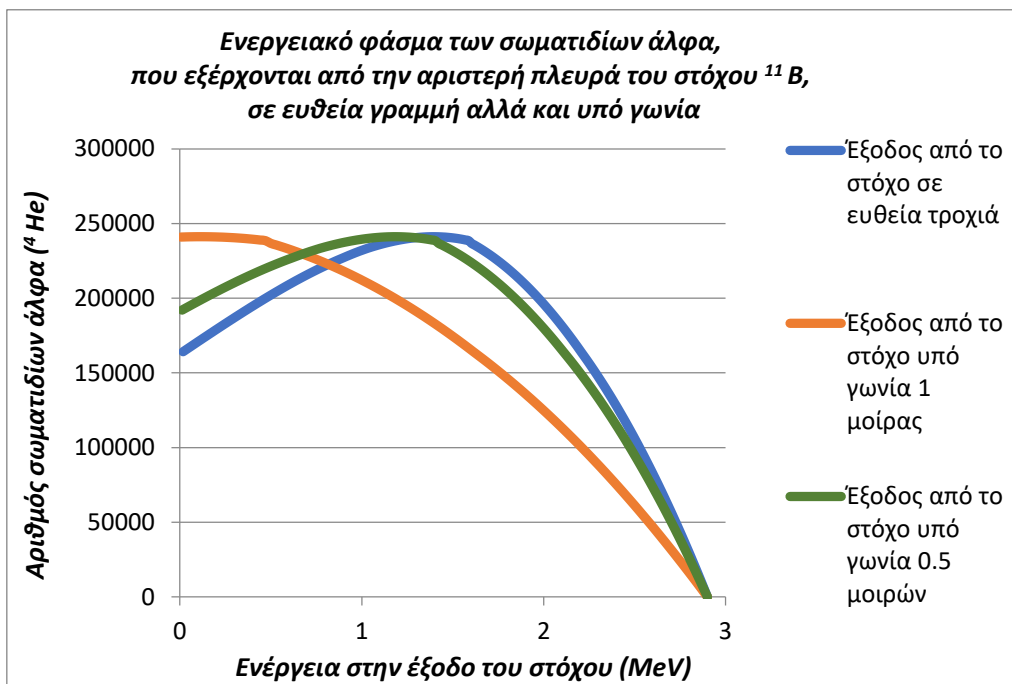
Σχήμα 4.10 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.55 \text{ MeV}$.

$$600 \text{ keV} = 0.60 \text{ MeV}$$



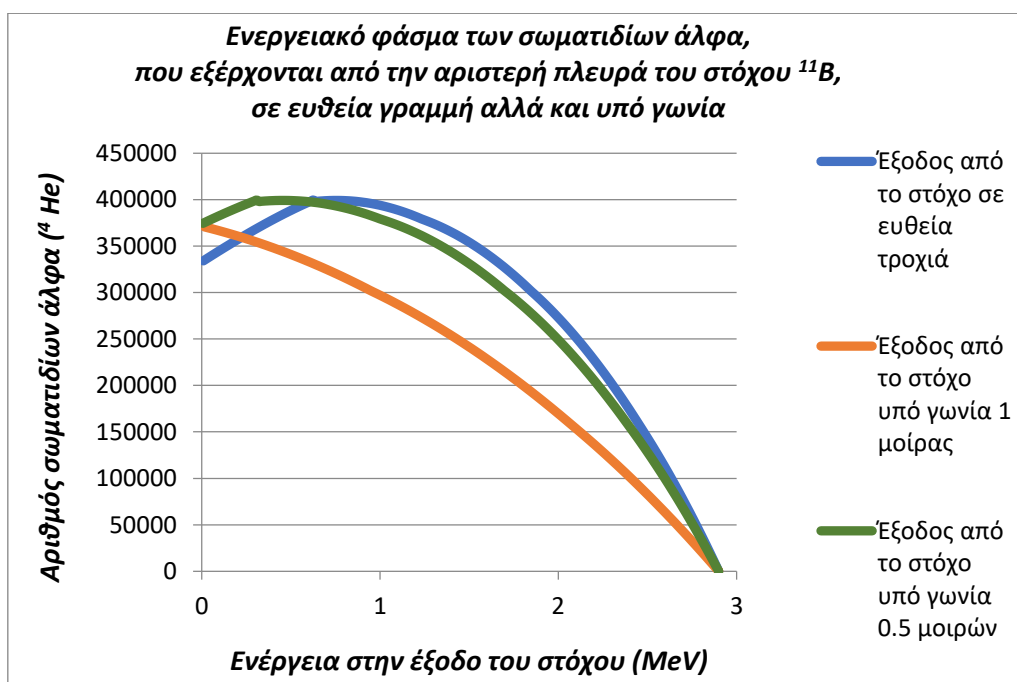
Σχήμα 4.11 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.6 \text{ MeV}$.

$$650 \text{ keV} = 0.65 \text{ MeV}$$



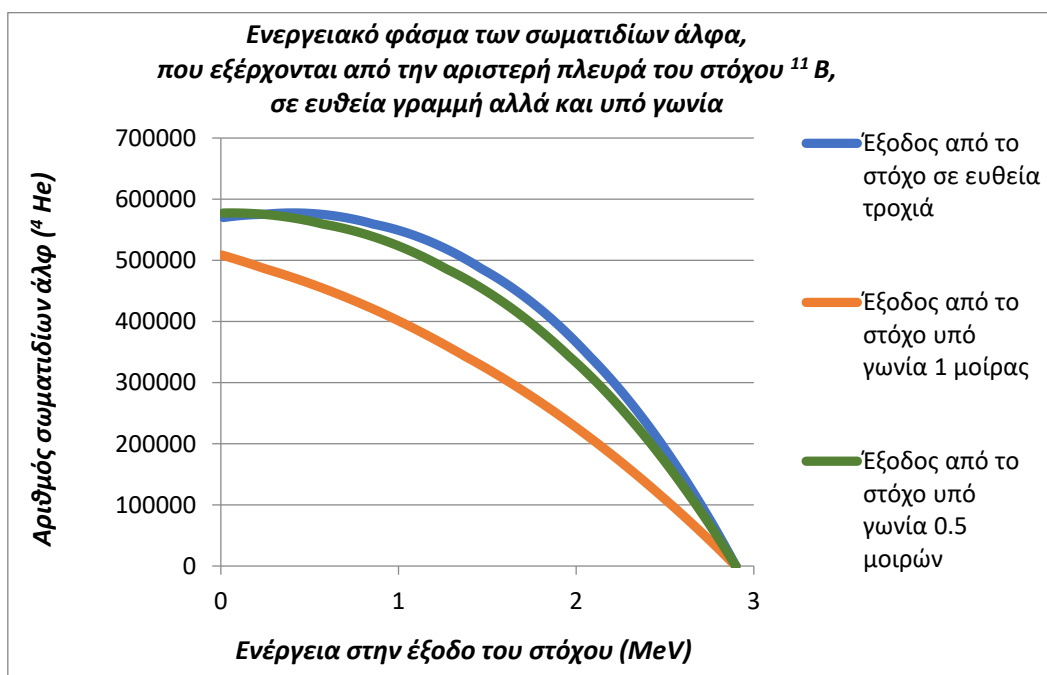
Σχήμα 4.12 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.65 \text{ MeV}$.

$$700 \text{ keV} = 0.70 \text{ MeV}$$



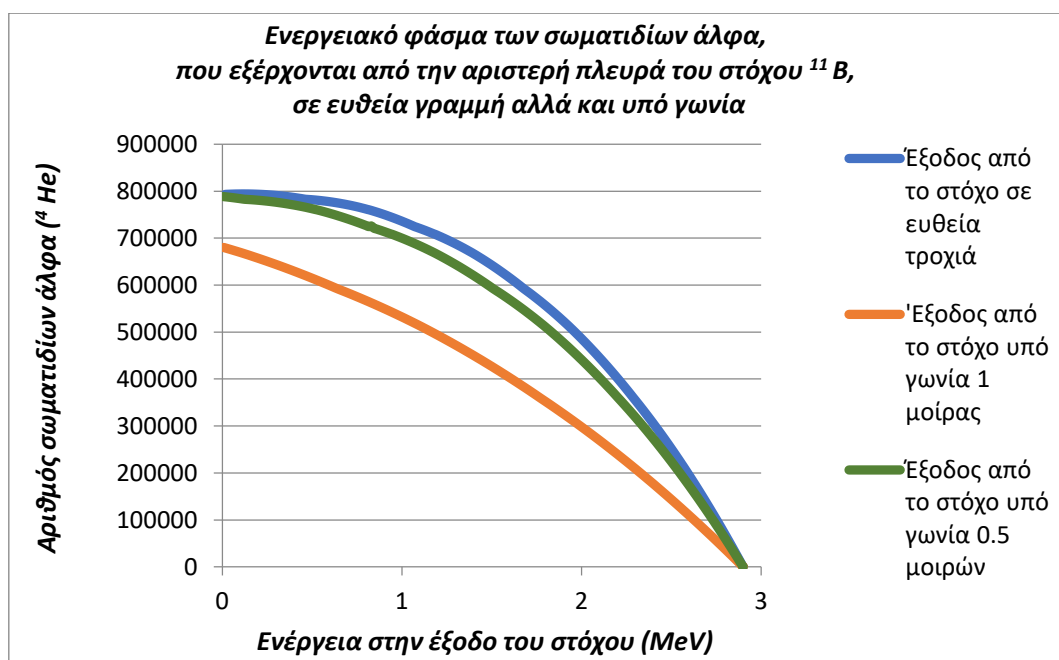
Σχήμα 4.13 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.7 \text{ MeV}$.

$$750 \text{ keV} = 0.75 \text{ MeV}$$



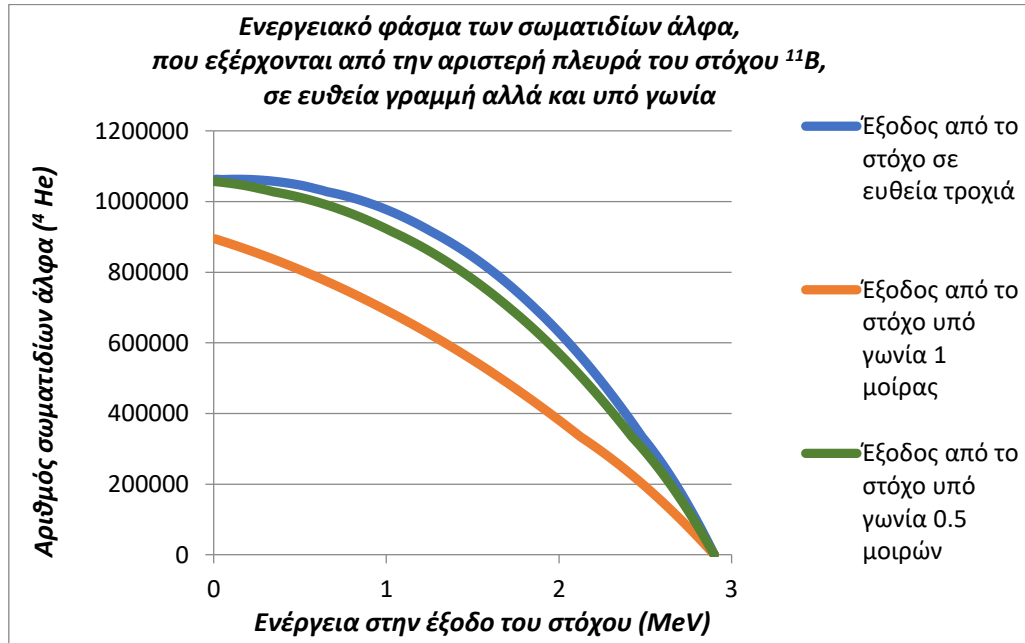
Σχήμα 4.14 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.75 \text{ MeV}$.

$$800 \text{ keV} = 0.80 \text{ MeV}$$



Σχήμα 4.15 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.8 \text{ MeV}$.

$$850 \text{ keV} = 0.85 \text{ MeV}$$



Σχήμα 4.16 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.85 \text{ MeV}$.

4.12.2. Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}({}^4_2\text{He})$, για το εύρος $400\text{ keV} \leq E_K(0) \leq 850\text{ keV}$ των δεσμών πρωτονίων

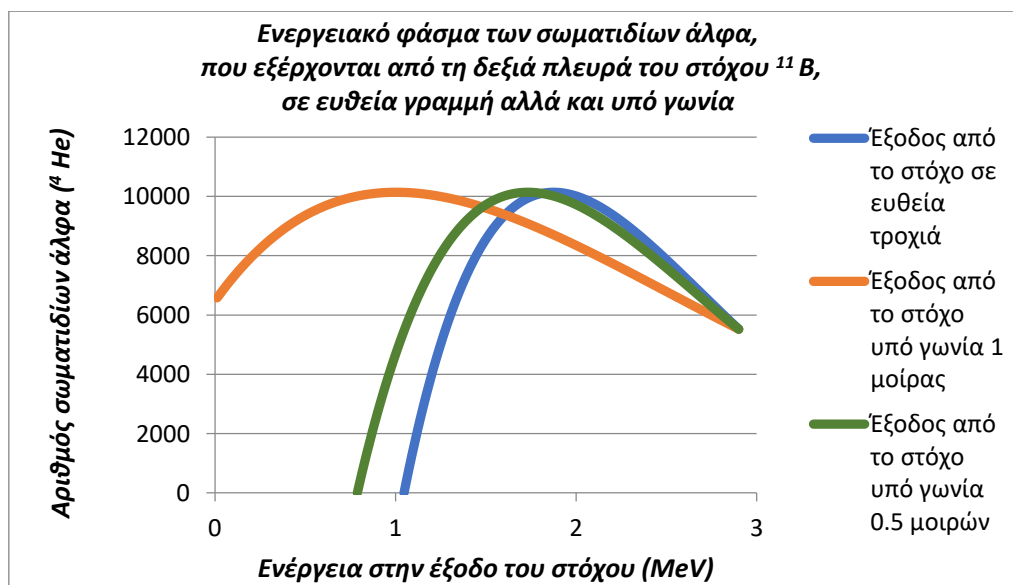
Για την εύρεση των ενεργειακών φασμάτων των Σχημάτων 4.17 – 4.26, χρησιμοποιήθηκαν τα βέλτιστα πάχη στόχου της Ενότητας 4.11.

$$400\text{ keV} = 0.4\text{ MeV}$$



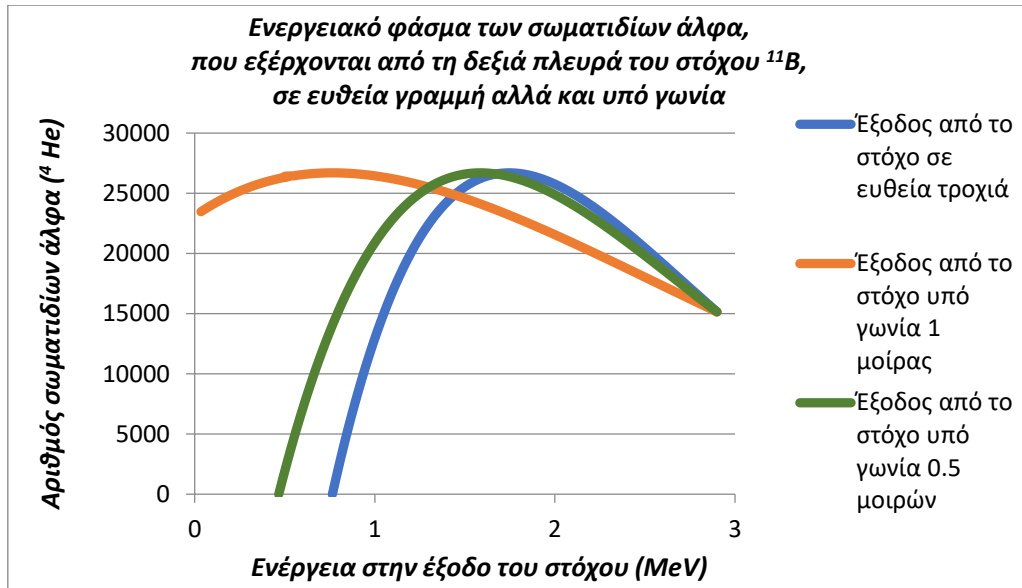
Σχήμα 4.17 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.4\text{ MeV}$.

$$450\text{ keV} = 0.45\text{ MeV}$$



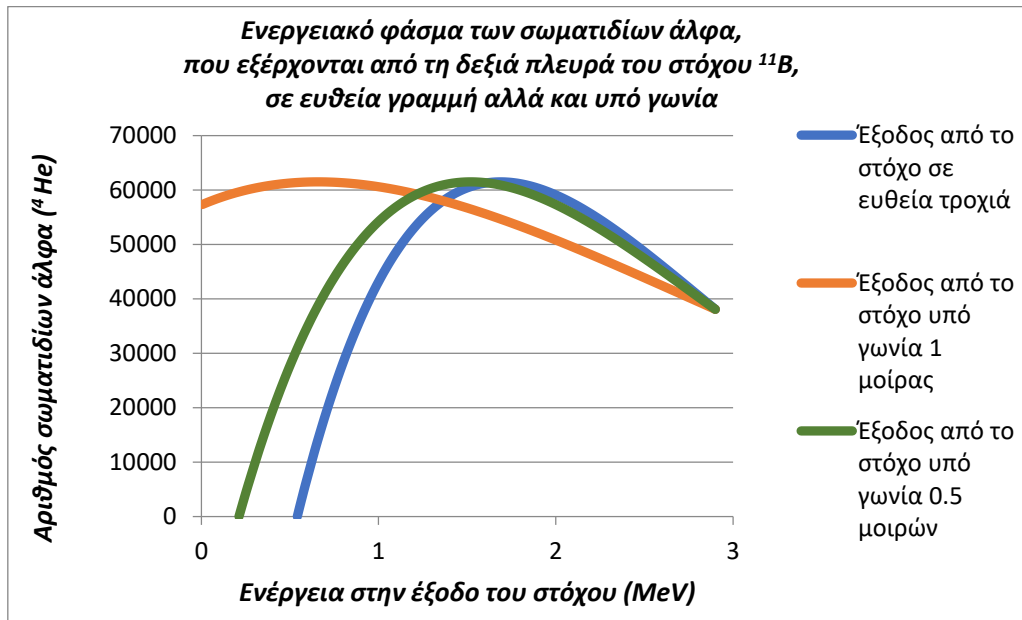
Σχήμα 4.18 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.45\text{ MeV}$.

$$500 \text{ keV} = 0.5 \text{ MeV}$$



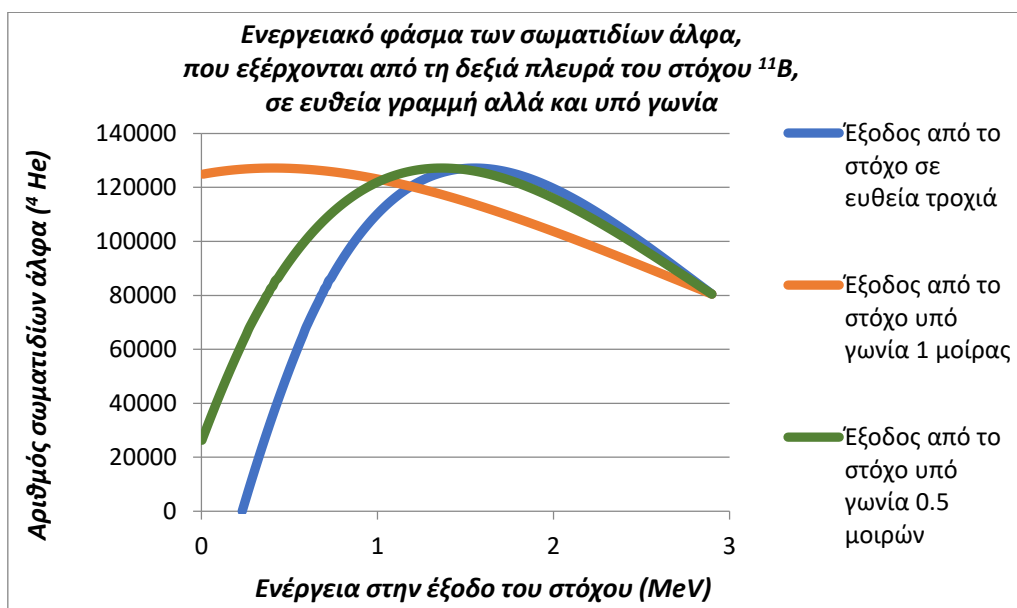
Σχήμα 4.19 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.5 \text{ MeV}$.

$$550 \text{ keV} = 0.55 \text{ MeV}$$



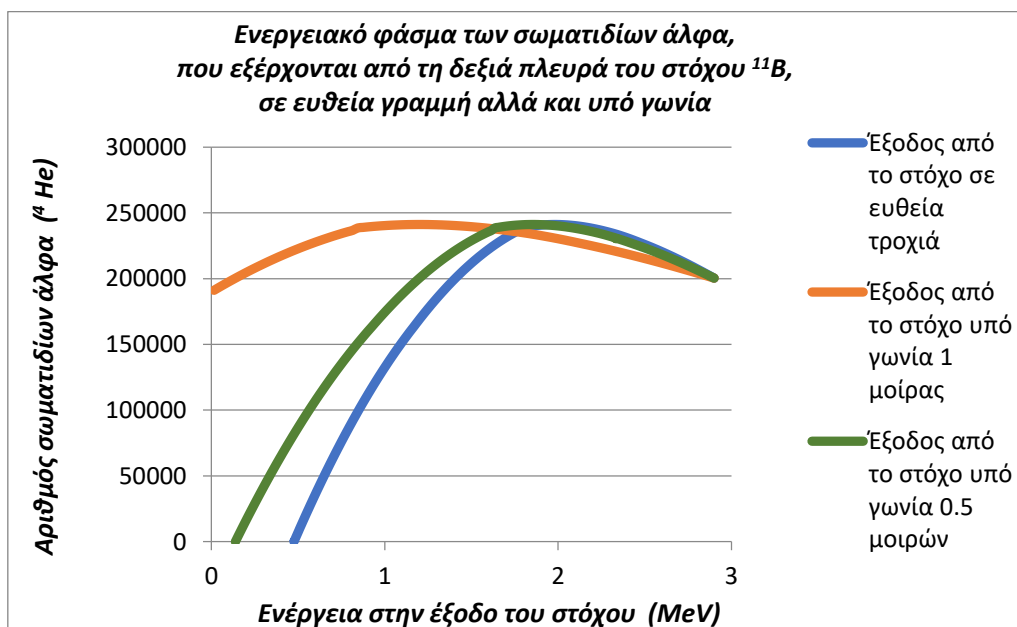
Σχήμα 4.20 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.55 \text{ MeV}$

$$600 \text{ keV} = 0.6 \text{ MeV}$$



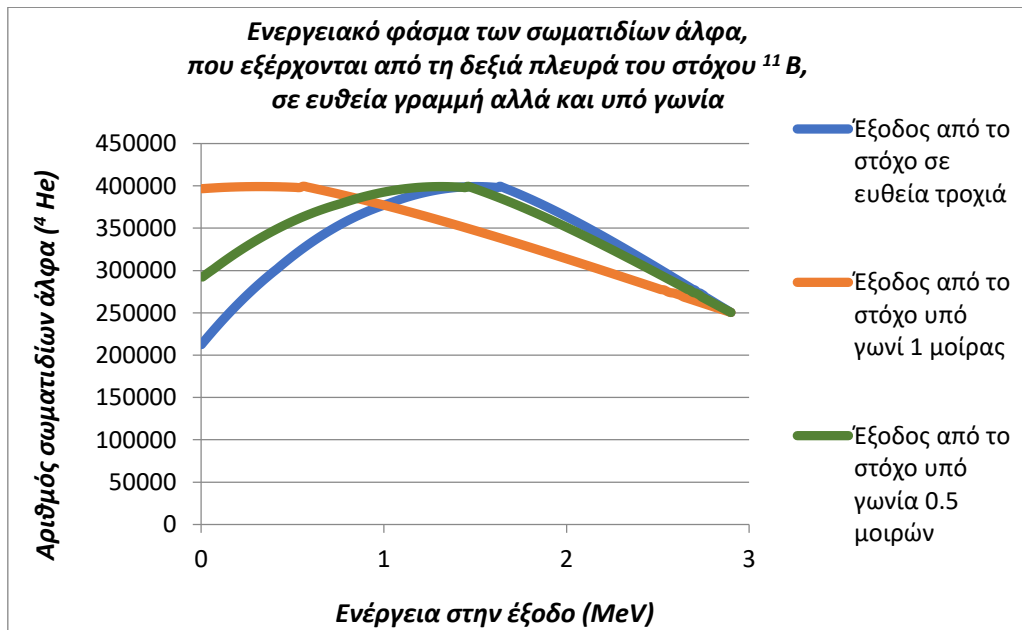
Σχήμα 4.21 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.6 \text{ MeV}$.

$$650 \text{ keV} = 0.65 \text{ MeV}$$



Σχήμα 4.22 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου ^{11}B , για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.65 \text{ MeV}$.

$$700 \text{ keV} = 0.70 \text{ MeV}$$



Σχήμα 4.23 : Ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου $^{11}_5\text{B}$, για τη δέσμη πρωτονίων με $E_K(0) = 0.7 \text{ MeV}$.

References

- [1] <https://link.springer.com/journal/11282>
- [2] https://www.researchgate.net/publication/236421783_Fusion_cross_sections_and_reactivities
- [3] Baccou, C., Depierreux, S., Yahia, V., Neuville, C., Goyon, C., De Angelis, R., ... Labaune, C. (2015). New scheme to produce aneutronic fusion reactions by laser-accelerated ions. *Laser and Particle Beams*, 33(01), 117–122.
- [4] https://www.researchgate.net/publication/307588101_Chapter_Four_Interaction_of_Radiation_with_Matter
- [5] <https://www.elsevier.com/books/handbook-of-radioactivityanalysis>

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Μεταξύ των λεγόμενων «προηγμένων καυσίμων σύντηξης», η αντίδραση σύντηξης πρωτονίων (p) – Βορείου (B), φαίνεται να είναι η πλέον εφικτή από πειραματικής απόψεως, λόγω της σχετικά μεγάλης ενεργού διατομής (*cross section*) της διαδικασίας, η οποία και εμφανίζεται μεταξύ των 148 και των 580 keV, όπως παρουσιάστηκε στο Σχήμα 1.1 της Ενότητας 1.3. Επίσης, η εν λόγω αντίδραση σύντηξης εμφανίζεται πολύ ενδιαφέρουσα για την παραγωγή ενέργειας, διότι από το σύνολο της παραγόμενης ενέργειας στα προϊόντα της, λιγότερο από το 1 % εντοπίζεται σε νετρόνια. Ωστόσο, η θερμοκρασία, άρα και η ενέργεια λείζερ, που απαιτούνται για την ενεργοποίηση της συγκεκριμένης αντίδρασης σύντηξης, είναι πολύ υψηλές, γεγονός που καθιστά μη ρεαλιστικές τις συμβατικές προσεγγίσεις σύντηξης. Εν τούτοις, η εμφάνιση της ενίσχυσης των τσαλακωμένων παλμών (*Chirped Pulse Amplification - CPA*) κατέστησε εφικτή τη διερεύνηση διαφορετικών προσεγγίσεων και σχημάτων, για το σκοπό αυτό.

Στην παρούσα μελέτη, για την επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων $p - {}^{11}_5B$ και τη μελέτη της δυνατότητας εκμετάλλευσης της ενέργειας των σωματιδίων άλφα (4_2He), που παράγονται μέσω αυτών, εξετάστηκε η σύντηξη δέσμης επιταχυνόμενων πρωτονίων και στερεού στόχου ${}^{11}_5B$. Ο τελευταίος ισορροπεί σε θερμοκρασία δωματίου ($20^\circ C$), με πυκνότητα στερεού $\rho = 2.37 \frac{g}{cm^3}$, ενώ τα επιταχυνόμενα πρωτόνια παράγονται μέσω ενός εξαιρετικά σύντομου (*picosecond*) παλμού *laser* υψηλής έντασης, από την ακτινοβολήση φύλλων αλουμινίου (Al), πάχους 20 mm. Τα ενεργειακά πρωτόνια που προκύπτουν, περνούν μέσα από μία στενή τρύπα, κατασκευασμένη εσκεμμένα πάνω στο φύλλο αλουμινίου (Al) και τελικά προσπίπτουν πάνω στο στερεό στόχο ${}^{11}_5B$.

Κατά την αλληλεπίδραση μίας δέσμης πρωτονίων με έναν στερεό στόχο βορείου, τα πρωτόνια με ενέργεια κέντρου μάζας, μεταξύ των 400 και των 700 keV, εμφανίζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Αυτό συμβαίνει διότι, στο συγκεκριμένο ενεργειακό εύρος, είναι δυνατόν να καταστούν εκμεταλλεύσιμοι οι συντονισμοί, που αντιστοιχούν στην «ενεργό διατομή (*cross section*)» της αντίδρασης $p - {}^{11}_5B$ (Σχήμα 1.1, Ενότητα 1.3). Για το σκοπό αυτό, οι δέσμες πρωτονίων που επιλέχθηκαν να μελετηθούν, μέσω της αλληλοεπίδρασης τους με το στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, είναι αυτές με αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ στο εύρος $400 \leq E_K(0) \leq 700$ keV.

Καθώς τα πρωτόνια κινούνται μέσα στο στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, αλληλεπιδρούν με αυτόν, μέσω ηλεκτρονικών ή πυρηνικών αλληλοεπιδράσεων. Οι ηλεκτρονικές αλληλοεπιδράσεις περιλαμβάνουν ιονισμό και διέγερση των ατομικών ηλεκτρονίων του στερεού στόχου, ενώ στις πυρηνικές αλληλοεπιδράσεις συγκαταλέγονται ο διασκορπισμός *Coulomb* και οι ελαστικές – μη ελαστικές πυρηνικές συγκρούσεις. Για περισσότερο πρακτικούς σκοπούς, οι πυρηνικές αλληλοεπιδράσεις μπορούν να αγνοηθούν.

Ο ρυθμός με τον οποίο η δέση των πρωτονίων χάνει ενέργεια, καθώς διέρχεται μέσα από το στερεό στόχο ${}^{11}_5B$, εξαρτάται τόσο από την φύση της, όσο και από τα σωματίδια του στόχου. Στη βιβλιογραφία, ο ρυθμός απώλειας ενέργειας κάθε φορτισμένου σωματιδίου, συμπεριλαμβανομένων των πρωτονίων, αναφέρεται συχνά ως «ισχύς διακοπής του υλικού (*stopping power of the material*)».

Η φόρμουλα *Bethe – Bloch* υπολογίζει την «ισχύ διακοπής του υλικού μέσου (*stopping power of the material*)». Για τον προσδιορισμό του ρυθμού απώλειας ενέργειας των δεσμών πρωτονίων με $400 \leq E_K(0) \leq 700$ keV, κατά μήκος της διαδρομής τους εντός του

στερεού στόχου $^{11}_5B$, και κατά συνέπεια της ισχύος διακοπής του τελευταίου, χρησιμοποιήθηκε η Εξίσωση 3.8 της Ενότητας 3.7. Με το πέρας των υπολογισμών διαπιστώθηκε ότι με αύξηση της αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων, μειώνεται ο ρυθμός ενεργειακής της απώλειας (Πίνακας 3.5, Ενότητα 3.8).

Η διαδικασία με την οποία ένα φορτισμένο σωματίδιο, όπως το πρωτόνιο, χάνει βαθμιαία την αρχική κινητική του ενέργεια $E_K(0)$, κινούμενο μέσα σε έναν υλικό στόχο, αναφέρεται συχνά ως «προσέγγιση συνεχούς επιβράδυνσης» [7]. Στην προσέγγιση της συνεχούς επιβράδυνσης, τα φορτισμένα σωματίδια χάνουν κινητική ενέργεια E , διασχίζοντας ένα υλικό μέσο, με ένα ρυθμό που εξαρτάται από τη στιγμιαία τους ενέργεια, καθώς και από το τοπικό υλικό. Η «ισχύς διακοπής (stopping power)» εκφράζει το ρυθμό απώλειας ενέργειας, ανά μονάδα μήκους της απόστασης, που διανύει το φορτισμένο σωματίδιο, και δύναται να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό του εύρους R_{CSDA} του φορτισμένου σωματιδίου. Οι *Martin Berger* και *Stephen Seltzer* εισήγαγαν την προσέγγιση της συνεχούς επιβράδυνσης και όρισαν το εύρος $CSDA$, όπως παρουσιάζεται στις Εξισώσεις 3.14, 3.16 των Ενότητων 3.9, 3.10. Μία αναλυτική λύση του ολοκληρώματος της Εξίσωσης 3.16 δεν έχει ευρεθεί ακόμη, αν και υπάρχουν αρκετά καλές προσεγγιστικές λύσεις της. Μία εξ αυτών είναι αυτή που παρέχουν οι κώδικες *Monte – Carlo (GEANT4)* (Εξίσωση 3.18), που βασίζονται στην εξίσωση *Bethe – Bloch*. Η προαναφερθείσα εξίσωση αποτέλεσε τη βάση των υπολογισμών μας, για την εύρεση του εύρους των δεσμών πρωτονίων, με $400 \leq E_K(0) \leq 700 \text{ keV}$, στο εσωτερικό του στερεού στόχου $^{11}_5B$. Παρατηρώντας τα αποτελέσματα που εξήχθησαν μέσω της χρήσης της Εξίσωσης 3.18, διαπιστώνεται ότι με αύξηση της αρχικής κινητικής ενέργειας $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων, αυξάνεται το εύρος της εντός του στερεού στόχου. Επειδή όμως τα πρωτόνια διαθέτουν μάζα πολύ μεγαλύτερη από τα ηλεκτρόνια του στερεού στόχου $^{11}_5B$, η πορεία που διανύουν στο εσωτερικό του είναι ευθεία και συνεπώς το εύρος R_{CSDA} ταυτίζεται με το «βάθος διείσδυσης (penetration depth)».

Το γράφημα του ρυθμού απώλειας ενέργειας των πρωτονίων, το οποίο σχετίζεται με τον ιονισμό του υλικού μέσου, κατά τη διαδρομή τους, ονομάζεται καμπύλη *Bragg*. Για το σχεδιασμό των καμπυλών *Bragg*, απαραίτητη κατέστη η γνώση της υπολειπόμενης ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων ($E(RCSDA - z)$), σε ένα μεγάλο αριθμό θέσεων εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$. Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιήθηκε η αντίστροφη φόρμουλα της Εξίσωσης 3.18, η Εξίσωση 3.19 της Ενότητας 3.13. Για την καμπύλη *Bragg*, ιδιαίτερα σημαντική εμφανίζεται η «κορυφή *Bragg* (*Bragg peak*)», η οποία σχηματίζεται λόγω της εξάρτησης της «συνολικής ισχύος διακοπής (total stopping power)» από το λόγο $\frac{1}{v^2}$, όπου v η ταχύτητα πρόσπτωσης του φορτισμένου σωματιδίου στο στερεό στόχο μελέτης. Τα πρωτόνια, εναποθέτουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους στην κορυφή *Bragg*. Η κορυφή αυτή μπορεί να είναι πολύ μικρή, μόλις μερικά κυβικά χιλιοστά. Όπως παρατηρήθηκε μέσω των καμπυλών *Bragg* της κάθε εξεταζόμενης περίπτωσης, η ειδική απώλεια ενέργειας αυξάνεται προς το τέλος του εύρους – βάθους διείσδυσης ($RCSDA$) της δέσμης των πρωτονίων. Σε μία τιμή σχεδόν ίση με το $RCSDA$ ($2 - 3 \text{ mm πιο πριν}$), η ειδική απώλεια ενέργειας, φτάνει τη μέγιστη της τιμή και στη συνέχεια πέφτει απότομα στο μηδέν, λίγο πριν μηδενιστεί η ταχύτητα v της δέσμης των πρωτονίων. Οι κορυφές *Bragg* εμφανίζονται ιδιαίτερα σημαντικές σε εφαρμογές θεραπευτικών πρωτονίων, όπου επιθυμείται η συγκέντρωση του μεγαλύτερου μέρους της ενέργειας της δέσμης των πρωτονίων στον καρκινικό όγκο.

Μέχρι το πέρας του εύρους – βάθους διείσδυσης ($RCSDA$) τους εντός του στερεού στόχου $^{11}_5B$, οι δέσμες πρωτονίων δημιουργούν πυρηνικές αντιδράσεις $p - ^{11}_5B$. Πρωταρχικό σκοπό της παρούσας μελέτης αποτέλεσε ο προσδιορισμός του αριθμού των σωματιδίων

άλφα (${}^4_2\text{He}$), που παράγονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις $p - {}^{11}_5\text{B}$, εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$. Σε μία συγκεκριμένη θέση z εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, ο αριθμός των παραγόμενων σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$) εξαρτάται από τον αριθμό των πρωτονίων της δέσμης (N_p), την ηλεκτρονική πυκνότητα του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$ (n_B), και την «ενεργό διατομή (cross section)», που σχετίζεται με την υπολειπόμενη κινητική ενέργεια της δέσμης ($E(\text{RCSDA} - z)$), όπως διαπιστώνεται από την Εξίσωση 4.2 της Ενότητας 4.2. Ωστόσο, ο αριθμός των πρωτονίων της δέσμης διαφέρει μεταξύ διαδοχικών θέσεων z , $z + dz$, εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, λόγω της παραγωγής σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), στην θέση z . Χρησιμοποιώντας την Εξίσωση 4.2, πραγματοποιήθηκε τελικά υπολογισμός των παραγόμενων σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), για τις δέσμες πρωτονίων με $400 \leq E_K(0) \leq 700 \text{ keV}$. Όπως παρατηρήθηκε μέσω των αναλυτικών υπολογισμών, ο αριθμός των σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$) σημειώνει σημαντική αύξηση, όσο υψηλότερη είναι η αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων (Πίνακας 4.4, Ενότητα 4.6). Εκτός αυτού όμως, αυξάνοντας την αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0)$ της δέσμης των πρωτονίων, η μέγιστη παραγωγή σωματιδίων άλφα παρουσιάζεται σε μεγαλύτερο βάθος, εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$.

Πέραν του προσδιορισμού των σωματιδίων άλφα, που παράγονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις $p - {}^{11}_5\text{B}$, εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, σκοπό της μελέτης αποτέλεσε ο προσδιορισμός της ενέργειας αυτών, εφόσον βέβαια εξέρχονται από κάποια από τις πλευρές του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$. Γενικά, τα παραγόμενα σωματίδια άλφα μπορούν να εξέλθουν από το στερεό στόχο ${}^{11}_5\text{B}$, είτε κινούμενα σε ευθεία τροχιά, είτε υπό κάποια γωνία θ .

Προκειμένου να προσδιοριστεί η ενέργεια των σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), που παράγονται στην θέση z , εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, κατά την έξοδο τους από αυτόν, απαραίτητος κατέστη αρχικά ο υπολογισμός του εύρους - βάθους διείσδυσης (RCSDA) τους, στο στερεό στόχο ${}^{11}_5\text{B}$. Γενικά, τα σωματίδια άλφα (${}^4_2\text{He}$) διαθέτουν αρκετά περιορισμένο εύρος - βάθος διείσδυσης (RCSDA) σε υλικά μέσα, ενώ διεισδύουν μόνο μερικά *micrometers*, σε ιστούς του ανθρώπινου σώματος. Χρησιμοποιώντας τον κανόνα *Bragg - Kleeman* προέκυψε τελικά ότι, τα σωματίδια άλφα, που παράγονται από την αντίδραση $p - {}^{11}_5\text{B}$, με αρχική κινητική ενέργεια $E_K(0) = 2.9 \text{ MeV}$, διανύουν μία απόσταση μήκους 0.000635251 cm , στο εσωτερικό του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, μέχρις ότου να δαπανήσουν όλη την κινητική τους ενέργεια $E_K(0)$ και να σταματήσουν.

Υποθέτοντας εν συνεχεία ότι τα παραγόμενα σωματίδια άλφα χάνουν ομοιόμορφα την ενέργειά τους, κατά μήκος της διαδρομής τους εντός του στερεού στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, υπολογίστηκε η ενέργεια τους στην έξοδο αυτού. Για τον υπολογισμό της ενέργειας των σωματιδίων άλφα (${}^4_2\text{He}$), που εξέρχονται από την αριστερή πλευρά του στόχου ${}^{11}_5\text{B}$, δεν εμφανίζεται απαραίτητος ο καθορισμός του πάχους D του. Αυτό συμβαίνει διότι η απόσταση που διανύουν τα σωματίδια άλφα (${}^4_2\text{He}$) μέχρι να εξέλθουν από την αριστερή πλευρά του είναι ίση με την απόσταση z , όπου μελετάται η παραγωγή τους. Ωστόσο, σε κάθε περίπτωση, η εξεταζόμενη απόσταση z πρέπει να είναι μικρότερη από το εύρος τους (RCSDA) στο στερεό στόχο ${}^{11}_5\text{B}$, για να μπορέσουν να εξέλθουν από αυτόν.

Για τον υπολογισμό της ενέργειας των σωματιδίων άλφα, που εξέρχονται από τη δεξιά πλευρά του στόχου, απαραίτητη εμφανίστηκε η βελτιστοποίηση του πάχους D του στόχου ${}^{11}_5\text{B}$. Αυτό συμβαίνει διότι σ αυτήν την περίπτωση, η απόσταση που διανύουν μέχρι αυτά να εξέλθουν από τη δεξιά πλευρά του είναι $D - z$, όπου z η θέση στην οποία μελετήθηκε η παραγωγή τους. Για μια ακόμη φορά, η απόσταση $D - z$ θα πρέπει να είναι μικρότερη από το εύρος - βάθος διείσδυσης (RCSDA) τους, στο στερεό στόχο ${}^{11}_5\text{B}$, για να

υφίσταται έξοδος τους από αυτόν. Δοκιμάζοντας διάφορες τιμές για το πάχος D του στόχου, συμπεριλαμβανόμενης της περίπτωσης $D = (RCSDA)_{protons}$, διαπιστώθηκε το γεγονός ότι το θεωρητικά optimum πάχος στόχου πρέπει να βρίσκεται λίγο μετά την θέση z , όπου σημειώνεται η μέγιστη παραγωγή σωματιδίων άλφα (4_2He) (Σχήμα 4.2, 4.3) Ωστόσο, τα πάχη στόχου D που χρησιμοποιήθηκαν είναι ενδεικτικά.