



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής
Εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής

**Μελέτη και χαρακτηρισμός ανιχνευτών Micromegas
για την μέτρηση της ενεργού διατομής της
αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$**

Διπλωματική Εργασία
του
Αλέξανδρου-Ανδρέα Κύρτσου

Επιβλέπων: Μιχαήλ Κόκκορης, Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, 2013



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής
Εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής

**Μελέτη και χαρακτηρισμός ανιχνευτών Micromegas
για την μέτρηση της ενεργού διατομής της
αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$**

Διπλωματική Εργασία
του
Αλέξανδρου-Ανδρέα Κύρτσου

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή

.....
Μιχαήλ Κόκκορης
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ρόζα Ζάννη Βλαστού
Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

.....
Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα 2013

.....
Αλέξανδρος Ανδρέας Κύρτσος
Διπλωματούχος της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών



Αυτή η εργασία χορηγείται με άδεια Creative Commons Αναφορά Δημιουργού-Μη Εμπορική Χρήση-Όχι Παράγωγα Έργα 3.0 Ελλάδα

“At the end of their lives, all men look back and think that their
youth was arcadia”

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	I
Περίληψη	III
Abstract	V
1 Θεωρία σχάσης	1
1.1 Είδη αντιδράσεων	1
1.2 Κινηματική δυαδικών αντιδράσεων δύο προϊόντων	2
1.2.1 Η Q -τιμή της αντίδρασης	3
1.2.2 Αρχή διατήρησης ενέργειας και ορμής	3
1.3 Ενεργειακό κατώφλι της αντίδρασης	4
1.3.1 Κινηματικό κατώφλι	4
1.3.2 Φράγμα δυναμικού Coulomb	5
1.3.3 Ολική ενέργεια κατωφλίου	6
1.4 Ενέργεια σύνδεσης	6
1.5 Αντιδράσεις σχάσης	8
1.5.1 Η διαδικασία της σχάσης	8
1.5.2 Προϊόντα σχάσης	11
1.5.3 Ενέργεια σχάσης	12
1.6 Οι αντιδράσεις σχάσης του πειράματος	14
2 Ανιχνευτές αερίου	19
2.1 Βασικά στοιχεία ανιχνευτών	19
2.1.1 Ευαισθησία	20
2.1.2 Απόκριση του ανιχνευτή	20
2.1.3 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα	21

2.1.4	Απόδοση του ανιχνευτή	22
2.1.5	Νεκρός χρόνος	22
2.2	Ιονισμός	23
2.2.1	Κινητικότητα των φορέων φορτίου	23
2.2.2	Φαινόμενο Ramsauer	23
2.2.3	Φαινόμενο χιονοστιβάδας	24
2.2.4	Μείγμα αερίου	25
2.3	Περιοχές λειτουργίας του ανιχνευτή	25
2.4	Ο ανιχνευτής Micromegas	26
2.4.1	Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή	26
2.4.2	Η κατασκευή του ανιχνευτή	27
2.4.3	Υπολογισμός της ενίσχυσης του αερίου	29
3	Μελέτη και χαρακτηρισμός των ανιχνευτών	33
3.1	Οι ανιχνευτές Micromegas του πειράματος	33
3.2	Η τεχνολογία microbulk	36
3.2.1	Ανάγνωση του σήματος	38
3.3	Πειραματική διάταξη	38
3.3.1	Η διάταξη του ανιχνευτή και των οργάνων	38
3.3.2	Μεθοδολογία μετρήσεων	40
3.3.3	Εξουδετέρωση θορύβου	41
3.4	Ανάλυση των αποτελεσμάτων	44
3.4.1	Χαρακτηριστικές καμπύλες των ανιχνευτών	44
3.4.2	Γενικά συμπεράσματα	47
3.5	Υπολογισμός της ενίσχυσης των ανιχνευτών	48
4	Μελέτη των ανιχνευτών με τους στόχους	51
4.1	Οι ραδιενεργοί στόχοι	51
4.2	Η πειραματική διάταξη	53
4.3	Δοκιμές με τους στόχους	53
4.3.1	Δοκιμές χωρίς την παρεμβολή της μάσκας	53
4.3.2	Δοκιμές με την παρεμβολή της μάσκας	54
4.4	Απόδοση του ανιχνευτή	56
4.5	Προσομοίωση του ανιχνευτή με τους στόχους	57
4.5.1	Το πρόγραμμα QuickField	57
4.5.2	Αποτελέσματα προσομοίωσης	58
5	Το πείραμα στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”	61
5.1	Στοιχεία του πειράματος	61
5.1.1	Πειραματική διάταξη	61

5.1.2 Παραγωγή νετρονίων	63
5.2 Ενεργός διατομή της σχάσης του ^{237}Np	64
5.3 Συμπεράσματα	66
5.4 Προοπτικές για το μέλλον	67

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Η γεωμετρία μιας δυαδικής πυρηνικής αντίδρασης δύο προϊόντων στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου όπου ο στόχος είναι ακίνητος. . .	2
1.2	Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσει του μαζικού αριθμού .	7
1.3	Τα στάδια της σχάσης σύμφωνα με το πρότυπο της υγρής σφαίρας των Bohr και Wheeler	10
1.4	Ενεργειακό φάσμα των προϊόντων της σχάσης του ^{235}U από νετρόνια ενέργειας 2.5 MeV [1]	13
1.5	Ενεργειακό φάσμα άμεσων νετρονίων από την σχάση διάφορων ισοτόπων [2]	13
1.6	Ενεργειακό διάγραμμα σχάσης του ^{235}U [3, 4]	14
1.7	Ενεργειακό διάγραμμα σχάσης του ^{238}U [3, 4]	15
1.8	Ενεργειακό διάγραμμα σχάσης του ^{237}Np [3, 4]	16
1.9	Ενεργές διατομές της σχάσης με νετρόνια των ισοτόπων ^{235}U , ^{238}U και ^{237}Np . Η τονισμένη περιοχή αντιστοιχεί σε ενέργειες 1 – 10 MeV [5] . .	17
2.1	Περιοχές λειτουργίας ενός ανιχνευτή αερίου [6]	26
2.2	Το ηλεκτρικό πεδίο ενός ανιχνευτή Micromegas [7]	27
2.3	Η δημιουργία του σήματος σε έναν ανιχνευτή Micromegas	28
2.4	Η δομή ενός ανιχνευτή Micromegas [8]	28
2.5	Το πλέγμα ενός ανιχνευτή Micromegas και ένα από τα σπηρίγματα που το συγκρατούν όπως φαίνεται από οπτικό μικροσκόπιο	29
3.1	Ο ανιχνευτής DM1 από την πλευρά του πλέγματος	34
3.2	Ο ανιχνευτής DM1 από την πλευρά της ανόδου	34
3.3	Ο ανιχνευτής DM2 από την πλευρά του πλέγματος	35
3.4	Το εσωτερικό του θαλάμου του ανιχνευτή με δύο από τους ανιχνευτές τοποθετημένους	35

3.5	Εικόνα από την επιφάνεια του πλέγματος των ανιχνευτών με την χρήση οπτικού μικροσκοπίου. Η διάμετρος των οπών είναι 40 μm και η απόσταση μεταξύ τους 100 μm	36
3.6	Τα στηρίγματα από καρτονιού ανιχνευτή Micromegas με την τεχνολογία microbulk[9]	37
3.7	Εναλλακτική δομή Micromegas τεχνολογίας microbulk. Τα στηρίγματα έχουν διάμετρο 400 μm και η μεταξύ τους απόσταση είναι 1 mm [10]	37
3.8	Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη των ανιχνευτών με την πηγή ^{210}Po	38
3.9	Κάθετη τομή της πειραματικής διάταξης των ανιχνευτών μέσα στον θάλαμο ιονισμού	39
3.10	Οι ανιχνευτές πριν την τοποθέτηση στον θάλαμο ιονισμού με τις πηγές ^{210}Po	40
3.11	Χαρακτηριστική μορφή θορύβου με συχνότητα 50 Hz	41
3.12	Υψιπερατό φίλτρο με την χρήση αντίστασης 10 k Ω και πυκνωτή 100 nF	42
3.13	Υψιπερατό φίλτρο με την χρήση αντίστασης 10 k Ω και πυκνωτή 100 nF	42
3.14	Βαθυπερατό φίλτρο με την χρήση αντίστασης 2.7 M Ω και πυκνωτή 10 nF	43
3.15	Balunγια την μείωση του θορύβου	44
3.16	Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM1	44
3.17	Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM2	45
3.18	Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM3	45
3.19	Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM4	46
3.20	Φάσμα από τον ανιχνευτή DM4 για τάση 1000 V στην κάθοδο και 270 V στο πλέγμα	46
3.21	Απόδοση του ανιχνευτή DM3 για όλο το εύρος λειτουργίας του. Η έντονη περιοχή αντιστοιχεί στην περιοχή βέλτιστης transparency.	48
4.1	Ο στόχος ^{238}U τοποθετημένος στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης πριν την τοποθέτηση της μάσκας	52
4.2	Φάσμα ^{237}Np με τον προενισχυτή CAEN A1422και τους ενισχυτές Canberra 2020με shaping time0.25 μs , ORTEC 672με shaping time0.5 μs και ORTEC 973Uμε integration time1.5 μs	54
4.3	Φάσμα ^{237}Np με τον προενισχυτή Mesytec MPR-1και τους ενισχυτές ORTEC 863, Canberra 2020με shaping time0.25 μs και τον προενισχυτή CAEN A1422σε συνδιασμό με τον ενισχυτή Canberra 2020με integration time0.25 μs	55
4.4	Ο παλμός από τον timing filterενισχυτή ORTEC 863	55
4.5	Φάσμα ^{237}Np από την χρονική έξοδο του Mesytec MSI-8με την παρεμβολή της μάσκας	56
4.6	Φάσμα ^{237}Np με τον προενισχυτή CAEN A1422και τον ενισχυτή Canberra 2020με shaping time0.25 μs . Τα φάσματα είναι κανονικοποιημένα ως προς τον χρόνο.	57

4.7	Παράδειγμα της διεπαφής με τον χρήστη του λογισμικού QuickField .	58
4.8	Προσομοίωση του πεδίου μεταξύ δύο ανιχνευτών που βρίσκονται σε απόσταση 4 cm μεταξύ τους	59
4.9	Τροχιά του πυρήνα που είναι προϊόν σχάσης στο πεδίο μεταξύ της καθόδου και του πλέγματος	60
4.10	Το πεδίο στην περιοχή των οπών μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου	60
5.1	Σειρά των ανιχνευτών και των στόχων των ακτινίδων	62
5.2	Φάσμα του ^{237}Np με την χρήση του Mesytec MSI-8με εξασθενητή . . .	62
5.3	Εικόνα ολόκληρης της πειραματικής διάταξης με την γραμμή του επιταχυντή, τον ανιχνευτή, τον προενισχυτή και το crate με τα τροφοδοτικά και τους ενισχυτές	63
5.4	Ένα τυπικό φάσμα από τον στόχο ^{237}Np σε λογαριθμική κλίμακα. Στην λεπτομέρεια παρουσιάζονται τα θραύσματα της σχάσης σε γραμμική κλίμακα [11].	65
5.5	Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$ σε σύγκριση με άλλα πειραματικά δεδομένα από την βιβλιογραφία. Τα σφάλματα αντιστοιχούν στην στατιστική αβεβαιότητα [11].	66
5.6	Η γραμμικότητα του ανιχνευτή για τα σωματίδια α και τα θραύσματα της σχάσης	67

Κατάλογος Πινάκων

1.1	Πυρήνες στους οποίους εμφανίζεται αυθόρμητη σχάση. Όλοι οι παραπάνω αποδιεγείρονται και με α -διάσπαση που συνήθως είναι και η μόνη διαδικασία διάσπασης [2]	9
3.1	Οι απόσταση μεταξύ του πλέγματος και του ηλεκτροδίου της ανόδου για κάθε ανιχνευτή	33
3.2	Λόγοι τάσεων του ηλεκτροδίου ολίσθησης και του πλέγματος για τις αποστάσεις που χρησιμοποιήθηκαν, ώστε να επιτυγχάνεται transparency	48
3.3	Η ενίσχυση των ανιχνευτών για ακτινοβολία σωματιδίων α	49
4.1	Τα χαρακτηριστικά των στόχων [11]	52
5.1	Οι ενέργειες των δευτερίων και των νετρονίων για τις μετρήσεις του πειράματος [11]	64
5.2	Οι ενέργειες που προβλέπονται από τις προσομοιώσεις με FLUKA εκτός της ολικής ενέργειας των σωματιδίων α όπου χρησιμοποιείται η τιμή της βιβλιογραφίας [11]	67

Ευχαριστίες

Μια Διπλωματική Εργασία, εκτός από τον τυπικό της χαρακτήρα στα πλαίσια της απόκτησης του Διπλώματος από το Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, φέρει και έναν δεύτερο, ίσως σημαντικότερο ρόλο. Αυτός ο ρόλος δεν είναι άλλος από την επισφράγιση ενός ταξιδιού που ξεκινά από τα σχολικά χρόνια. Σε αυτό το ταξίδι υπάρχουν άνθρωποι που ο καθένας με τον δικό του ξεχωριστό τρόπο βοήθησαν να φτάσω ως εδώ.

Σε αυτή την πορεία καθοριστικό ρόλο παίζουν οι άνθρωποι της οικογένειάς μου οι οποίοι από πολύ νωρίς πίστεψαν και εξακολουθούν να πιστεύουν και να στηρίζουν τις επιλογές μου. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους ανθρώπους που παρόλο που στα χαρτιά δεν είναι οικογένεια μου, εγώ τους θεωρώ δικούς μου ανθρώπους.

Ειδικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους και συνταξιδιώτες Ανδρέα Κουζέλη, Στέφανο Κουτσουμπή και Αθανάσιο Σταματόπουλο, Διπλωματούχους ΕΜΠ, οι οποίοι, με τον δικό του ξεχωριστό τρόπο ο καθένας, βοήθησαν τόσο στην ολοκλήρωση αυτής της Διπλωματικής όσο και κατά την διάρκεια των σπουδών μου. Ένα ιδιαίτερο ευχαριστώ οφείλω να πω φυσικά και στους υπόλοιπους φίλους από το έτος μου και μη, οι οποίοι έκαναν τις σπουδές μου στην Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών μια μοναδική εμπειρία.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τους Καθηγητή Θεόδωρο Αλεξόπουλο και Αν. Καθηγητή Γεώργιο Τσιπολίτη για την πολύτιμη βοήθειά τους τόσο στις προπτυχιακές μου σπουδές όσο και κατά την διάρκεια της διπλωματικής μου εργασίας καθώς ήταν πάντα πρόθυμοι να λύσουν οποιαδήποτε απορία μου.

Για το τέλος φύλαξα ένα μεγάλο ευχαριστώ στην ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Τομέα Φυσικής η οποία μοιάζει περισσότερο με οικογένεια. Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Επ. Καθηγητή Μιχάλη Κόκκορη και την Καθηγήτρια Ρόζα Ζάννη Βλαστού για την υποδοχή και την φιλοξενία στην ομάδα. Επιπλέον, ευχαριστώ τον κ. Κόκκορη για την εμπιστοσύνη, υποστήριξη και την ελευθερία κινήσεων που μου άφησε στο εργαστήριο, καθώς και για την ανεκτίμητη καθοδήγηση και βοήθεια του στην προσπάθειά μου να συνεχίσω τις σπουδές μου στην Αμερική. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω την υποψήφια Διδάκτορα Μαίρη Διακάκη για τις αμέτρητες ώρες που αφιέρωσε για να λύνει οποιαδήποτε απορία μου κατά την διάρκεια της εργασίας καθώς και για την πολύτιμες συμβουλές της για την συγγραφή της.

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία έχει σκοπό την μελέτη και τον χαρακτηρισμό τεσσάρων ανιχνευτών Micromegas τεχνολογίας μαζικής μικροκατασκευής (microbulk), για την χρήση τους στην μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$ μετριέται με σχετική μέτρηση με την χρήση δύο στόχων ^{238}U και ενός στόχου ^{235}U εκτός από τον βασικό στόχο ^{237}Np .

Οι ανιχνευτές Micromegas βρίσκονται στο επίκεντρο της έρευνας των τελευταίων ετών λόγω των πολύ καλών ιδιοτήτων τους. Είναι ανιχνευτές αερίου οι οποίοι παρέχουν μεγάλη αξιοπιστία σε καταπονήσεις, χαμηλό κόστος και ευκολία μαζικής παραγωγής. Συγκεκριμένα, οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν, αξιοποιούν την τεχνολογία microbulk. Το πολυιμίδιο (karton) και ο χαλκός είναι δύο υλικά με πολύ χαμηλά επίπεδα συγκέντρωσης ραδιενεργών ισοτόπων κάτι που τα κάνει ιδανικά δομικά υλικά ενός ανιχνευτή. Τέλος, η μειωμένη μάζα των ανιχνευτών τους καθιστά ιδανικούς για πειράματα που χρησιμοποιούνται νετρόνια λόγω μειωμένων σκεδάσεων από τα τελευταία.

Η μελέτη και ο χαρακτηρισμός των ανιχνευτών πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Τομέα Φυσικής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Για τον χαρακτηρισμό των ανιχνευτών χρησιμοποιήθηκαν πηγές ^{210}Po οι οποίες είναι κατάλληλες λόγω της αποδιέγερσης κατά μοναδικό τρόπο με εκπομπή σωματιδίων α .

Βασικά χαρακτηριστικά ενός ανιχνευτή Micromegas είναι οι καμπύλες ενίσχυσης και διαφάνειας (transparency) του ανιχνευτή. Η πρώτη αφορά στην ενίσχυση που μπορεί να επιτευχθεί συναρτήσει των πεδίων που επικρατούν στις περιοχές του ανιχνευτή. Η δεύτερη αφορά στην δυνατότητα του ανιχνευτή να αξιοποιεί στον βέλτιστο βαθμό τα πεδία που εφαρμόζονται για την καθοδήγηση των παραγόμενων ηλεκτρονίων και την συλλογή του σήματος.

Οι στόχοι του πειράματος δεν είναι σημειακές πηγές και θα πρέπει να μελετηθεί ξεχωριστά η συμπεριφορά του ανιχνευτή. Πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις για την διερεύνηση πιθανούς αλλοιώσεις του πεδίου λόγω των στόχων οι οποίοι είναι διηλεκτρικά. Επίσης, εκτελέστηκαν δοκιμές με τους στόχους και διάφορους συνδυασμούς προενισχυτών και ενισχυτών για την επιλογή της καλύτερης δυνατής πειραματικής

διάταξης για το πείραμα.

Τέλος, η ανιχνευτική διάταξη μεταφέρθηκε στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”. Με την χρήση του επιταχυντή 5.5 MV HV TN-11 Tandem δημιουργήθηκαν νετρόνια ενέργειας 4.5 – 5.3 MeV μέσω της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ και μελετήθηκε η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{237}\text{Np}(n, f)$ σε επιλεγμένα ενεργειακά σημεία.

Abstract

This diploma thesis regards the study and characterization of four Micromegas detectors of the microbulk technology, in order for them to be used in the study of the $^{237}\text{Np}(n, f)$ reaction cross section. The study of the $^{237}\text{Np}(n, f)$ reaction cross section is carried out with relative measurements using two ^{238}U targets and one ^{235}U target besides the ^{237}Np target.

The Micromegas detectors are in the leading edge of research during the last years due to the great properties they present. They are gaseous detectors who are very robust, cheap and easy to construct. In particular, the detectors used, utilize the microbulk technology. Kapton and copper are high radio-purity materials, making them ideal construction materials of a detector. Last but not least, the low mass indicate these detectors to be perfect for neutron experiments due to the reduction of neutron scattering.

The study and characterization of the detectors took place in the Nuclear Physics Laboratory of the Department of Physics in the School of Applied Mathematical and Physical Sciences of the National Technical University of Athens. For the characterization of the detectors, a ^{210}Po source was used due to the sole decay mode via α emission.

The basic properties of a Micromegas detector are the gain and transparency curves. The former regards the achievable gain of the detector versus the electric fields of the detector's regions. The latter regards the detector's potential in utilizing the electric fields in order to guide the electrons in the best possible manner and the signal collection.

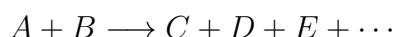
The targets are not point sources and, thus, the detector should be studied further. For the determination of the electric field's integrity due to the dielectric targets, simulations had to be performed. In addition, several tests were held for the best match of the detector and the electronic equipment.

In conclusion, the detector assembly was transferred to the Institute of Nuclear and Particle Physics of the National Center for Scientific Research "Demokritos". The 4.5 – 5.3 MeV neutrons were produced in the 5.5 MV HV TN-11 Tandem accelerator via the $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ reaction and the total cross section of the $^{237}\text{Np}(n, f)$

reaction was studied in specific energies.

1.1 Είδη αντιδράσεων

Στις περισσότερες πυρηνικές αντιδράσεις αλληλεπιδρούν δύο πυρήνες και παράγουν ένα ή περισσότερα προϊόντα. Αυτές οι αντιδράσεις που περιλαμβάνουν δύο αντιδρώντα ονομάζονται *δυναδικές*. Οι δυναδικές αντιδράσεις συμβολίζονται



Στις περισσότερες περιπτώσεις το A είναι ένας ελαφρύς πυρήνας τον οποίο επιταχύνουμε και χρησιμοποιούμε ως βλήμα, ενώ ο B είναι ένας βαρύτερος πυρήνας, συνήθως σε ηρεμία, ο οποίος είναι ο στόχος. Εν δυνάμει, μπορεί να παραχθεί ένα πλήθος προϊόντων αλλά είναι πολύ συνηθισμένο να παράγονται μόνο δύο. Σε αυτή την περίπτωση, μια αντίδραση συμβολίζεται

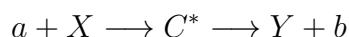


όπου a και X είναι το βλήμα και ο στόχος αντίστοιχα, ενώ Y και b είναι ο παραγόμενος βαρύς και ελαφρύς πυρήνας. Πολλές φορές το b είναι μια ακτίνα γ . Η παραπάνω αντίδραση μπορεί να γραφεί πιο συνοπτικά $X(a, b)Y$.

Η κατηγοριοποίηση των πυρηνικών αντιδράσεων γίνεται με διάφορους τρόπους. Αν τα προϊόντα μιας αντίδρασης είναι ίδια με τα αντιδρώντα, τότε η αντίδραση είναι μια αντίδραση σκέδασης. Αν τα προϊόντα βρίσκονται στην θεμελιώδη κατάσταση τότε η σκέδαση είναι ελαστική ενώ αν βρίσκονται σε κάποια διεγερμένη στάθμη, τότε η σκέδαση είναι ανελαστική. Αν το a και το b είναι ίδια αλλά τα X και Y είναι διαφορετικά ώστε να υπάρχουν παραπάνω από δύο προϊόντα, η αντίδραση είναι μια αντίδραση υποβίβασμού. Άλλη μια περίπτωση είναι οι αντιδράσεις μεταφοράς. Σε αυτές τις αντιδράσεις, ένας μικρός αριθμός νουκλεονίων (ένα ή δύο) μεταφέρονται μεταξύ του βλήματος και του πυρήνα στόχου. Οι πυρηνικές αντιδράσεις πολλές φορές κατηγοριοποιούνται και σύμφωνα με τον μηχανισμό που είναι υπεύθυνος για την διαδικασία. Έτσι, οι αντιδράσεις χωρίζονται σε άμεσες αντιδράσεις, σε αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα και σε αντιδράσεις συντονισμού. Η σχάση συγκαταλέγεται στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα.

Τα προσπίπτοντα βλήματα με ενέργεια μικρότερη από μερικά MeV, έχουν μήκη κύματος de Broglie πολύ μεγαλύτερα από το μέγεθος ενός νουκλεονίου. Επομένως,

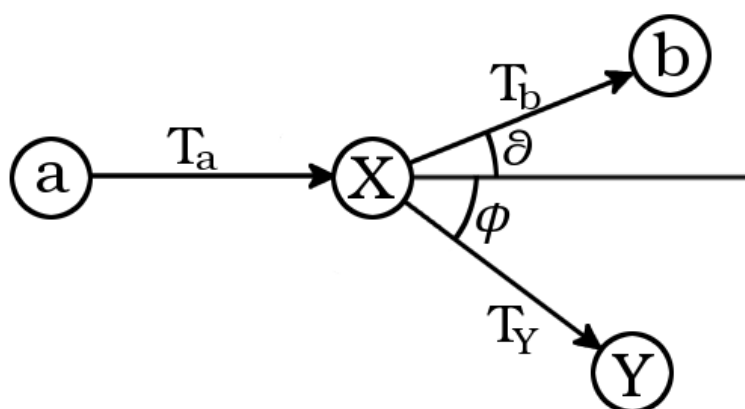
είναι πιο πιθανό να αλληλεπιδράσουν με τον πυρήνα παρά με κάποιο μεμονωμένο νουκλεόνιο. Το προσπίπτον σωματίδιο απορροφάται και η κινητική του ενέργεια μεταφέρεται στον πυρήνα δημιουργώντας έναν διεγερμένο σύνθετο πυρήνα. Σε ένα χρονικό διάστημα μεταξύ 10^{-16} s και 10^{-13} s, ο διεγερμένος πυρήνας αποδιεγείρεται με την εκπομπή ενός ή περισσότερων σωματιδίων. Επομένως, οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα είναι διαδικασίες δύο βημάτων. Πρώτα δημιουργείται ο σύνθετος πυρήνας και στη συνέχεια διασπάται σε δύο ή περισσότερα προϊόντα. Μια τέτοια αντίδραση συμβολίζεται



Ο χρόνος που χρειάζεται για την αποδιέγερση του πυρήνα είναι αρκετός για να “ξεχάσει” ο σύνθετος πυρήνας πως δημιουργήθηκε. Έτσι, τα προϊόντα της διάσπασης εκπέμπονται ισοπίθανα ως προς τον άξονα κβάντωσης που αντιπροσωπεύεται από την κατεύθυνση της δέσμης. Επίσης, οι τρόποι με τους οποίους ο σύνθετος πυρήνας θα διασπαστεί είναι ανεξάρτητοι από το πως δημιουργήθηκε. Αυτοί οι τρόποι ονομάζονται *κανάλια εξόδου*.

1.2 Κινηματική δυαδικών αντιδράσεων δύο προϊόντων

Οι δυαδικές αντιδράσεις με την δημιουργία δύο προϊόντων αποτελούν σύνηθες φαινόμενο. Στις αντιδράσεις δύο προϊόντων, οι αρχές διατήρησης της ενέργειας και της ορμής επιβάλλουν τον διαμοιρασμό της ενέργειας στα προϊόντα κατά μοναδικό τρόπο. Μία τέτοια αντίδραση παρουσιάζεται στο σχήμα 1.1.



Σχήμα 1.1: Η γεωμετρία μιας δυαδικής πυρηνικής αντίδρασης δύο προϊόντων στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου όπου ο στόχος είναι ακίνητος.

Η ανάλυση που ακολουθεί αφορά την αντίδραση που μόλις αναφέρθηκε η οποία είναι και η πιο συνηθισμένη.

1.2.1 Η Q -τιμή της αντίδρασης

Η ενέργεια που απελευθερώνεται από την αντίδραση που περιγράφεται από την εξίσωση (1.1) είναι η Q -τιμή της αντίδρασης η οποία ορίζεται ως η διαφορά των κινητικών ενεργειών μεταξύ των προϊόντων και των αντιδρώντων. Δηλαδή,

$$Q = T_b + T_Y - T_a - T_X \quad (1.2)$$

Ωστόσο, από την αρχή διατήρησης της ενέργειας προκύπτει

$$m_a c^2 + T_a + m_X c^2 + T_X = m_b c^2 + T_b + m_Y c^2 + T_Y \quad (1.3)$$

Άρα από την εξίσωση (1.3) προκύπτει

$$Q = T_b + T_Y - T_a - T_X = (m_a + m_X - m_b - m_Y)c^2 \quad (1.4)$$

Αν $Q > 0$, τότε η αντίδραση χαρακτηρίζεται ως *εξώθερμη* και υπάρχει αύξηση στην κινητική ενέργεια των προϊόντων σε συνδυασμό με μείωση των μαζών ηρεμίας τους σε σχέση με τα αντιδρώντα. Αντιθέτως, αν $Q < 0$, η αντίδραση ονομάζεται *ενδόθερμη* και συμβαίνει μείωση στην κινητική ενέργεια των προϊόντων σε συνδυασμό με αύξηση των μαζών ηρεμίας τους σε σχέση με τα αντιδρώντα. Στην ειδική περίπτωση που $Q = 0$ η αντίδραση είναι αντίδραση ελαστικής σκέδασης. Επίσης, αν στα προϊόντα υπάρχει ένα φωτόνιο, η μάζα ηρεμίας του είναι μηδέν και η κινητική του ενέργεια είναι $T = pc$ όπου p είναι η ορμή του.

1.2.2 Αρχή διατήρησης ενέργειας και ορμής

Θεωρούμε την αντίδραση όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 1.1 όπου ο πυρήνας στόχος βρίσκεται σε ηρεμία ως προς το σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου. Τα προϊόντα b και Y απομακρύνονται από το σημείο της κρούσης σε γωνίες ϑ και φ αντίστοιχα ως προς την αρχική διεύθυνση του a . Έτσι, η αρχή διατήρησης της ενέργειας επιβάλλει

$$Q = T_Y + T_b - T_a \quad (1.5)$$

αφού $T_X = 0$. Επίσης σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ορμής θα πρέπει $\vec{p}_a = \vec{p}_Y + \vec{p}_b$. Αυτά τα τρία διανύσματα θα πρέπει να βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο για να διατηρείται η συνολική ορμή. Επομένως, από τον νόμο των συνημιτόνων προκύπτει

$$p_Y^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos \vartheta \quad (1.6)$$

Επιπλέον, για μη σχετικιστικά σωματίδια ισχύει η κλασική εξίσωση της ορμής $p = \sqrt{2mT}$. Άρα η εξίσωση (1.6) γράφεται

$$m_Y T_Y = m_a T_a + m_b T_b - 2 \cos \vartheta \sqrt{m_a m_b T_a T_b} \quad (1.7)$$

Αντικαθιστώντας το T_Y από την εξίσωση (1.5) προκύπτει η εξίσωση δευτέρου βαθμού ως προς $\sqrt{T_b}$

$$(m_Y + m_b)T_b - 2 \cos \vartheta \sqrt{m_a m_b T_a} \sqrt{T_b} + T_a(m_a - m_Y) - m_Y Q = 0 \quad (1.8)$$

Η εξίσωση (1.8) έχει την εξής γενική λύση

$$\sqrt{T_b} = \frac{\sqrt{m_a m_b T_a} \cos \vartheta \pm \sqrt{m_a m_b T_a \cos^2 \vartheta + (m_b + m_Y) [m_Y Q + (m_Y - m_a) T_a]}}{m_b + m_Y} \quad (1.9)$$

Μια φυσικά παραδεκτή λύση της $\sqrt{T_b}$ θα πρέπει να είναι πραγματική και θετική. Επομένως αν το δεξί μέλος της εξίσωσης (1.9) είναι αρνητικός ή μιγαδικός αριθμός, η αντίδραση είναι αδύνατη. Οι φυσικοί παράγοντες που καθιστούν ενεργειακά αδύνατη την εκπομπή σε γωνία ϑ της μάζας m_b είναι η αρνητική Q -τιμή της αντίδρασης, ένα βαρύ βλήμα ώστε $m_a > m_Y$ και η μεγάλη γωνία σκέδασης ϑ έτσι ώστε $\cos \vartheta < 0$.

1.3 Ενεργειακό κατώφλι της αντίδρασης

Στην περίπτωση που $Q < 0$ ή ακόμα και όταν $Q > 0$ με $m_a > m_Y$, το βλήμα θα πρέπει να έχει μια ελάχιστη ενέργεια για να είναι δυνατή η αντίδραση, έτσι ώστε να εξασφαλίζεται μη μηδενική κινητική ενέργεια των προϊόντων της αντίδρασης. Αυτή η ελάχιστη ενέργεια ονομάζεται κατώφλι της αντίδρασης.

1.3.1 Κινηματικό κατώφλι

Στις ενδόθερμες αντιδράσεις, η αντίδραση είναι δυνατή μόνο όταν η ενέργεια T_a είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια κατωφλίου. Πάνω από την ενέργεια κατωφλίου η ποσότητα $m_a m_b T_a \cos^2 \vartheta + (m_b + m_Y) [m_Y Q + (m_Y - m_a) T_a]$ της εξίσωσης (1.9) θα πρέπει να είναι θετική. Επομένως, προκύπτει η συνθήκη

$$T_a \geq -\frac{m_Y (m_b + m_Y) Q}{(m_b + m_Y)(m_Y - m_a) + m_a m_b \cos^2 \vartheta} \quad (1.10)$$

Το δεύτερο μέλος της ανίσωσης (1.10) λαμβάνει την ελάχιστη τιμή του όταν ο παρονομαστής γίνεται μέγιστος. Δηλαδή θα πρέπει $\cos \vartheta = 1$. Τότε προκύπτει η τιμή για την ενέργεια κατωφλίου

$$T_a^{th} = -\frac{m_b + m_Y}{m_Y + m_b - m_a} Q \quad (1.11)$$

Προσεγγιστικά ισχύει $m_a + m_X \simeq m_b + m_Y$ και $m_X \simeq m_b + m_Y - m_a$. Επομένως η σχέση (1.11) γίνεται

$$T_a^{th} \simeq -\left(1 + \frac{m_a}{m_X}\right) Q \quad (1.12)$$

Αν το βλήμα έχει ενέργεια ίση με την ενέργεια κατωφλίου, τότε οριακά, το παραγόμενο σωματίδιο b έχει μηδενική ταχύτητα ως προς το σύστημα αναφοράς του κέντρου μάζας του συστήματος. Αν η ενέργεια T_a είναι ελαφρώς μεγαλύτερη από την T_a^{th} , τότε το σωματίδιο b εμφανίζεται με δύο διαφορετικές ενέργειες T_b όπως προβλέπονται από την εξίσωση (1.9). Με την αύξηση της ενέργειας T_a , ο δεύτερος όρος της εξίσωσης (1.9) γίνεται μεγαλύτερος από τον πρώτο και επιδιώνει μόνο μία φυσικά αποδεκτή λύση.

1.3.2 Φράγμα δυναμικού Coulomb

Αν το βλήμα είναι ένα ουδέτερο σωματίδιο, τότε δεν αλληλεπιδρά ηλεκτρομαγνητικά με τον θετικά φορτισμένο πυρήνα. Έτσι, στην περίπτωση που το βλήμα είναι ένα νετρόνιο ή ένα φωτόνιο, το κατώφλι για να πραγματοποιηθεί η αντίδραση δίνεται από την εξίσωση (1.11).

Ωστόσο, αν το βλήμα είναι κάποιο θετικά φορτισμένο σωματίδιο ή κάποιος πυρήνας, θα πρέπει να πλησιάσει αρκετά κοντά τον πυρήνα στόχο ώστε η πυρηνική αλληλεπίδραση να είναι πιο ισχυρή από την δύναμη Coulomb και να μπορέσει να πραγματοποιηθεί κάποια πυρηνική αντίδραση. Επομένως, ακόμα και κάποια εξώθερμη αντίδραση μπορεί να είναι αδύνατη αν το βλήμα δεν έχει αρκετή κινητική ενέργεια για να υπερνικήσει το φράγμα δυναμικού Coulomb. Η απωστική δύναμη μεταξύ του στόχου και του βλήματος υπολογίζεται από την σχέση

$$F_C = \frac{Z_a Z_X e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1.13)$$

Το έργο που δαπανάται από το βλήμα για να υπερνικήσει το ηλεκτρικό πεδίο του στόχου κινούμενο από το άπειρο έως μια απόσταση d από το κέντρο του στόχου είναι

$$W_C = - \int_{\infty}^d \vec{F}_C d\vec{r} = \frac{Z_a Z_X e^2}{4\pi\epsilon_0 d} \quad (1.14)$$

Το βλήμα θα πρέπει να δαπανήσει ενέργεια ίση με W_C για να πλησιάσει τον στόχο σε απόσταση d . Η απόσταση d θα πρέπει να είναι τέτοια ώστε η επιφάνεια του βλήματος και του στόχου να είναι αρκετά κοντά για την ύπαρξη πυρηνικής αλληλεπίδρασης. Παρόλο που η ακτίνα των πυρήνων δεν είναι σαφώς καθορισμένη μπορούμε να θεωρήσουμε ότι $d = R_a + R_X$ όπου R_a και R_X είναι οι ακτίνες του βλήματος και του στόχου αντίστοιχα. Τότε, από την εξίσωση $R = R_0 A^{1/3}$ για την ακτίνα του πυρήνα προκύπτει

$$d = R_a + R_X = R_0 \left(A_a^{1/3} + A_X^{1/3} \right) \quad (1.15)$$

Με αντικατάσταση των σταθερών [12] προκύπτει

$$T_a^C \simeq 1.2 \frac{Z_a Z_X}{A_a^{1/3} + A_X^{1/3}} (\text{MeV}) \quad (1.16)$$

Η ενέργεια που δαπανάται από το βλήμα δεν χάνεται καθώς μεταφέρεται με ανάδραση στον στόχο. Η ορμή του βλήματος θα πρέπει να ισούται με την ορμή του σύνθετου πυρήνα. Επομένως η κινητική ενέργεια του σύνθετου πυρήνα είναι

$$T_{cn} = T_a^C \left(\frac{m_a}{M_{cn}} \right) \quad (1.17)$$

όπου M_{cn} είναι η μάζα του σύνθετου πυρήνα. Το υπόλοιπο της T_a^C δαπανάται για την διέγερση του σύνθετου πυρήνα. Κατά την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα, το σύνολο της T_a^C μοιράζεται ως μάζα και κινητική ενέργεια στα προϊόντα.

1.3.3 Ολική ενέργεια κατώφλιου

Στην περίπτωση που το βλήμα είναι ουδέτερο σωματίδιο, το κατώφλι ενέργειας υπολογίζεται από την σχέση (1.11) αν $Q < 0$, ενώ αν $Q > 0$ δεν υπάρχει κατώφλι. Όταν το βλήμα είναι φορτισμένο σωματίδιο θα έπρεπε κανονικά να ληφθεί υπ όψιν και το φράγμα Coulomb για τον υπολογισμό της ενέργειας κατώφλιου. Πολλές φορές όμως, η ενέργεια του σωματιδίου δεν χρειάζεται να είναι μεγαλύτερη από το φράγμα δυναμικού Coulomb, καθώς λόγω του φαινομένου σήραγγας το σωματίδιο μπορεί να το ξεπεράσει ακόμη και αν έχει χαμηλότερη ενέργεια. Επομένως πιο αυστηρό κριτήριο θεωρείται το κινηματικό κατώφλι.

1.4 Ενέργεια σύνδεσης

Η ενέργεια σύνδεσης ενός πυρήνα είναι η ενέργεια που χρειάζεται για τον διαχωρισμό όλων των συστατικών του νετρονίων και πρωτονίων. Η σχέση $m_{nuc} = Zm_p + Nm_n - B/c^2$ δίνει τη μάζα του πυρήνα συναρτήσει της ενέργειας σύνδεσης. Όμως στην πράξη μπορούμε να μετρήσουμε πολύ ευκολότερα την ατομική μάζα. Γι' αυτό χρειάζεται να μετατρέψουμε την παραπάνω εξίσωση ώστε να μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ατομική μάζα. Έτσι, αν m_a είναι η μάζα του ουδέτερου ατόμου,

$$m_a = Z(m_p + m_e) + Nm_n - \frac{B}{c^2} - \frac{b}{c^2} \quad (1.18)$$

όπου b είναι η ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων η οποία είναι πάρα πολύ μικρή συγκριτικά με τους υπόλοιπους όρους της εξίσωσης και συνήθως αγνοείται. Λύνοντας την παραπάνω εξίσωση ως προς την ενέργεια σύνδεσης B , καταλήγουμε στην σχέση

$$B = (Z(m_p + m_e) + Nm_n - m_a) c^2 \quad (1.19)$$

Πολλές φορές μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε την ενέργεια για να αποσπάσουμε ένα νετρόνιο ή ένα πρωτόνιο από τον πυρήνα. Η ενέργεια διαχωρισμού του νετρονίου, S_n , ορίζεται ως η διαφορά των ενεργειών σύνδεσης του A_ZX_N και του ${}^{A-1}_ZX_{N-1}$. Δηλαδή

$$S_n = B({}^A_ZX_N) - B({}^{A-1}_ZX_{N-1}) = [m({}^{A-1}_ZX_{N-1}) - m({}^A_ZX_N) + m_n] c^2 \quad (1.20)$$

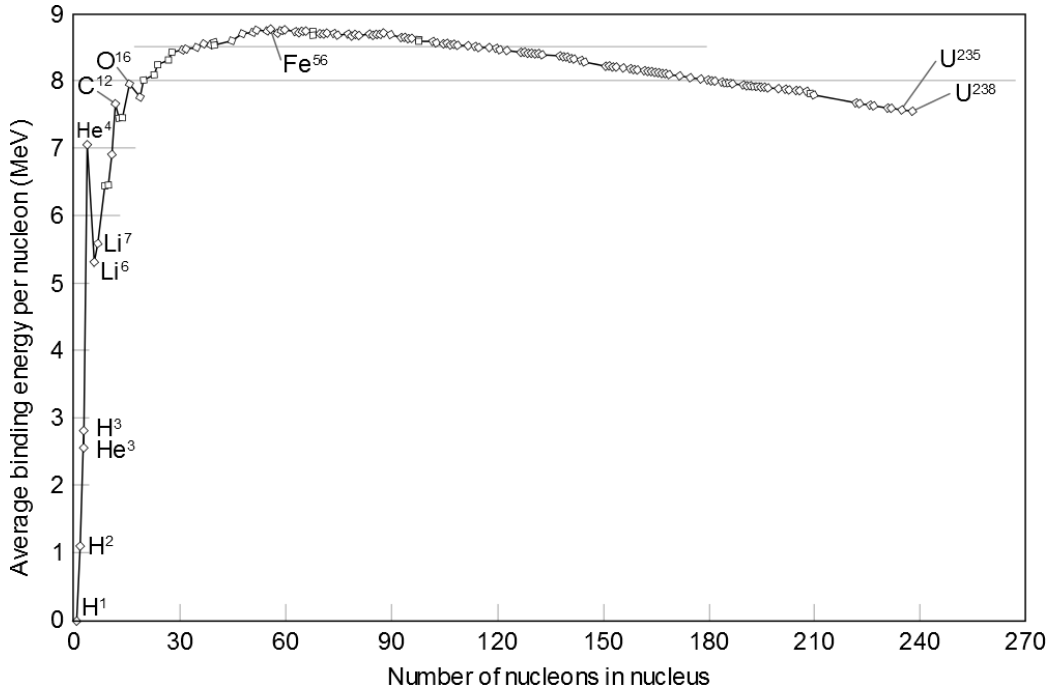
Αντίστοιχα, η ενέργεια διαχωρισμού του πρωτονίου, S_p , είναι

$$S_p = B({}^A_ZX_N) - B({}^{A-1}_{Z-1}X_N) = [m({}^{A-1}_{Z-1}X_N) - m({}^A_ZX_N) + m_p + m_e] c^2 \quad (1.21)$$

Το ανάλογο στην ατομική φυσική είναι η ενέργεια ιονισμού, η οποία είναι η ενέργεια που χρειάζεται για να αποσπαστεί ένα ηλεκτρόνιο από ένα άτομο. Το γεγονός αυτό, μεταξύ άλλων, είναι μια ένδειξη ότι στον πυρήνα τα νουκλεόνια τοποθετούνται με τρόπο ανάλογο των ηλεκτρονίων στα ατομικά τροχιακά.

Ένα πολύ χρήσιμο μέγεθος που χρησιμοποιούμε είναι η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο B/A . Στην εικόνα 1.2 βλέπουμε την ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσει του μαζικού αριθμού. Από αυτή την καμπύλη μπορούμε να εξαγάγουμε πολλά ενδιαφέροντα συμπεράσματα. Πρώτα απ' όλα, παρατηρούμε ότι αν εξαιρέσουμε τους ελαφρούς πυρήνες, στους υπόλοιπους η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο

είναι σχεδόν σταθερή και περίπου ίση με 8 MeV/nucleon . Επίσης παρατηρούμε ένα μέγιστο στην καμπύλη για $A = 56$ για τον πυρήνα του σιδήρου. Αυτό μας οδηγεί στο εκπληκτικό συμπέρασμα ότι αν μπορούσαμε με κάποιο τρόπο να διαχωρίσουμε έναν πυρήνα με $A > 56$ σε δύο ελαφρύτερους θα κερδίζαμε ενέργεια. Επίσης, θα κερδίζαμε ενέργεια αν μπορούσαμε να ενώσουμε δύο ελαφρούς πυρήνες. Η πρώτη διαδικασία ονομάζεται σχάση ενώ η δεύτερη σύντηξη.



Σχήμα 1.2: Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσει του μαζικού αριθμού

Η παραπάνω καμπύλη μας οδήγησε στη δημιουργία ενός ημιεμπειρικού τύπου που μας δείχνει την εξάρτηση της ενέργειας σύνδεσης από τον μαζικό και τον ατομικό αριθμό. Ο τύπος, που είναι γνωστός ως ημιεμπειρικός τύπος της μάζας, είναι ο εξής:

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (1.22)$$

Οι παράμετροι a_v , a_s , a_c , a_{sym} και a_p υπολογίζονται με προσαρμογή του τύπου στις ενέργειες σύνδεσης. Επομένως προκύπτει $a_v = 15.5 \text{ MeV}$, $a_s = 16.8 \text{ MeV}$, $a_c = 0.72 \text{ MeV}$, $a_{sym} = 23 \text{ MeV}$ και $a_p = 34 \text{ MeV}$ [3]. Ο τελευταίος όρος συνυπολογίζει την προτίμηση των ιδίων νουκλεονίων να σχηματίζουν ζεύγη μηδενικού spin. Για πυρήνα με περιττό αριθμό νουκλεονίων (περιττό Z και άρτιο N ή αντίστροφα), ο πέμπτος όρος μηδενίζεται. Η συνεισφορά του όρου είναι θετική όταν ο αριθμός των πρωτονίων και ο αριθμός των νετρονίων είναι άρτιος ενώ είναι αρνητικός όταν είναι περιττός. Δηλαδή,

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} \delta_0, & Z, N \text{ άρτιοι} \\ 0, & A \text{ περιττός} \\ -\delta_0, & Z, N \text{ περιττοί} \end{cases}$$

όπου $\delta_0 = a_p A^{-3/4}$.

1.5 Αντιδράσεις σχάσης

Η πυρηνική φυσική και συγκεκριμένα η σχάση γνώρισε τεράστια άνθιση την δεκαετία του 1930. Η ανακάλυψη του νετρονίου το 1932 από τον Chadwick άνοιξε νέους ορίζοντες για την πυρηνική φυσική. Ο Enrico Fermi και οι συνεργάτες του στην Ιταλία πειραματίζονταν με στοιχεία που βομβάρδιζαν με νετρόνια. Ανακάλυψαν ότι πολλοί πυρήνες αποδιεγείρονται με β^- -διάσπαση μετά την σύλληψη του νετρονίου στην προσπάθεια του πυρήνα να μετατρέψει το επιπλέον νετρόνιο σε πρωτόνιο. Έτσι, το αποτέλεσμα είναι ένας πυρήνας με ατομικό αριθμό κατά μία μονάδα μεγαλύτερο. Ο Fermi τιμήθηκε με το βραβείο Nobel το 1938 για αυτή του την προσφορά.

Το επόμενο βήμα ήταν η προσπάθεια δημιουργίας υπερουράνιων στοιχείων με την τεχνική της σύλληψης νετρονίου. Ωστόσο, η έρευνα προς αυτή την κατεύθυνση οδήγησε σε απροσδόκητα αποτελέσματα. Το 1939 οι Hahn και Strassman απέδειξαν χρησιμοποιώντας ραδιοχημικές μεθόδους ότι κατά την ακτινοβόληση του ουρανίου με νετρόνια παράγεται βάριο. Επίσης, άλλα πειράματα έδειξαν την ύπαρξη και άλλων πυρήνων μέσης μάζας καθώς και την έκλυση ενέργειας της τάξης των 100 MeV. Μέχρι τότε δεν είχε παρατηρηθεί ποτέ κάποια α -διάσπαση που να απελευθερώνει τόσο μεγάλη ποσά ενέργειας. Με αυτά τα στοιχεία, οι Meitner και Frisch πρότειναν το 1939 την σχάση του πυρήνα του ουρανίου όταν συλλάβει ένα νετρόνιο.

Η σχάση πηγάζει από τον ανταγωνισμό μεταξύ της πυρηνικής δύναμης που προσπαθεί να συγκρατήσει τον πυρήνα ενωμένο και της δύναμης Coulomb που προσπαθεί να τον διασπάσει. Έτσι, αν ο πυρήνας αποκτήσει αρκετή ενέργεια για να υπερνικήσει το φράγμα δυναμικού που τον συγκρατεί, θα ακολουθήσει πυρηνική σχάση κατά τρόπο παρόμοιο με την α -διάσπαση. Επιπλέον, παρατηρήθηκε ότι μαζί με την σχάση του πυρήνα σε δύο θυγατρικούς, εκπέμπεται και ένας αριθμός νετρονίων τα οποία μπορούν να προκαλέσουν με την σειρά τους άλλες σχάσεις. Αυτή η αλυσιδωτή αντίδραση μπορεί να χρησιμοποιηθεί ελεγχόμενα για την παραγωγή ενέργειας, καθώς και ανεξέλεγκτα στην ατομική βόμβα.

1.5.1 Η διαδικασία της σχάσης

Στο σχήμα 1.2 παρουσιάστηκε η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσεως του μαζικού αριθμού. Παρατηρούμε ότι η καμπύλη είναι φθίνουσα για στοιχεία με μαζικό αριθμό μεγαλύτερο του 56. Αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι αν γινόταν να διαχωριστεί ένα στοιχείο σε δύο άλλα στοιχεία που η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο για το καθένα θα ήταν μεγαλύτερη από του αρχικού, θα είχαμε περίσσεια ενέργειας.

Ο πυρήνας ^{238}U έχει ενέργεια σύνδεσης περίπου ίση με 7.6 MeV/nucleon. Αν θεωρήσουμε την σχάση του ^{238}U σε δύο ισοβαρή προϊόντα με $A = 119$, τότε η ενέργεια σύνδεσης είναι περίπου ίση με 8.5 MeV/nucleon για τον κάθε πυρήνα. Επομένως και οι δύο πυρήνες είναι πιο ισχυρά δέσμιοι από τον αρχικό. Επομένως η συνολική ενέργεια σύνδεσης μεταβάλλεται από $-7.6 \times 238 = -1809$ MeV στον πυρήνα του ^{238}U σε $-8.5 \times 238 = -2033$ MeV για τους δύο θυγατρικούς πυρήνες. Για να ισχύει η αρχή διατήρησης της ενέργειας θα πρέπει να απελευθερωθούν 214 MeV με μορφή κινητικής ενέργειας στα προϊόντα της σχάσης ή με εκπομπή φωτονίων από τα προϊόντα της σχάσης.

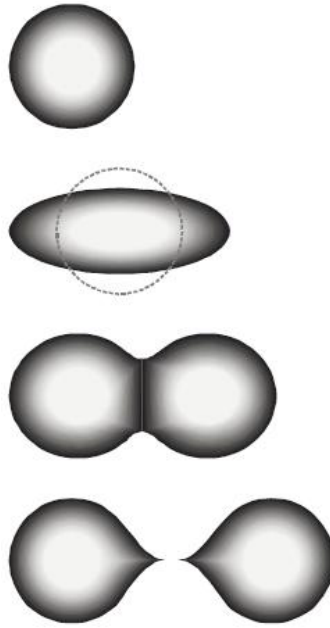
Μερικά πολύ βαριά στοιχεία αποδιεγείρονται με την διαδικασία της αυθόρμητης σχάσης σε δύο ελαφρύτερους πυρήνες. Για παράδειγμα, το ^{252}Cf έχει χρόνο ημιζωής 2.638 y [13] και συνήθως αποδιεγείρεται με α -διάσπαση. Ωστόσο, υπάρχει πιθανότητα 3.09% ο πυρήνας ^{252}Cf να υποβληθεί σε αυθόρμητη σχάση. Τέτοιοι πυρήνες είναι σπάνιοι καθώς αποδιεγείρονται με α -διάσπαση με πολύ μεγαλύτερη πιθανότητα και έτσι το φαινόμενο της αυθόρμητης σχάσης δεν παρατηρείται. Στον πίνακα 1.1 παρουσιάζονται μερικοί πυρήνες και οι αντίστοιχες πιθανότητες αυθόρμητης σχάσης για τον καθένα.

Πυρήνας	Χρόνος ημιζωής	Πιθανότητα σχάσης (%)	Παραγόμενα νετρόνια
^{235}U	$7.04 \times 10^8 \text{ y}$	2.0×10^{-7}	1.86
^{238}U	$4.47 \times 10^9 \text{ y}$	5.4×10^{-5}	2.07
^{237}Np	$2.14 \times 10^6 \text{ y}$	2.1×10^{-12}	2.05
^{239}Pu	$2.41 \times 10^4 \text{ y}$	4.4×10^{-10}	2.16
^{241}Am	433.6 y	4.1×10^{-10}	3.22
^{248}Cm	$3.39 \times 10^5 \text{ y}$	8.26	3.14
^{250}Cm	6900 y	61.0	3.31
^{250}Cf	13.08 y	0.077	3.49
^{254}Cf	60.5 d	99.69	3.89
^{254}Fm	3.24 h	0.053	4.00

Πίνακας 1.1: Πυρήνες στους οποίους εμφανίζεται αυθόρμητη σχάση. Όλοι οι παραπάνω αποδιεγείρονται και με α -διάσπαση που συνήθως είναι και η μόνη διαδικασία διάσπασης [2]

Κάθε βαρύς πυρήνας μπορεί να υποβληθεί σε σχάση και να απελευθερώσει ενέργεια αν φυσικά βομβαρδιστεί με κάποιο σωματίδιο κατάλληλης ενέργειας. Όμως πολύ λίγοι πυρήνες έχουν την δυνατότητα να πραγματοποιήσουν σχάση με ένα νετρόνιο αμελητέας ενέργειας. Η ενέργεια σύνδεσης αυτού του νετρονίου στον σύνθετο πυρήνα παρέχει αρκετή ενέργεια ώστε ο πυρήνας να παραμορφωθεί αρκετά ώστε να επιτευχθεί σχάση. Πυρήνες όπως οι ^{233}U , ^{235}U και ^{239}Pu οι οποίοι έχουν την δυνατότητα να πραγματοποιήσουν σχάση με την απορρόφηση νετρονίων πολύ χαμηλής ενέργειας ονομάζονται σχάσιμοι (*fissile*) και παίζουν καθοριστικό ρόλο στις εφαρμογές της πυρηνικής φυσικής και στους σύγχρονους πυρηνικούς αντιδραστήρες. Πυρήνες όπως το ^{238}U και το ^{240}Pu που πραγματοποιούν σχάση με την απορρόφηση νετρονίων ενέργειας μερικόν MeV ονομάζονται *fissionable*.

Το 1939 οι Bohr και Wheeler [14] θεώρησαν τον πυρήνα ως μια υγρή σφαίρα. Η σφαίρα απορροφά ενέργεια από το βλήμα και αρχίζει να παραμορφώνεται παίρνοντας το σχήμα ελλειψοειδούς εκ περιστροφής. Μια τέτοια παραμόρφωση οδηγεί σε αύξηση της επιφάνειας υπό σταθερό όγκο. Το ελλειψοειδές εκ περιστροφής έχει όγκο $\frac{4}{3}\pi ab^2$ όπου a και b είναι ο μεγάλος και ο μικρός άξονας του ελλειψοειδούς αντίστοιχα. Αν R είναι η ακτίνα του αρχικά σφαιρικού πυρήνα, τότε αφού ο όγκος παραμένει σταθερός θα πρέπει $ab^2 = R^3$. Έστω επίσης ότι ο μεγάλος άξονας του ελλειψοειδούς είναι



Σχήμα 1.3: Τα στάδια της σχάσης σύμφωνα με το πρότυπο της υγρής σφαίρας των Bohr και Wheeler

μεγαλύτερος από την ακτίνα του σφαιρικού πυρήνα κατά ϵ . Τότε προφανώς

$$a = (1 + \epsilon)R \quad (1.23)$$

$$b = (1 + \epsilon)^{-1/2}R \quad (1.24)$$

Αν ο πυρήνας παραμορφωθεί πέρα από κάποιο όριο όπου η επιφανειακή τάση που δρα ως δύναμη επαναφοράς δεν μπορεί να τον επαναφέρει στο αρχικό σφαιρικό του σχήμα, τελικά θα διασπαστεί. Καταλυτικό ρόλο παίζουν και οι δυνάμεις Coulomb που αναπτύσσονται και τείνουν να τον επιμηκύνουν. Η επιφάνεια του ελλειψοειδούς ανεπτυγμένη κατά Taylor δίνεται από την σχέση

$$S = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 - \frac{52}{105}\epsilon^3 + \dots \right) \quad (1.25)$$

Με τον ίδιο τρόπο μεταβάλλεται ο επιφανειακός όρος της σχέσης (1.22) συναρτήσει της παραμόρφωσης, δηλαδή του ϵ . Ο όρος Coulomb στην περίπτωση του ελλειψοειδούς παίρνει την μορφή

$$a_c Z^2 A^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \frac{4}{21}\epsilon^3 + \dots \right)$$

Έτσι, η διαφορά ενέργειας του ελλειψοειδούς πυρήνα και του αντίστοιχου σφαιρικού

πυρήνα ίδιου όγκου είναι

$$\begin{aligned}
 \Delta E &= B(\epsilon) - B(\epsilon = 0) \\
 &= -a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 - \frac{52}{105}\epsilon^3 + \dots \right) - a_c Z^2 A^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \frac{4}{21}\epsilon^3 + \dots \right) \\
 &\quad + a_s A^{2/3} + a_c Z^2 A^{-1/3} \\
 &\simeq \left(-\frac{2}{5}a_s A^{2/3} + \frac{1}{5}a_c Z^2 A^{-1/3} \right) \epsilon^2 + \left(\frac{52}{105}a_s A^{2/3} - \frac{4}{21}a_c Z^2 A^{-1/3} \right) \epsilon^3 \quad (1.26)
 \end{aligned}$$

Για να γίνει αυθόρμητη σχάση θα πρέπει $\Delta E > 0$. Αφού $\epsilon \ll 1$, ο δεύτερος όρος μπορεί να αγνοηθεί, και η συνθήκη της αυθόρμητης σχάσης προκύπτει

$$\frac{Z^2}{A} > 2 \frac{a_s}{a_c}$$

όπου αντικαθιστώντας τις τιμές των a_s και a_c καταλήγουμε στη σχέση

$$\frac{Z^2}{A} > 47 \quad (1.27)$$

Η παραπάνω συνθήκη είναι πολύ σημαντική γιατί αποτελεί πρακτικά ένα όριο στην ύπαρξη των στοιχείων. Εφόσον ο μαζικός αριθμός δεν μπορεί να αυξάνεται επ' άπειρον, τίθεται ένα όριο για τον μέγιστο ατομικό αριθμό πριν γίνει επιτρεπτή η αυθόρμητη σχάση.

1.5.2 Προϊόντα σχάσης

Εν γένει, τα προϊόντα μίας σχάσης δεν είναι μονοσήμαντα ορισμένα. Δηλαδή η σχάση του ίδιου στοιχείου μπορεί να παράξει διαφορετικές περιπτώσεις θυγατρικών πυρήνων, αρκεί να διατηρείται ο συνολικός αριθμός των νουκλεονίων. Σε σχάσεις που προκαλούνται από σωματίδια χαμηλής ενέργειας παρατηρείται η δημιουργία ενός βαρύ και ενός ελαφρύτερου θυγατρικού πυρήνα. Δηλαδή τα προϊόντα της σχάσης δεν είναι ισοβαρείς πυρήνες. Αντιθέτως, όταν μια σχάση προκαλείται από σωματίδια πολύ υψηλής ενέργειας, οι θυγατρικοί πυρήνες τείνουν να γίνουν ισοβαρείς. Αυτό το φαινόμενο δεν έχει εξηγηθεί ακόμα θεωρητικά.

Για λόγους μεγαλύτερης σταθερότητας, οι θυγατρικοί πυρήνες εκπέμπουν νετρόνια άμεσα μετά τη σχάση σε χρόνο λιγότερο από 10^{-16} s. Αυτά τα νετρόνια ονομάζονται *άμεσα νετρόνια* (prompt). Επίσης, ένα προϊόν σχάσης μπορεί να κάνει β -διάσπαση απελευθερώνοντας ακόμη ένα νετρόνιο. Αυτά τα νετρόνια ονομάζονται *καθυστερημένα νετρόνια*. Τα καθυστερημένα νετρόνια εκπέμπονται συνήθως μερικά δευτερόλεπτα μετά την διαδικασία της σχάσης.

Ένα ακόμη προϊόν σχάσης είναι τα φωτόνια τα οποία εκπέμπονται τόσο τη στιγμή της σχάσης (άμεσα φωτόνια) όσο και από τα προϊόντα της σχάσης (καθυστερημένα φωτόνια). Τέλος, εκπέμπονται σωματίδια β καθώς και νετρίνα.

1.5.3 Ενέργεια σχάσης

Σε αυτή την ενότητα θα χρησιμοποιηθούν ως παραδείγματα οι πυρήνες του ^{235}U και του ^{238}U αφενός για να εξηγηθεί το γεγονός ότι κάποιοι πυρήνες σχάζονται ακόμη και με νετρόνια σχεδόν μηδενικής ενέργειας και αφετέρου γιατί αυτά τα δύο ισότοπα του ουρανίου είναι ίσως τα σημαντικότερα ισότοπα όσον αφορά την σχάση.

Θεωρώντας ότι το προσπίπτον νετρόνιο είναι θερμικό, η κινητική του ενέργεια είναι αμελητέα. Επομένως, η ενέργεια του σύνθετου πυρήνα είναι

$$\begin{aligned} m(^{236}\text{U}^*)c^2 &= [m(^{235}\text{U}) + m_n]c^2 \\ &= (235.043924 \text{ u} + 1.008665 \text{ u})c^2 \\ &= (236.052589 \text{ u})c^2 \\ &= 219881.6 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Η ενέργεια του πυρήνα ^{236}U στην βασική του κατάσταση είναι $(236.045563 \text{ u})c^2 = 219875.1 \text{ MeV}$. Άρα η ενέργεια διέγερσης είναι $E_{ex} = 219881.6 - 219875.1 = 6.5 \text{ MeV}$. Ομοίως, για το ^{238}U , η αντίστοιχη ενέργεια διέγερσης υπολογίζεται $E_{ex} = 4.8 \text{ MeV}$.

Η ενέργεια ενεργοποίησης για την σχάση του σύνθετου πυρήνα ^{236}U είναι 6.2 MeV ενώ του ^{239}U είναι 6.6 MeV . Επομένως, αν ο πυρήνας ^{235}U προσλάβει ένα νετρόνιο οποιασδήποτε ενέργειας μπορεί εν δυνάμει να πραγματοποιήσει σχάση, ενώ για την περίπτωση του ^{238}U , το νετρόνιο θα πρέπει να έχει οπωσδήποτε κινητική ενέργεια μερικών MeV για να προκληθεί σχάση. Αυτή η διαφορά μεταξύ των δύο ισωτόπων μπορεί να εξηγηθεί θεωρητικά από τον όρο ζευγαρώματος του ημιεμπειρικού τύπου της μάζας.

Οι θυγατρικοί πυρήνες από μια σχάση έχουν πολύ μεγαλύτερη μάζα από τα νετρόνια που εκπέμπονται με αποτέλεσμα τα νετρόνια να συνεισφέρουν ελάχιστα στην διατήρηση της ορμής. Επομένως, προσεγγιστικά μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι δύο θυγατρικοί πυρήνες εκπέμπονται σε αντίθετες κατευθύνσεις με την ίδια κατά μέτρο ορμή. Εφαρμόζοντας την αρχή της διατήρησης της ορμής προκύπτει $m_1 u_1 = m_2 u_2$ για τον πρώτο και τον δεύτερο θυγατρικό πυρήνα. Επομένως υψώνοντας στο τετράγωνο προκύπτει $m_1^2 u_1^2 = m_2^2 u_2^2$. Από την τελευταία σχέση προκύπτει το συμπέρασμα ότι ο λόγος των ενεργειών των θυγατρικών πυρήνων είναι απλά ο λόγος των μαζών τους.

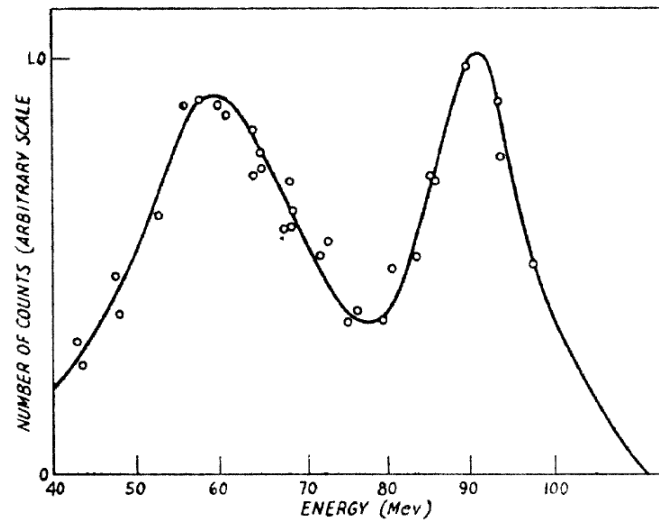
$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (1.28)$$

Η ενεργειακή κατανομή των άμεσων νετρονίων της σχάσης εκφράζεται από την συνάρτηση $\chi(E)$ η οποία δίνει το κλάσμα των νετρονίων ανά μονάδα ενέργειας που προκύπτουν από την σχάση με ενέργεια E . Η συνάρτηση $\chi(E)$ είναι μια κατανομή Maxwell-Boltzmann με την μορφή που παρουσιάζεται στην εξίσωση (1.29) [13].

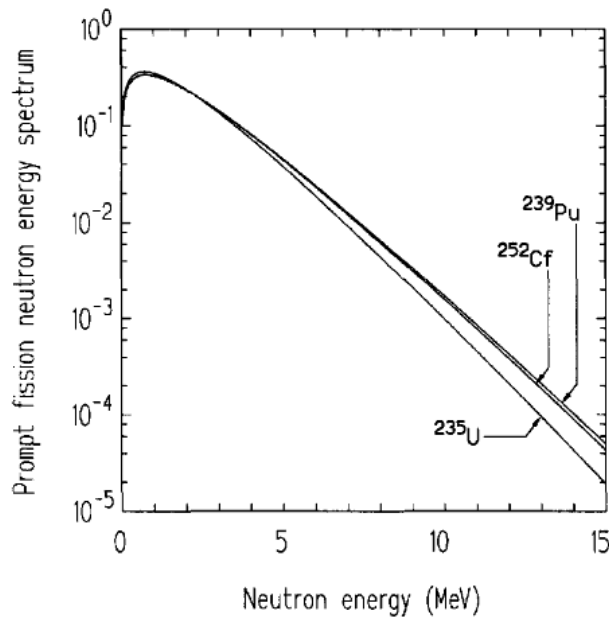
$$\chi(E) = \frac{e^{-\frac{E+a}{b}}}{\sqrt{\pi ab}} \sinh \sqrt{\frac{4aE}{b^2}} \quad (1.29)$$

Στην παραπάνω εξίσωση, οι παράμετροι a και b προσδιορίζονται πειραματικά για την σχάση κάθε ισωτόπου. Επίσης ισχύει

$$\int_0^\infty \chi(E) dE = 1$$



Σχήμα 1.4: Ενεργειακό φάσμα των προϊόντων της σχάσης του ^{235}U από νετρόνια ενέργειας 2.5 MeV [1]



Σχήμα 1.5: Ενεργειακό φάσμα άμεσων νετρονίων από την σχάση διάφορων ισοτόπων [2]

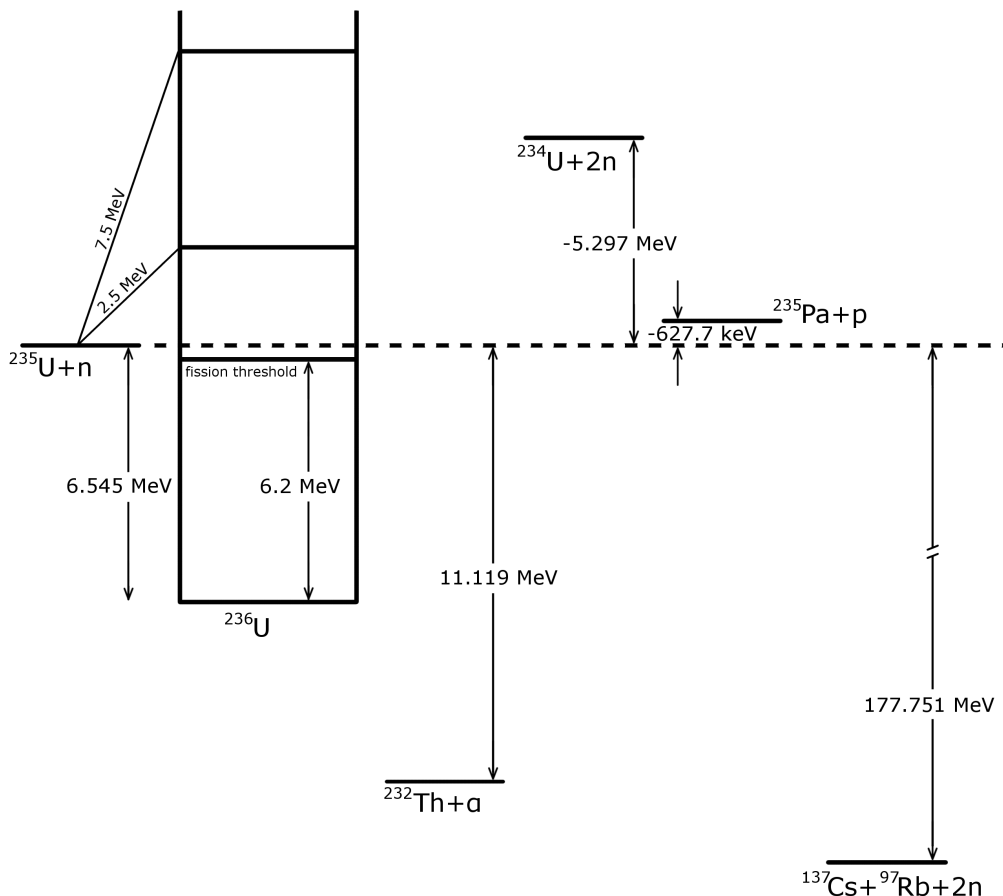
Η μέση ενέργεια των άμεσων νετρονίων είναι περίπου ίση με 2 MeV. Επίσης, από κάθε σχάση παράγονται κατά μέσο όρο 2.5 νετρόνια. Επομένως, η ενέργεια που μοιράζεται μεταξύ των νετρονίων δεν ξεπερνά κατά μέσο όρο τα 5 MeV. Την μερίδα του λέοντος έχουν οι θυγατρικοί πυρήνες οι οποίοι όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4 λαμβάνουν περίπου 150 MeV συνολικά. Η υπόλοιπη ενέργεια (περίπου 35 MeV) καταλήγει στις β -διασπάσεις καθώς και στα άμεσα και τα καθυστερημένα φωτόνια.

Τα καθυστερημένα νετρόνια που εκπέμπονται από τα προϊόντα της σχάσης έχουν αρκετά χαμηλότερη κινητική ενέργεια από τα άμεσα. Συνήθως η ενέργειά τους κυ-

μείνεται στην τάξη των μερικών εκατοντάδων keV. Το ενεργειακό τους φάσμα είναι μια υπέρθεση των ενεργειακών φασμάτων όλων των προϊόντων της σχάσης τα οποία μπορούν να αποδιεγερθούν με εκπομπή νετρονίου.

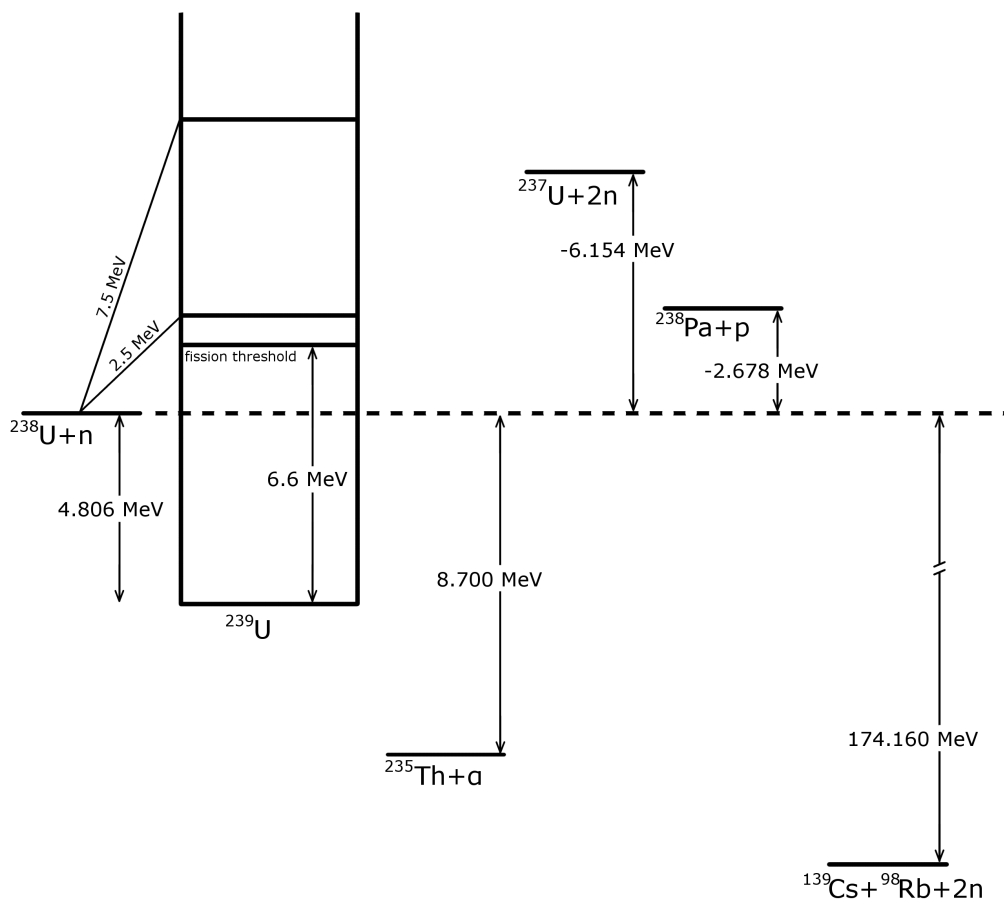
1.6 Οι αντιδράσεις σχάσης του πειράματος

Στο πείραμα πραγματοποιήθηκε σχάση των ισοτόπων ^{235}U , ^{238}U και ^{237}Np . Όπως φαίνεται από τα σχήματα 1.6, 1.7 και 1.8, το ^{235}U διαφέρει σημαντικά από τα άλλα ως προς το γεγονός του κατώφλι σχάσης. Ενώ το ^{235}U έχει αρνητικό κατώφλι σχάσης, το ^{238}U και το ^{237}Np παρουσιάζουν θετικό κατώφλι σχάσης. Για το ^{238}U η κινητική ενέργεια του νετρονίου θα πρέπει να ξεπερνά τα 1.8 MeV ενώ για το ^{237}Np θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 700 keV περίπου.

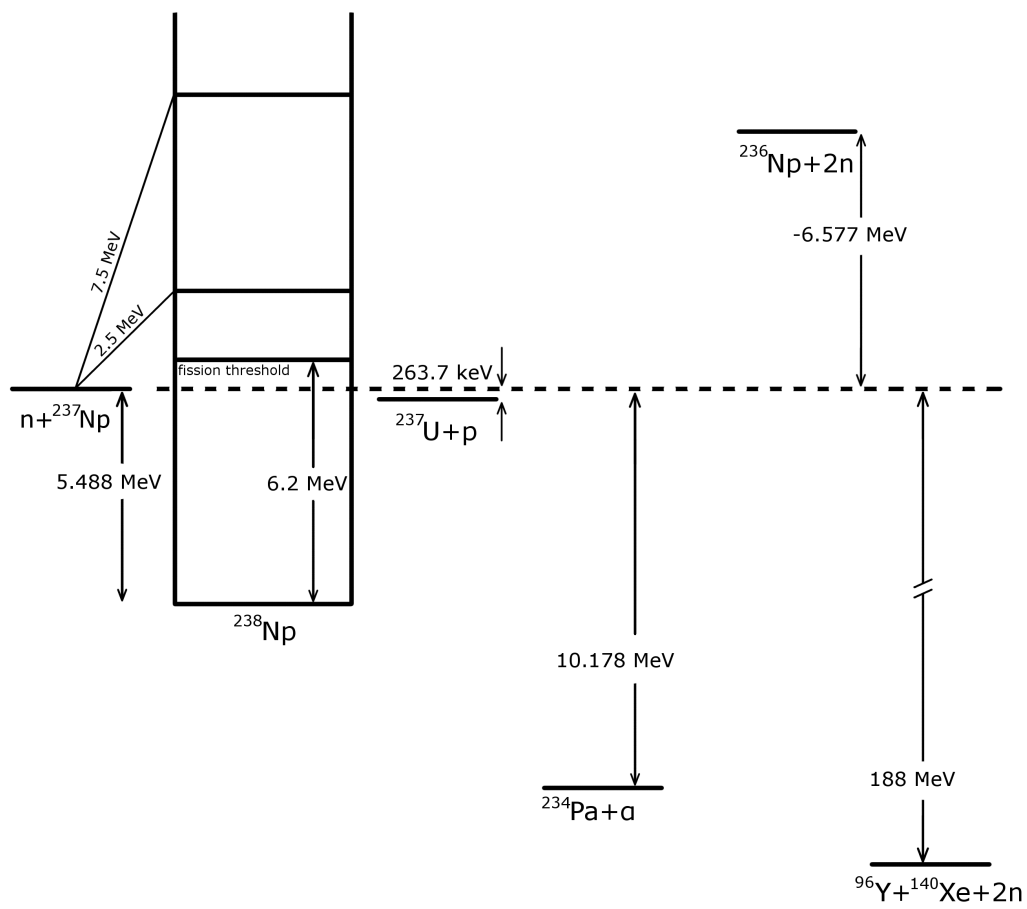


Σχήμα 1.6: Ενεργειακό διάγραμμα σχάσης του ^{235}U [3, 4]

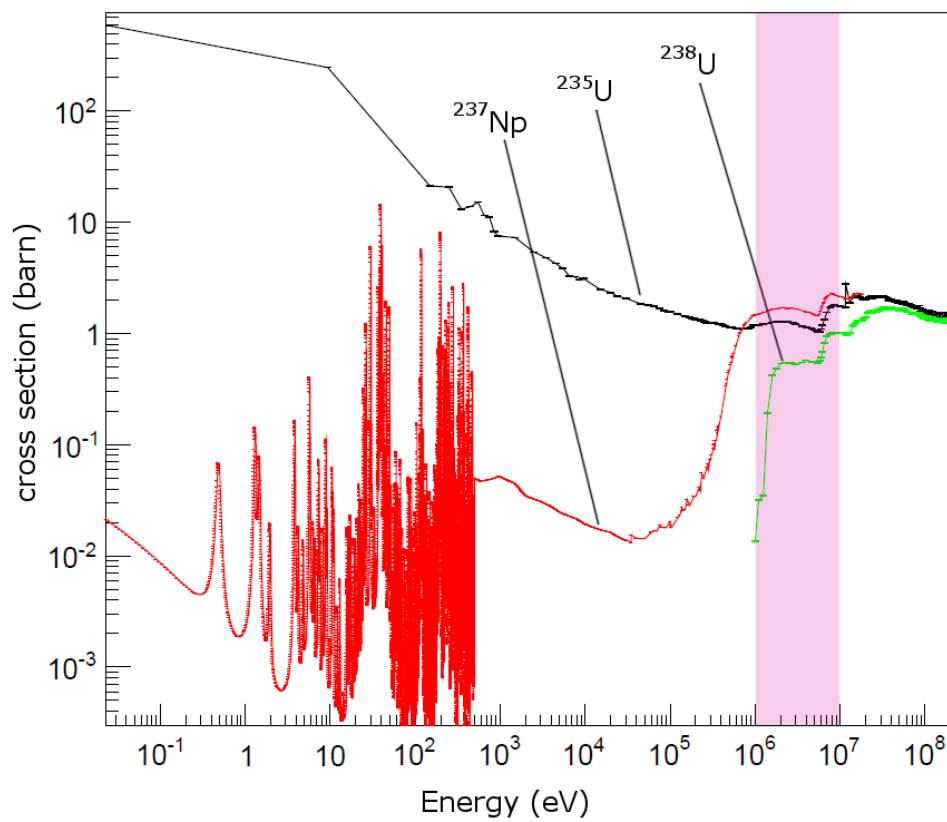
Στην εικόνα 1.9 παρουσιάζεται η ενεργός διατομή για το κάθε υπό μελέτη ισότοπο. Το ^{237}Np αναμένεται να έχει την μεγαλύτερη ενεργό διατομή για τις ενέργειες που μελετήθηκαν. Είναι φανερό ότι το ^{238}U παρουσιάζει κατώφλι σχάσης. Το ^{237}Np παρόλο που έχει κατώφλι σχάσης, φαίνεται να έχει μη μηδενική ενεργό διατομή ακόμη και για θερμικά νετρόνια. Αυτό συμβαίνει λόγω του χαμηλού κατώφλιου σχάσης που επιτρέπει μέσω φαινομένου σήραγγας να πραγματοποιηθεί σχάση.



Σχήμα 1.7: Ενεργειακό διάγραμμα σχάσης του ^{238}U [3, 4]



Σχήμα 1.8: Ενεργειακό διάγραμμα σχάσης του ^{237}Np [3, 4]



Σχήμα 1.9: Ενεργές διατομές της σχάσης με νετρόνια των ιστόπων ^{235}U , ^{238}U και ^{237}Np . Η τονισμένη περιοχή αντιστοιχεί σε ενέργειες 1 – 10 MeV [5]

2.1 Βασικά στοιχεία ανιχνευτών

Οι ανιχνευτές αποτελούν αναπόσπαστο κομμάτι της σύγχρονης επιστήμης και τεχνολογίας. Τα τελευταία χρόνια έχουν εδραιώσει την θέση τους τόσο στον κλάδο της επιστημονικής έρευνας όσο και των εφαρμογών όπως για παράδειγμα στην ιατρική. Ανεξάρτητα από την χρήση και το είδος τους, ο σκοπός όλων των ανιχνευτών είναι να μετατρέψουν σε ωφέλιμο σήμα τις πληροφορίες της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Για να επιτευχθεί αυτό, ο ανιχνευτής υποστηρίζεται από ένα σύστημα εξωτερικών ηλεκτρονικών και μηχανολογικών μονάδων που όλο μαζί ονομάζεται ανιχνευτική διάταξη.

Οι ανιχνευτές αερίου έχουν ήδη διαγράψει μια επιτυχημένη πορεία σχεδόν ενός ολόκληρου αιώνα. Συνεχώς εξελίσσονται παράγοντας νέα είδη με βελτιωμένες ιδιότητες. Κάθε είδος έχει συγκεκριμένα μειονεκτήματα και πλεονεκτήματα αλλά εν γένει μπορούν να σημειωθούν κάποια συγκεκριμένα χαρακτηριστικά που μοιράζονται όλοι οι ανιχνευτές αερίου.

Οι ανιχνευτές αερίου χρησιμοποιούν ως ενεργό υλικό ένα μείγμα αερίων. Αυτό επιτρέπει χαμηλό κόστος σε σχέση με άλλα είδη ανιχνευτών και κυρίως πολύ μεγάλο όγκο. Με έναν ανιχνευτή αερίου μπορεί να εξεταστεί όλος ο χώρος γύρω από μία πηγή εύκολα και με χαμηλό κόστος. Επίσης, είναι πολύ ανθεκτικοί ανιχνευτές και δεν χρειάζονται ιδιαίτερους χειρισμούς όπως για παράδειγμα ένας ανιχνευτής γερμανίου ο οποίος είναι απαραίτητο να ψυχθεί πριν και κατά την διάρκεια της χρήσης του.

Οι ανιχνευτές αερίου έχουν και μειονεκτήματα τα οποία δημιούργησαν την ανάγκη άλλων ανιχνευτών για ορισμένες εφαρμογές. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι αρκετά φτωχότερη από έναν ανιχνευτή στερεάς κατάστασης. Μπορεί βεβαίως να βελτιωθεί αυξάνοντας την πίεση του αερίου αλλά σε καμία περίπτωση δεν μπορεί να φτάσει αυτήν ενός ανιχνευτή γερμανίου ή πυριτίου. Επίσης, τα αέρια που χρησιμοποιούνται θα πρέπει να είναι υψηλής καθαρότητας για να εξασφαλιστεί ότι το ενεργό μέσο δεν μεταβάλλεται με τον χρόνο. Επίσης, τα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή είναι επιρρεπή σε εναποθέσεις άλλων στοιχείων που μειώνουν την απόδοσή τους.

Ίσως ο πιο επιτυχημένος ανιχνευτής αερίου για την καθημερινή μας ζωή είναι ο ανιχνευτής Geiger-Müller ο οποίος χρησιμοποιείται αποκλειστικά ως απαριθμητής. Τέτοιοι ανιχνευτές είναι φορητοί και χρησιμοποιούνται για μετρήσεις ραδιενέργειας.

2.1.1 Ευαισθησία

Το κύριο χαρακτηριστικό του κάθε ανιχνευτή είναι η ευαισθησία του να ανιχνεύει συγκεκριμένα είδη ακτινοβολίας σε ορισμένες ενέργειες. Οι παράγοντες που καθορίζουν την ευαισθησία του ανιχνευτή είναι η ενεργός διατομή των αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στον ανιχνευτή, η μάζα του, ο εγγενής θόρυβος και το υλικό του παραθύρου του αν υπάρχει.

Η μάζα του ανιχνευτή και η ενεργός διατομή της αντίδρασης παίζουν καθοριστικό ρόλο για την ανίχνευση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Τα φορτισμένα σωματίδια προκαλούν έντονο ιονισμό έτσι ώστε να είναι ανιχνεύσιμα από τους πιο πολλούς ανιχνευτές. Ωστόσο, αυτό δεν ισχύει για ουδέτερα σωματίδια που θα πρέπει πρώτα να προηγηθούν άλλες αντιδράσεις που θα οδηγήσουν στην δημιουργία άλλων σωματιδίων, ικανών να ιονίσουν το υλικό του ανιχνευτή. Η ενεργός διατομή τέτοιων αντιδράσεων είναι μικρή και γι' αυτό χρειάζεται αύξηση της μάζας του ανιχνευτή για να αυξηθεί η πιθανότητα αλληλεπίδρασης.

Ένας άλλος παράγοντας που καθορίζει την ευαισθησία του ανιχνευτή είναι ο θόρυβος που προκαλείται από τον ίδιο αλλά και από την ηλεκτρονική διάταξη που τον συνοδεύει. Ο θόρυβος θα πρέπει πάντα να ελαχιστοποιείται για την καλύτερη ανάλυση του σήματος. Τα ηλεκτρονικά και οι συνδέσεις παίζουν σημαντικό ρόλο στην ελάττωση του θορύβου και πρέπει να είναι υψηλής ποιότητας. Πολλές φορές ως θόρυβο θεωρούμε και ακτινοβολία η οποία όμως δεν είναι χρήσιμη για την μέτρηση που μας ενδιαφέρει.

Το υλικό από το οποίο είναι κατασκευασμένο το παράθυρο του ανιχνευτή θέτει ένα κάτω όριο για την ελάχιστη ενέργεια που μπορεί να έχει μια ακτινοβολία για να είναι ανιχνεύσιμη. Η ενέργεια της ακτινοβολίας θα πρέπει να είναι αρκετά ισχυρή για να διαπεράσει το παράθυρο. Επίσης, η ελάττωση της ενέργειας λόγω της διέλευσης από το παράθυρο πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη και γι' αυτό συνήθως τα παράθυρα των ανιχνευτών είναι από πολύ λεπτό υλικό και είναι πολύ ευαίσθητα.

2.1.2 Απόκριση του ανιχνευτή

Η απόκριση του ανιχνευτή αναφέρεται στην σχέση που έχει το ύψος του παλμού με την ενέργεια της ακτινοβολίας. Για πολλούς ανιχνευτές η απόκριση είναι γραμμική για ένα εύρος ενεργειών και για συγκεκριμένο τύπο ακτινοβολίας. Η εξάρτηση της απόκρισης από την ενέργεια της ακτινοβολίας αλλά και από το είδος της, οφείλεται στην διαφορετική αλληλεπίδραση της κάθε ακτινοβολίας με την ύλη.

Η συνάρτηση απόκρισης του ανιχνευτή είναι το φάσμα που λαμβάνουμε από ακτινοβολία δεδομένης ενέργειας. Στην ιδανική περίπτωση που η ακτινοβολία είναι μονοενεργειακή, το φάσμα θα έπρεπε να είναι μια συνάρτηση δέλτα. Ωστόσο, δημιουργείται μια Gaussian κορυφή, λόγω των διακυμάνσεων στον αριθμό των ιονισμών που πραγματοποιούνται, η οποία εξαρτάται από το είδος της ακτινοβολίας και τις αντιδράσεις που πραγματοποιούνται, σε συνάρτηση και με τις συνοδευτικές ηλεκτρονικές διατάξεις.

Η συνάρτηση απόκρισης μεταβάλλεται από ανιχνευτή σε ανιχνευτή και από ακτινοβολία σε ακτινοβολία. Για παράδειγμα, έστω ότι η ακτινοβολία που μας ενδιαφέρει

να μετρήσουμε είναι φορτισμένα σωματίδια όπως ηλεκτρόνια. Σε αυτή την περίπτωση, τα ηλεκτρόνια θα χωριστούν σε αυτά που θα εναποθέσουν όλη τους της ενέργεια στον ανιχνευτή και σε αυτά που πριν προλάβουν να το κάνουν αυτό θα καταφέρουν να διαφύγουν από την ενεργό περιοχή του ανιχνευτή. Έτσι, θα δημιουργηθεί μια Gaussian κορυφή η οποία θα προκληθεί από τα ηλεκτρόνια που αφήνουν όλη τους την ενέργεια ενώ θα δημιουργηθεί και μία ουρά χαμηλότερης ενέργειας από τα υπόλοιπα. Στην ουρά χαμηλότερης ενέργειας θα συνεισφέρουν και γεγονότα από ακτινοβολία *bremsstrahlung*.

Ομοίως, αν η μέτρηση αφορά ακτινοβολία γ λόγω των διαφορετικών αλληλεπιδράσεων που μπορούν να συμβούν, η κορυφή δεν μπορεί να είναι αμιγώς Gaussian. Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο θα συνεισφέρει με μια Gaussian κορυφή. Λόγω φαινομένου *compton* και δίδυμης γέννησης θα δημιουργηθεί και μία ουρά χαμηλότερης ενέργειας. Λόγω των διαφορετικών ενεργών διατομών κάθε αντίδρασης, η συνάρτηση απόκρισης του ανιχνευτή αλλάζει για κάθε ενέργεια και υλικό του ανιχνευτή.

Η συνάρτηση απόκρισης του ανιχνευτή μπορεί να επηρεαστεί από διάφορους παράγοντες. Για παράδειγμα, ένας ανιχνευτής με την ικανότητα μέτρησης σε όλο τον χώρο γύρω από την πηγή εξαλείφει το πρόβλημα των ηλεκτρονίων που διαφεύγουν χωρίς να εναποθέσουν όλη τους την ενέργεια στον ανιχνευτή. Επίσης, οι ανιχνευτές γερμανίου έχουν μεγάλη ενεργό διατομή για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο με αποτέλεσμα να μειώνεται δραματικά η ουρά χαμηλότερων ενεργειών σε σχέση με έναν σπινθηριστή ο οποίος λόγω χαμηλότερου Z είναι πιο επιρρεπής σε σκεδάσεις *Compton*.

Γνωρίζοντας την συνάρτηση απόκρισης ενός ανιχνευτή υπάρχει η δυνατότητα πρόβλεψης του φάσματος για την μέτρηση συγκεκριμένων ενεργειών. Αν $R(E, E')$ είναι η συνάρτηση απόκρισης του ανιχνευτή και $S(E')$ το φάσμα των ενεργειών της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, τότε το φάσμα που θα προκύψει δίνεται από την εξίσωση (2.1) η οποία δίνει την συνέλιξη των δύο συναρτήσεων.

$$f(E) = \int S(E')R(E, E') dE \quad (2.1)$$

Στην πράξη, η συνάρτηση απόκρισης υπολογίζεται πειραματικά κάνοντας αποσυνέλιξη του φάσματος.

Ο χρόνος απόκρισης του ανιχνευτή είναι ο χρόνος που χρειάζεται για τον σχηματισμό του σήματος από την στιγμή της άφιξης της ακτινοβολίας. Ο χρόνος ανύψωσης του σήματος θα πρέπει να είναι μικρός για καλή χρονική ακρίβεια. Επίσης, μικρή θα πρέπει να είναι και η διάρκεια του παλμού για να μπορεί να γίνει διαχωρισμός δύο κοντινών διαδοχικών γεγονότων.

2.1.3 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα

Με τον όρο ενεργειακή διακριτική ικανότητα εννοούμε την δυνατότητα του ανιχνευτή να ξεχωρίζει δύο διαφορετικές ακτινοβολίες κοντινής ενέργειας. Κάθε ακτινοβολία παράγει μια Gaussian κορυφή. Έτσι, αν οι δύο ενέργειες είναι αρκετά κοντά, οι δύο κορυφές δεν θα μπορούν να διαχωριστούν. Για την διακριτική ικανότητα χρησιμοποιούμε την ποσότητα *Full Width at Half Maximum (FWHM)* που ορίζεται ως το εύρος

της κορυφής στην μέση του ύψους της. Αν ονομάσουμε το πλάτος ΔE , τότε η σχετική διακριτική ικανότητα, R , σε ενέργεια E ορίζεται ως

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (2.2)$$

Όσο μικρότερη είναι η σχετική διακριτική ικανότητα τόσο περισσότερο σαφώς καθορισμένες είναι οι κορυφές του φάσματος. Πολλές φορές, η σχετική διακριτική ικανότητα εκφράζεται και ως ποσοστό επί τοις εκατό.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι συνάρτηση της ενέργειας της υπό ανίχνευση ακτινοβολίας. Όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια της ακτινοβολίας τόσο βελτιώνεται η σχετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Η ενέργεια ιονισμού για κάθε ανιχνευτή είναι σαφώς καθορισμένη. Επομένως μια ακτινοβολία μπορεί να προκαλέσει συγκεκριμένο αριθμό ιονισμών έχοντας καθορισμένη ενέργεια. Ωστόσο, οι ιονισμοί βασίζονται σε πιθανοκρατικές διαδικασίες με αποτέλεσμα να δημιουργούνται διακυμάνσεις. Επομένως, μια κορυφή ακολουθεί μια Gaussian κατανομή λόγω τυχαίων διακυμάνσεων στον αριθμό των ιονισμών. Έτσι, όταν η ενέργεια γίνεται μεγαλύτερη, οι σχετικές τυχαίες διακυμάνσεις στο πλήθος των ιονισμών γίνονται μικρότερες με αποτέλεσμα να βελτιώνεται η σχετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή.

2.1.4 Απόδοση του ανιχνευτή

Η απόλυτη απόδοση, ϵ_{abs} , ενός ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος των γεγονότων που καταγράφονται προς τον αριθμό των συνολικών γεγονότων που παράγονται από την πηγή που βρίσκεται προς εξέταση. Προφανώς, η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή εξαρτάται τόσο από την γεωμετρία του όσο και από την πιθανότητα αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας μαζί του.

Η σχετική απόδοση, ϵ_{int} , του ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος των γεγονότων που καταγράφονται από τον ανιχνευτή προς τον αριθμό των γεγονότων που φτάνουν σε αυτόν. Η σχετική απόδοση είναι απαλλαγμένη από την στερεά γωνία που βλέπει ο ανιχνευτής την πηγή. Αν μια πηγή εκπέμπει ισότροπα σε όλο το χώρο, η σχετική απόδοση σχετίζεται με την απόλυτη απόδοση σύμφωνα με την εξίσωση $\epsilon_{int} = \frac{4\pi}{\Omega} \epsilon_{abs}$ όπου Ω είναι η στερεά γωνία με την οποία βλέπει ο ανιχνευτής την πηγή.

2.1.5 Νεκρός χρόνος

Ο νεκρός χρόνος του ανιχνευτή είναι το χρονικό διάστημα που χρειάζεται για να μπορέσει να καταγράψει δύο διαφορετικά γεγονότα. Αν δύο γεγονότα συμβούν μέσα σε χρονικό διάστημα όσο ο νεκρός χρόνος, τότε αναλόγως με τον ανιχνευτή, είτε ένα από τα δύο δεν θα καταγραφεί καθόλου, είτε θα καταγραφούν και τα δύο οδηγώντας σε ισχυρότερο σήμα. Η τελευταία διαδικασία είναι γνωστή ως pile-up. Λόγω της τυχαιότητας των ραδιενεργών διασπάσεων, υπάρχει πάντα η πιθανότητα δύο γεγονότα να συμβούν τόσο κοντά χρονικά ώστε να μην μπορέσουμε να τα ανιχνεύσουμε όσο γρήγορη και αν είναι η ανιχνευτική μας διάταξη.

2.2 Ιονισμός

Όταν ένα ταχέως κινούμενο φορτισμένο σωματίδιο κινείται μέσα σε κάποιο αέριο, τότε δημιουργούνται διεγερμένα και ιονισμένα μόρια. Το ηλεκτρόνιο και το θετικό ιόν που δημιουργούνται μετά τον ιονισμό ονομάζονται ζεύγος ιόντων. Τα ιόντα δημιουργούνται είτε με άμεσο τρόπο από την αλληλεπίδραση με το προσπίπτον σωματίδιο είτε με έμμεσο τρόπο ιονίζοντας πρώτα ένα ηλεκτρόνιο το οποίο αποκτά αρκετή ενέργεια για να προκαλέσει κι άλλους ιονισμούς.

2.2.1 Κινητικότητα των φορέων φορτίου

Εν γένει, τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια υπόκεινται σε θερμικές κινήσεις και υπακούουν στο νόμο της διάχυσης που υπαγορεύει την κίνηση από περιοχές υψηλής συγκέντρωσης σε περιοχές χαμηλότερης. Έτσι, αν θεωρήσουμε μια ομοιόμορφα φορτισμένη σφαιρική κατανομή ηλεκτρονίων, με την πάροδο του χρόνου η πυκνότητα φορτίου θα τείνει σε μια Gaussian κατανομή. Το πλάτος της Gaussian κατανομής συνεχώς αυξάνεται και η τυπική απόκλιση μεταβάλλεται σύμφωνα με την σχέση $\sigma = \sqrt{2Dt}$ όπου D είναι ο συντελεστής διάχυσης και t ο χρόνος [15].

Με την εφαρμογή ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, τα αρνητικά φορτισμένα σωματίδια κινούνται αντίθετα από το πεδίο ενώ τα θετικά παράλληλα με το πεδίο. Η κίνησή τους είναι μια επαλληλία της θερμικής τους κίνησης και της κίνησης λόγω του πεδίου. Η ταχύτητα που αποκτούν λόγω του πεδίου τα φορτισμένα σωματίδια δίνεται από την σχέση

$$v = \frac{\mu \mathcal{E}}{p} \quad (2.3)$$

όπου μ η κινητικότητα των φορτίων, \mathcal{E} η ένταση του πεδίου και p η πίεση του αερίου.

Η κινητικότητα παραμένει σχεδόν σταθερή για μεγάλο εύρος της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου και της πίεσης του αερίου τόσο για θετικά όσο και για αρνητικά ιόντα στο ίδιο αέριο. Τα ηλεκτρόνια έχουν περίπου χίλιες φορές μεγαλύτερη κινητικότητα από τα ιόντα λόγω της πολύ μικρότερης μάζας τους. Αυτός είναι ο λόγος που το σήμα από τα ιόντα χρειάζεται περίπου χίλιες φορές περισσότερο χρόνο για να δημιουργηθεί απ' ότι στα ηλεκτρόνια.

2.2.2 Φαινόμενο Ramsauer

Το φαινόμενο Ramsauer είναι ένα κβαντικό φαινόμενο το οποίο οφείλεται στην κυματική φύση των ηλεκτρονίων. Πρώτη φορά παρατηρήθηκε το 1921 από τον Γερμανό Φυσικό C. Ramsauer κατά την διάρκεια της μελέτης των σκεδάσεων των ηλεκτρονίων από το Αργό.

Για συγκεκριμένες ενέργειες όπου το μήκος κύματος του ηλεκτρονίου είναι συγκρίσιμο του μεγέθους των ατόμων του αερίου, παρατηρείται μείωση στην ενεργό διατομή σκέδασης του ηλεκτρονίου από τα άτομα του αερίου. Δηλαδή το αέριο γίνεται σχεδόν διαφανές για τα ηλεκτρόνια. Αποκτώντας το ηλεκτρόνιο μεγαλύτερη ενέργεια αυξάνεται και η ενεργός διατομή σκέδασης μέχρι ένα μέγιστο. Στην συνέχεια μειώνεται με την περαιτέρω αύξηση της ενέργειας του ηλεκτρονίου. Η παραπάνω

συμπεριφορά αναφέρεται στο Αργό και μπορεί να διαφέρει σημαντικά από αέριο σε αέριο.

Είναι προφανές ότι κάτι τέτοιο θα επηρεάζει άμεσα την κινητικότητα των ηλεκτρονίων στο αέριο. Εφόσον δεν συμβαίνουν καθόλου σκεδάσεις, το ηλεκτρόνιο αποκτά την μέγιστη δυνατή ταχύτητα. Ωστόσο, οι ενέργειες για τις οποίες συμβαίνει αυτό είναι μικρές (~ 1 eV) και πολύ γρήγορα το ηλεκτρόνιο αποκτά μεγαλύτερες. Επομένως, πρακτικά το φαινόμενο δεν επηρεάζει την κινητικότητα των φορέων για τις ενέργειες που μας ενδιαφέρουν.

2.2.3 Φαινόμενο χιονοστιβάδας

Για χαμηλές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα απλά παρασύρονται από το πεδίο. Με την αύξηση του πεδίου αυξάνεται και η ενέργεια των ηλεκτρονίων. Επομένως υπάρχει κάποια ενέργεια, E_{th} , προφανώς μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του αερίου, την οποία αν αποκτήσει κάποιο ηλεκτρόνιο είναι ικανό να προκαλέσει διαδοχικούς ιονισμούς στο αέριο, διότι κάθε νέο ηλεκτρόνιο που ιονίζεται αποκτά και αυτό αυτή την ενέργεια λόγω του πεδίου και ιονίζει και αυτό με την σειρά του κάποιο άλλο άτομο. Έτσι, τελικά δημιουργείται ένα τεράστιο πλήθος ηλεκτρονίων το οποίο αυξάνεται εκθετικά με την πάροδο του χρόνου. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως *φαινόμενο χιονοστιβάδας* ή *καταιγισμός ηλεκτρονίων*. Η εξίσωση (2.4) είναι γνωστή ως εξίσωση Townsend και προβλέπει τον αριθμό των ηλεκτρονίων.

$$n(x) = n_0 e^{ax} \quad (2.4)$$

Το a εκφράζει τον συντελεστή Townsend και x είναι η απόσταση στην κατεύθυνση του πεδίου. Αν το πεδίο είναι ανομοιογενές στην περιοχή που γίνεται ο καταιγισμός, τότε η εξίσωση (2.4) παίρνει την μορφή

$$n(x) = n_0 \exp \left(\int_{r_1}^{r_2} a(x) dx \right) \quad (2.5)$$

Ως ενίσχυση του αερίου ή πολλαπλασιαστικός παράγοντας, ορίζεται η ποσότητα $M = \frac{n}{n_0}$. Από τις εξισώσεις (2.4) και (2.5) φαίνεται ότι η ενίσχυση μπορεί να αυξάνεται επ' άπειρον. Ωστόσο κάτι τέτοιο προφανώς δεν είναι εφικτό. Το όριο στην ενίσχυση του ανιχνευτή ονομάζεται όριο Raether και θεωρητικά φτάνει περίπου το 10^8 [15].

Είναι φυσικό να υπάρχει όριο στην ενίσχυση καθώς υπερβολικά μεγάλος αριθμός ηλεκτρονίων θα δημιουργούσε ανεξέλεγκτους καταιγισμούς με αποτέλεσμα την διηλεκτρική κατάρρευση του αερίου. Για το όριο στην ενίσχυση που μπορεί να επιτευχθεί ισχύει η σχέση (2.6) [16, 17].

$$Mn_0 = Q_{max} = 10^6 - 10^7 \text{ electrons} \quad (2.6)$$

Ο μέγιστος αριθμός ηλεκτρονίων Q_{max} πριν ο καταιγισμός οδηγήσει σε διηλεκτρική κατάρρευση θέτει ένα όριο για την ενίσχυση κάθε είδους ακτινοβολίας. Για παράδειγμα, το όριο ενίσχυσης για ακτίνες X είναι περίπου 10^4 ενώ για σωματίδια α μειώνεται λόγω περισσότερων πρωτογενών ηλεκτρονίων.

2.2.4 Μείγμα αερίου

Το μείγμα του αερίου είναι το πιο βασικό στοιχείο ενός ανιχνευτή αερίου. Το μείγμα δε θα πρέπει να περιέχει ηλεκτραρνητικά στοιχεία καθώς αυτά έχουν την τάση να προσλαμβάνουν ηλεκτρόνια και να σχηματίζουν αρνητικά ιόντα. Έτσι, οι φορείς θετικού και αρνητικού φορτίου είναι ιόντα με αποτέλεσμα να χρειάζονται πολύ μεγαλύτερα πεδία για να πραγματοποιηθεί πολλαπλασιασμός. Το οξυγόνο είναι ηλεκτραρνητικό στοιχείο και γι' αυτό ο αέρας δεν είναι κατάλληλο μέσο για ανιχνευτές αερίου.

Τα ευγενή αέρια είναι τα καταλληλότερα για ανιχνευτές αερίου. Δεν είναι ηλεκτραρνητικά και μπορούν εύκολα να παρασκευαστούν σε υψηλά ποσοστά καθαρότητας. Επίσης, είναι μονοατομικά στοιχεία που δεν έχουν περιστροφικές ή ταλαντωτικές καταστάσεις που απορροφούν ενέργεια από τα ηλεκτρόνια σε περίπτωση σύγκρουση. Επομένως, αν η ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι χαμηλότερη από την ενέργεια ιονισμού του αερίου θα πραγματοποιηθεί απλά ελαστική κρούση.

Το Αργό είναι το πιο φθινό από τα ευγενή αέρια και χρησιμοποιείται κατά κόρον σε ανιχνευτές αερίου. Ωστόσο, έχει κάποιους περιορισμούς που πρέπει να ληφθούν υπόψιν. Η υψηλότερη ενέργεια ιονισμού του αργού από τα μέταλλα οδηγεί στην ύπαρξη φωτονίων τα οποία μπορούν να εξάγουν ηλεκτρόνια από τα μεταλλικά μέρη του ανιχνευτή. Έτσι δημιουργείται ανεξέλεγκτος αριθμός καταιγισμών και αυξάνεται το ρεύμα στον θάλαμο μειώνοντας την τάση. Δηλαδή δημιουργείται ηλεκτρική εκκένωση.

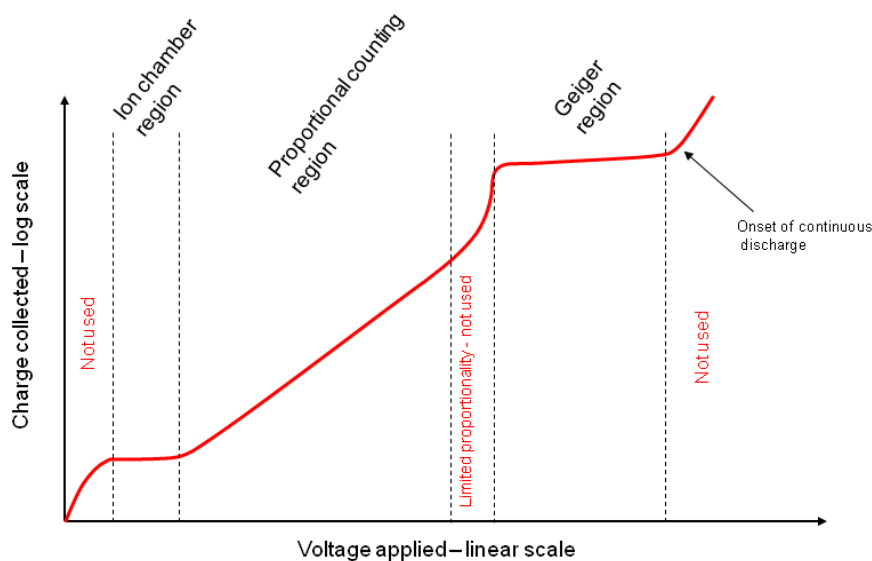
Άλλος ένας λόγος που το καθαρό αργό δεν είναι κατάλληλο είναι ότι όταν το θετικό ιόν Αργού φτάσει στην κάθοδο θα αποσπάσει ένα ηλεκτρόνιο για να γίνει ξανά ουδέτερο. Από αυτή την διαδικασία μπορεί να αποσπαστεί και δεύτερο ηλεκτρόνιο από την κάθοδο το οποίο θα είναι ελεύθερο και θα οδηγήσει σε ανεξέλεγκτο αριθμό χιονοστιβάδων.

Για να αποφευχθεί αυτό το φαινόμενο προστίθεται ένα πολυατομικό αέριο που έχει κατασταλτικό χαρακτήρα. Τα αέρια που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι το διοξείδιο του άνθρακα, το βουτάνιο και το μεθάνιο. Με αυτό τον τρόπο απορροφούνται ηλεκτρόνια με σκοπό τον έλεγχο των καταιγισμών. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και με τις ράβδους ελέγχου σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα για τον έλεγχο του αριθμού των νετρονίων.

2.3 Περιοχές λειτουργίας του ανιχνευτή

Οι περιοχές λειτουργίας ενός ανιχνευτή καθορίζονται από το ύψος των παλμών του σήματος συναρτήσει του εφαρμοζόμενου πεδίου. Αν το πεδίο είναι πολύ ασθενές, τα ιόντα που δημιουργούνται δεν επιταχύνονται και επανενώνονται. Σε αυτή την περίπτωση δεν λαμβάνουμε κάποιο σήμα.

Αυξάνοντας το ηλεκτρικό πεδίο, περνάμε στην περιοχή κόρου όπου επέρχεται μια ισορροπία μεταξύ των ιόντων που δημιουργούνται και αυτών που καταστρέφονται. Αυξάνοντας κι άλλο το πεδίο σε επίπεδα ικανά για να προκληθεί καταιγισμός ηλεκτρονίων, το φορτίο πολλαπλασιάζεται. Αυτός ο πολλαπλασιασμός είναι γραμμικός για ένα ορισμένο εύρος πεδίου.



Σχήμα 2.1: Περιοχές λειτουργίας ενός ανιχνευτή αερίου [6]

Αν το πεδίο συνεχίζει να αυξάνεται, ο πολλαπλασιασμός παύει να είναι ανάλογος της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Ο κύριος λόγος που χάνεται η γραμμικότητα είναι η υψηλή συγκέντρωση θετικού φορτίου λόγω των θετικών ιόντων το οποίο δημιουργεί το δικό του πεδίο. Αυτό το πεδίο παραμορφώνει το πεδίο που εμείς εφαρμόζουμε και δημιουργεί περιοχή μειωμένης γραμμικότητας.

Για ακραίες τιμές του πεδίου τα θετικά ιόντα παίζουν τόσο καθοριστικό ρόλο που το δικό τους πεδίο είναι ικανό να σταματά το φαινόμενο χιονοστιβάδας. Έτσι, το φορτίο που δημιουργείται είναι πάντα ίδιο και ως αποτέλεσμα το ύψος των παλμών είναι σταθερό. Επομένως, έχει χαθεί κάθε πληροφορία για την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αυτή η περιοχή λειτουργίας είναι γνωστή ως περιοχή Geiger-Müller. Οι ανιχνευτές Geiger-Müller λειτουργούν μόνο ως απαριθμητές.

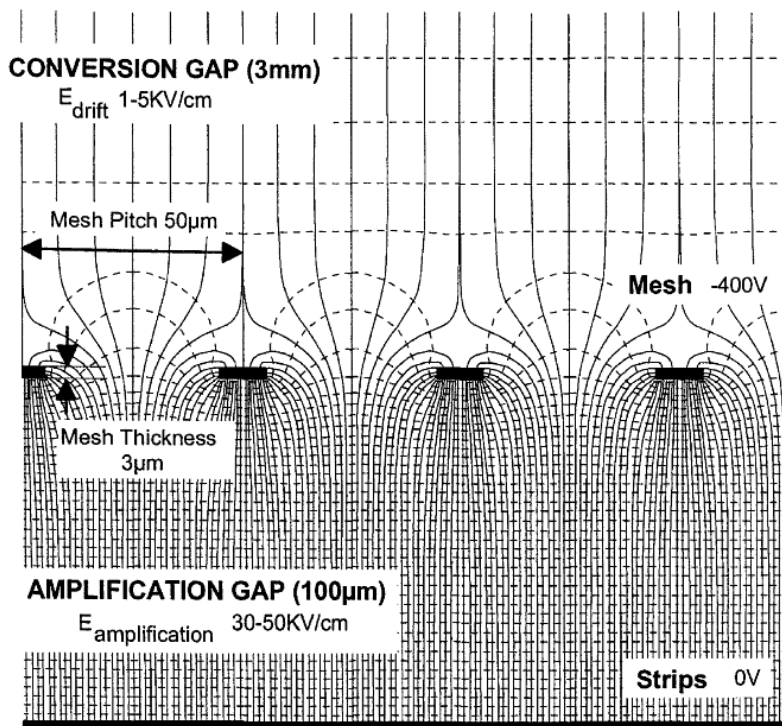
2.4 Ο ανιχνευτής Micromegas

Οι απαιτήσεις των σύγχρονων επιταχυντικών διατάξεων οδήγησαν στην δημιουργία του ανιχνευτή Micromegas. Το χαμηλό κόστος, η μικρή μάζα, και η ευκολία κατασκευής του ήταν μεταξύ άλλων καθοριστικοί παράγοντες για την επιλογή αυτού του ανιχνευτή σε μεγάλες επιταχυντικές διατάξεις όπως ο επιταχυντής LHC στο CERN.

2.4.1 Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή

Ο ανιχνευτής αποτελείται από τρία ηλεκτρόδια τα οποία είναι το ηλεκτρόδιο ολίσθησης (drift electrode), η κάθοδος και η άνοδος. Το ηλεκτρόδιο ολίσθησης μπορεί να είναι ένα αγώγιμο πλέγμα ή ένα αγώγιμο φύλλο και φορτίζεται με τάση της τάξης του 1 kV. Η κάθοδος είναι ένα πλέγμα το οποίο φορτίζεται με τάση μερικών εκατοντάδων Volts, ενώ η άνοδος παραμένει γειωμένη. Η τάση στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης και στο πλέγμα

είναι αρνητική αλλά για λόγους απλότητας θα αναφερόμαστε στην απόλυτη τιμή της στη συνέχεια.

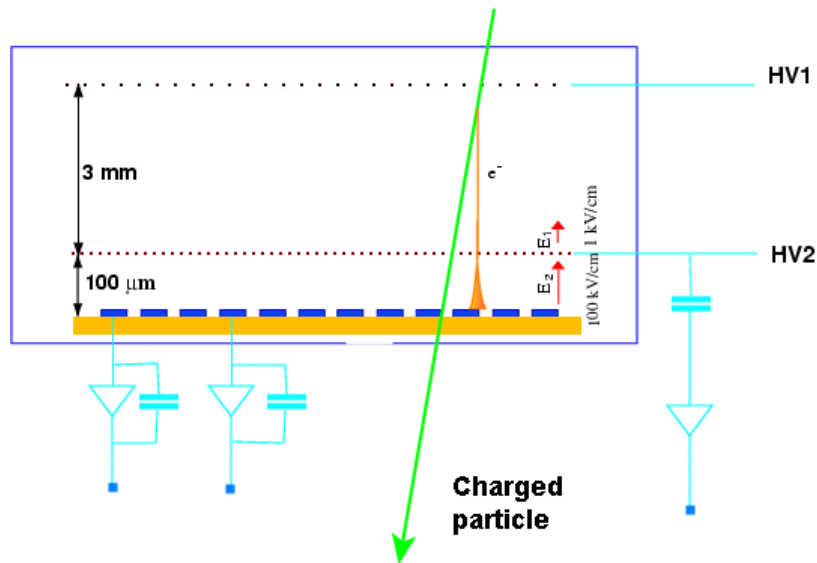


Σχήμα 2.2: Το ηλεκτρικό πεδίο ενός ανιχνευτή Micromegas [7]

Η περιοχή μεταξύ του ηλεκτροδίου ολίσθησης και του πλέγματος ονομάζεται περιοχή ολίσθησης και έχει πλάτος της τάξης των μερικών mm. Η περιοχή ενίσχυσης μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου έχει πλάτος μερικές δεκάδες μm . Ένα ηλεκτρόνιο που δημιουργείται στην περιοχή ολίσθησης, καθοδηγείται λόγω του πεδίου κατευθυνόμενο προς το πλέγμα. Στην πορεία του έχει αρκετή ενέργεια να προκαλέσει μερικούς ακόμα ιονισμούς. Τα ηλεκτρόνια που έχουν δημιουργηθεί διέρχονται από τις οπές του πλέγματος στην περιοχή ενίσχυσης. Στην περιοχή ενίσχυσης, το πεδίο είναι περίπου 2 – 3 τάξεις μεγέθους ισχυρότερο απ’ ότι στην περιοχή ολίσθησης. Έτσι, τα ηλεκτρόνια αποκτούν πολύ μεγάλη κινητική ενέργεια με αποτέλεσμα να προκαλούν καταιγισμό. Τα ηλεκτρόνια που έχουν δημιουργηθεί κατευθύνονται στην άνοδο ενώ τα ιόντα κατευθύνονται στο πλέγμα. Το σήμα συλλέγεται συνήθως από το ηλεκτρόδιο της ανόδου το οποίο πολλές φορές αποτελείται από λωρίδες (strips) οι οποίες χρησιμοποιούνται για την αναγνώριση της τροχιάς του σωματιδίου.

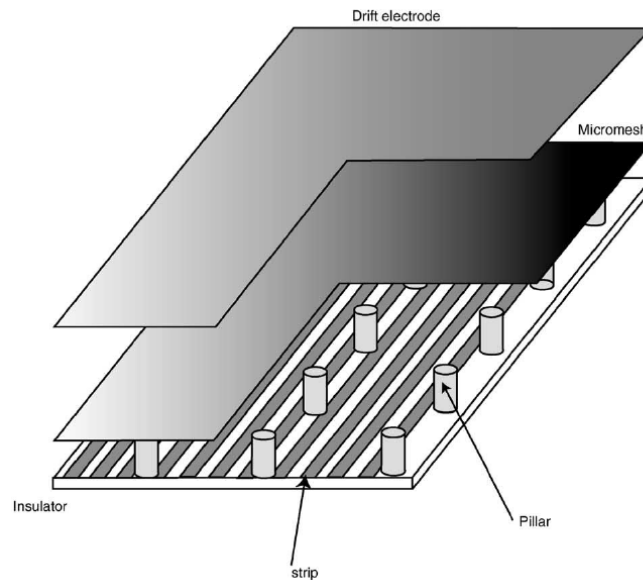
2.4.2 Η κατασκευή του ανιχνευτή

Η κατασκευή ενός ανιχνευτή Micromegas είναι απλή διαδικασία με τη σημερινή τεχνολογία και υπάρχουν διάφορες τεχνικές. Η απλή δομή του Micromegas παρουσιάζεται στις εικόνες 2.3 και 2.4. Μια απλή και γρήγορη λύση είναι η τεχνολογία bulk [18]. Η διαδικασία ξεκινά από την ηλεκτρονική πλακέτα, pcb (printed circuit board), η οποία είναι επικαλυμμένη με ένα στρώμα χαλκού. Για την δημιουργία των



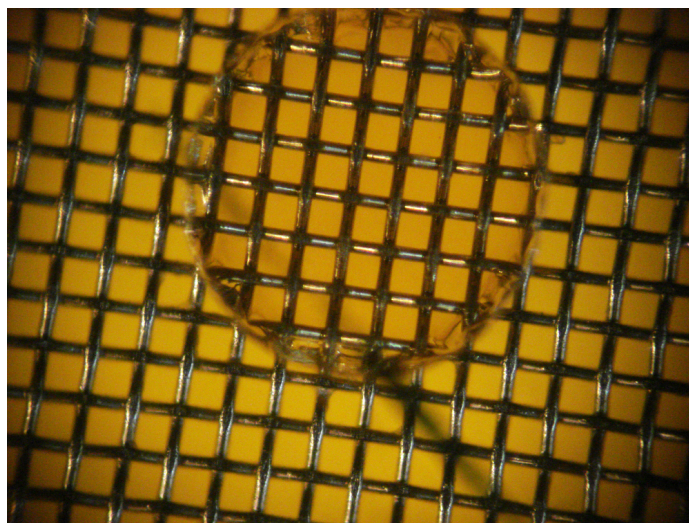
Σχήμα 2.3: Η δημιουργία του σήματος σε έναν ανιχνευτή Micromegas

λωρίδων χρησιμοποιούνται απλές τεχνικές αποχάλκωσης. Στη συνέχεια, τοποθετείται πάνω στην pcb ένα φωτοευαίσθητο πολυμερές και πάνω του τοποθετείται το πλέγμα. Επομένως, η απόσταση μεταξύ της ανόδου και της καθόδου μπορεί να είναι απόλυτα καθορισμένη με μεγάλη ακρίβεια. Ακολουθεί θερμική κατεργασία σε υψηλή θερμοκρασία για να ενωθούν τα τρία μέρη του ανιχνευτή. Τέλος, τα στηρίγματα (pillars) δημιουργούνται με τεχνικές φωτολιθογραφίας.



Σχήμα 2.4: Η δομή ενός ανιχνευτή Micromegas [8]

Στην εικόνα 2.5 φαίνεται το στηρίγμα πάνω στο οποίο έχει τοποθετηθεί το πλέγμα. Η πρόκληση στην κατασκευή του ανιχνευτή είναι η ομοιομορφία του πλέγματος και ο παραλληλισμός του σε σχέση με το ηλεκτρόδιο της ανόδου. Αυτές οι συνθήκες



Σχήμα 2.5: Το πλέγμα ενός ανιχνευτή Micromegas και ένα από τα στηρίγματα που το συγκρατούν όπως φαίνεται από οπτικό μικροσκόπιο

επιτρέπουν την βελτιστοποίηση του ηλεκτρικού πεδίου με αποτέλεσμα την βελτίωση του ανιχνευτή.

Μετά την κατασκευή του ανιχνευτή, η κάθοδος και η άνοδος είναι αδιαχώριστα κομμάτια του. Ωστόσο, ως ηλεκτρόδιο ολίσθησης θα μπορούσε να λειτουργήσει οποιαδήποτε αγωγίμη επιφάνεια ανεξάρτητα με τον υπόλοιπο ανιχνευτή. Για παράδειγμα, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ένα φύλλο αλουμινίου ή ένα πλέγμα όπως αυτό της καθόδου.

2.4.3 Υπολογισμός της ενίσχυσης του αερίου

Ως ενίσχυση ορίζεται ο λόγος του αριθμού των ηλεκτρονίων που συλλέγονται στην άνοδο προς τον αριθμό των πρωτογενών ηλεκτρονίων που παράγονται από ιονισμό λόγω της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

$$M = \frac{n}{n_0} \quad (2.7)$$

Ο αριθμός των πρωτογενών ηλεκτρονίων είναι γνωστός αν γνωρίζουμε την ενέργεια της ακτινοβολίας και την ενέργεια που χρειάζεται για να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος στο αέριο του ανιχνευτή.

$$n_0 = \frac{E}{W_{pair}} \quad (2.8)$$

Δεν έχουμε άμεση γνώση του πλήθους των ηλεκτρονίων που φτάνουν στην άνοδο αλλά μπορούμε έμμεσα να λάβουμε αυτή την πληροφορία. Βεβαίως, θα πρέπει να γνωρίζουμε τα χαρακτηριστικά των ηλεκτρονικών που χρησιμοποιούνται στην ανιχνευτική διάταξη. Τα βασικά ηλεκτρονικά που μεσολαβούν μεταξύ του ανιχνευτή και του υπολογιστή που γίνεται η απεικόνιση του φάσματος είναι ο προενισχυτής, ο ενισχυτής και ο πολυδιαυλικός αναλυτής (MCA). Κάθε ηλεκτρονική βαθμίδα εισάγει έναν όρο στον τύπο υπολογισμού της ενίσχυσης.

Ξεκινώντας από τον προενισχυτή, το σήμα που δημιουργείται από τον ανιχνευτή ολοκληρώνεται και διαμορφώνεται κατάλληλα για να διαβαστεί από τον ενισχυτή στην συνέχεια. Το βασικό χαρακτηριστικό που πρέπει να είναι γνωστό για τον προενισχυτή είναι η ευαισθησία του. Κάθε εταιρεία παραγωγής προενισχυτών διαχωρίζει τους προενισχυτές της σύμφωνα με αυτό το χαρακτηριστικό και θεωρείται δεδομένο από τον κατασκευαστή. Η ευαισθησία του προενισχυτή ορίζεται ως το ύψος του εξερχόμενου παλμού (σε mV) προς την ενέργεια (σε MeV) που απελευθερώνεται σε έναν ανιχνευτή ημιαγωγού Si ή Ge. Επίσης η εταιρία γνωστοποιεί την ευαισθησία και σε μονάδες $\mu\text{V}/\text{electron}$. Για παράδειγμα, ένας προενισχυτής ORTEC 142A έχει ευαισθησία $20 \text{ mV}/\text{MeV Si}$ ή $0.07 \mu\text{V}/\text{electron}$.

Πολύ βασικό είναι το γεγονός ότι τα ηλεκτρονικά που συνοδεύουν τις ηλεκτρονικές διατάξεις είναι δοκιμασμένα και βελτιστοποιημένα για ανιχνευτές ημιαγωγών. Έτσι, τα νούμερα δεν μπορούν να θεωρούνται απόλυτα όταν αναφερόμαστε σε ανιχνευτές αερίου αλλά απλές προσεγγίσεις.

Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που φτάνουν στην άνοδο υπολογίζεται ως το πηλίκο του ύψους των παλμών του προενισχυτή προς την ευαισθησία του όπως ορίζεται με τον δεύτερο τρόπο σύμφωνα με την εξίσωση (2.9).

$$n = \frac{h_p}{\text{sensitivity}} \quad (2.9)$$

Ο ενισχυτής εισάγει έναν καθαρά πολλαπλασιαστικό παράγοντα. Η λειτουργία του είναι να αυξάνει το ύψος του εισερχόμενου από τον προενισχυτή κατά G φορές. Επίσης είναι υπεύθυνος για την κατάλληλη μορφοποίηση του παλμού ώστε να μπορεί να διαβαστεί από τον MCA. Η ενίσχυση G του ενισχυτή είναι γνωστή επειδή καθορίζεται από τον χρήστη ως το γινόμενο

$$G = (\text{coarse gain}) \times (\text{fine gain})$$

και πρακτικά είναι ο λόγος του ύψους του παλμού μετά τον ενισχυτή προς το ύψος πριν από αυτόν. Δηλαδή

$$G = \frac{h_a}{h_p} \quad (2.10)$$

Τέλος, ο MCA αναγνωρίζει το ύψος του παλμού του ενισχυτή και τον καταγράφει ως ένα γεγονός σε συγκεκριμένο κανάλι. Το σε ποιο κανάλι θα καταχωρηθεί ο παλμός εξαρτάται από το εύρος τάσεων που δέχεται ο MCA και από το πλήθος των καναλιών που ορίζει ο χρήστης να γίνει η διαμέριση. Δηλαδή, αν ένας MCA δέχεται παλμούς $0 - 10 \text{ V}$ και η διαμέριση γίνεται σε 1000 κανάλια, το κάθε κανάλι θα αντιστοιχεί σε 10 mV . Επομένως ένας παλμός ύψους 2 V θα καταγραφόταν στο κανάλι 200.

Ιδανικά, στο φάσμα θα εμφανίζονταν γεγονότα μόνο σε ένα κανάλι για κάθε ενέργεια. Ωστόσο λόγω στατιστικών διακυμάνσεων αυτό δεν είναι εφικτό και θα πρέπει να οριστεί το κέντρο της κορυφής. Αυτή η ποσότητα εκφράζεται ως κεντροειδές (centroid) και είναι το κανάλι το οποίο χωρίζει ακριβώς στη μέση το πλήθος όλων των γεγονότων της κορυφής.

Η σχέση μεταξύ του κεντροειδούς και του ύψους του παλμού από τον ενισχυτή είναι

$$h_a = \text{centroid} \frac{\text{range}}{\text{channels}} \quad (2.11)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (2.9), (2.10) και (2.11) προκύπτει ο τύπος υπολογισμού του αριθμού των ηλεκτρονίων που καταλήγουν στην άνοδο του ανιχνευτή.

$$n = \frac{(range) \cdot (centroid)}{G \cdot (channels) \cdot (sensitivity)} \quad (2.12)$$

Τελικά, η εξίσωση (2.7) καταλήγει στην εξίσωση (2.13)

$$M = \frac{W_{pair} \cdot (range) \cdot (centroid)}{E \cdot G \cdot (channels) \cdot (sensitivity)} \quad (2.13)$$

Είναι σημαντικό να χρησιμοποιηθεί η σωστή τιμή της ευαισθησίας εκφρασμένη σε V/electron στην παραπάνω εξίσωση για να προκύπτουν σωστά αποτελέσματα. Επίσης, η ενέργεια για την δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-ιόντος είναι διαφορετική για κάθε αέριο αλλά μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια μέση τιμή $W_{pair} = 30 \text{ eV}$ [15].

Μελέτη και χαρακτηρισμός των ανιχνευτών

Για την μελέτη της ενεργού διατομής της σχάσης του ^{237}Np με ανιχνευτές Micromegas είναι απαραίτητο πρώτα να γίνει μελέτη των χαρακτηριστικών τους. Για τις ανάγκες του πειράματος χρησιμοποιήθηκαν 4 ανιχνευτές τεχνολογίας microbulk. Κάθε ανιχνευτής μελετήθηκε με την χρήση πηγής ^{210}Po η οποία είναι η πλέον κατάλληλη επειδή αποδιεγείρεται μόνο με α -διάσπαση. Ο σκοπός της μελέτης των ανιχνευτών είναι ο χαρακτηρισμός τους και η εξαγωγή των χαρακτηριστικών καμπυλών ενίσχυσης (gain) και διαφάνειας (transparency) του καθενός.

3.1 Οι ανιχνευτές Micromegas του πειράματος

Κάθε ανιχνευτής εμφανίζει διαφορετικά χαρακτηριστικά από οποιονδήποτε άλλο α -κόμη και αν έχουν κατασκευαστεί με τον ίδιο ακριβώς τρόπο. Χαρακτηριστική είναι όμως η διαφορά του ενός από τους υπόλοιπους, του οποίου η απόσταση του πλέγματος από την άνοδο είναι $25\ \mu\text{m}$. Σε όλους τους υπόλοιπους αυτή η απόσταση είναι $50\ \mu\text{m}$.

Ανιχνευτής	Πάχος περιοχής ενίσχυσης (μm)
DM1	25
DM2	50
DM3	50
DM4	50

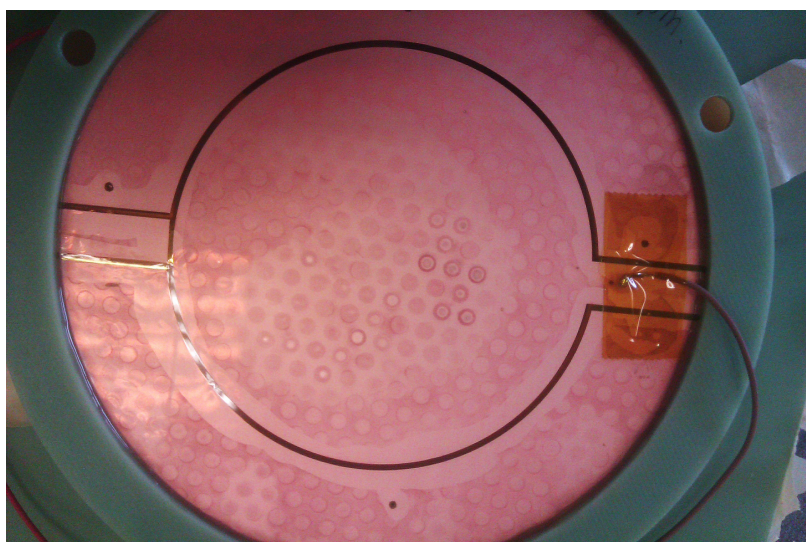
Πίνακας 3.1: Οι απόσταση μεταξύ του πλέγματος και του ηλεκτροδίου της ανόδου για κάθε ανιχνευτή

Αυτό το χαρακτηριστικό δεν είναι εμφανές φυσικά με γυμνό μάτι. Στην εικόνα 3.1, παρουσιάζεται ο ανιχνευτής DM1 ο οποίος είναι αυτός με το μικρότερο κενό ενίσχυσης. Επίσης, στην εικόνα 3.2 παρουσιάζεται ο ίδιος ανιχνευτής από την πλευρά του ηλεκτροδίου της ανόδου. Όπως είναι εμφανές, υπάρχουν σημάδια και στις δύο πλευρές που δεν φαίνονται φυσιολογικά. Κυρίως στην πλευρά του πλέγματος εμφανίζονται μαύρα στίγματα. Πιθανώς να έχουν προκληθεί λόγω οξείδωσης του χαλκού.

Το σημαντικό είναι ότι δεν φαίνεται να επηρεάζουν την λειτουργία του ανιχνευτή.

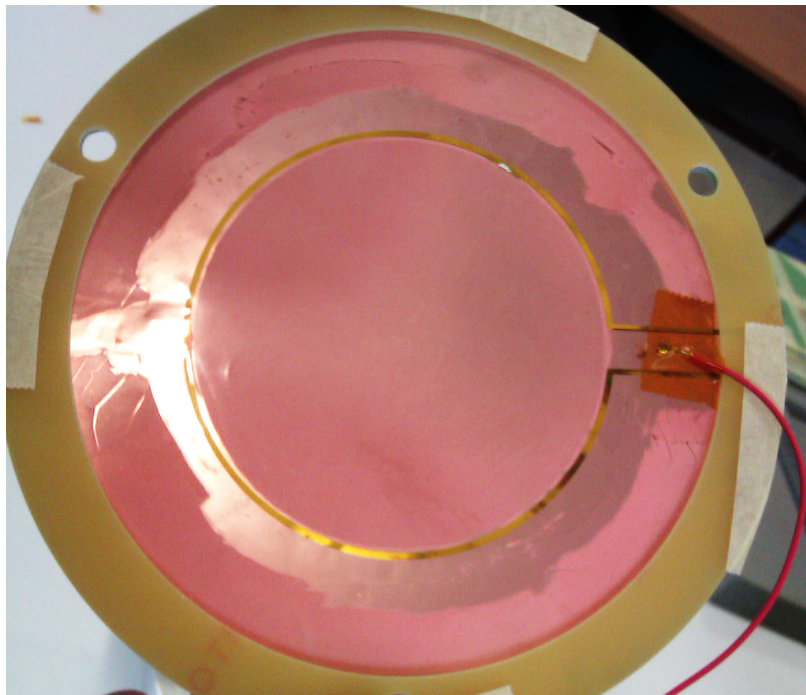


Σχήμα 3.1: Ο ανιχνευτής DM1 από την πλευρά του πλέγματος

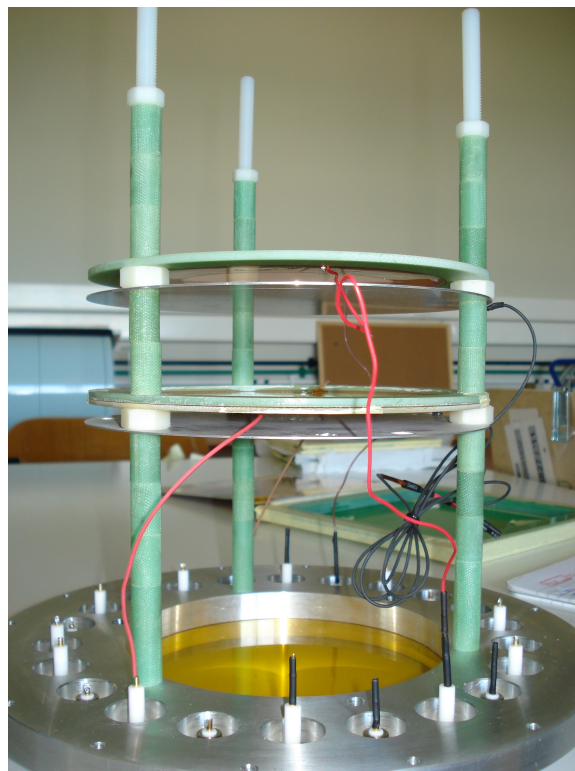


Σχήμα 3.2: Ο ανιχνευτής DM1 από την πλευρά της ανόδου

Στην εικόνα 3.3 φαίνεται η πλευρά του πλέγματος του ανιχνευτή DM2. Και αυτός όπως και ο DM1 έχει αποκτήσει το χαρακτηριστικό ροζ χρώμα πιθανώς λόγω οξείδωσης αλλά δεν εμφανίζονται μαύρα στίγματα. Σε κάθε περίπτωση, δεν εμφανίζονται προβλήματα στην λειτουργία των ανιχνευτών.



Σχήμα 3.3: Ο ανιχνευτής DM2 από την πλευρά του πλέγματος



Σχήμα 3.4: Το εσωτερικό του θαλάμου του ανιχνευτή με δύο από τους ανιχνευτές τοποθετημένους

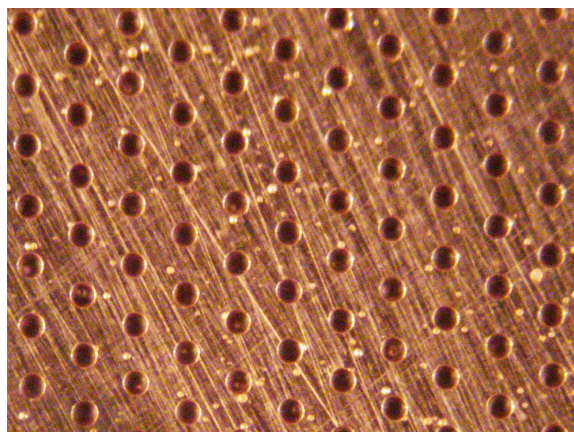
Στην εικόνα 3.4 παρουσιάζεται το εσωτερικό του θαλάμου του ανιχνευτή με δύο από τους ανιχνευτές τοποθετημένους. Οτιδήποτε εκτός των ανιχνευτών είναι πλαστικό

για να μην δημιουργούνται βραχυκυκλώματα και καταστροφή του πεδίου. Η τοποθέτηση γίνεται σε οδηγούς με σπείρωμα. Επίσης, χρησιμοποιούνται αποστάτες μήκους 2 cm για την δημιουργία διάκενου μεταξύ των ανιχνευτών. Οι αποστάτες των 2 cm περιορίζουν την ρύθμιση των αποστάσεων στα πολλαπλάσια του 2. Αυτές οι αποστάσεις είναι αρκετά μεγάλες και γι' αυτό χρησιμοποιήθηκαν ως αποστάτες παξιμάδια πάχους 0.8 cm.

Τέλος, για την στήριξη των ανιχνευτών χρησιμοποιούνται παξιμάδια τα οποία βιδώνουν πάνω στους οδηγούς εξαλείφοντας κάθε πιθανότητα κίνησης. Εκμεταλλευόμενοι αυτό το χαρακτηριστικό μπορούμε να τροφοδοτήσουμε το ηλεκτρόδιο ολίσθησης παγιδεύοντας απλά τον ακροδέκτη του καλωδίου μεταξύ του ηλεκτροδίου και του αποστάτη. Αυτό είναι πολύ θετικό γιατί δεν χρειάζεται να χρησιμοποιηθούν άλλοι τρόποι σύνδεσης όπως βίδες που θα προκαλούσαν ανομοιογένεια του πεδίου ή ακόμα και δημιουργία ηλεκτρικών εκκενώσεων λόγω αιχμηρών ακμών.

3.2 Η τεχνολογία *microbulk*

Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν αποτελούν εξέλιξη του κλασικού ανιχνευτή *Micro-megas* όπως παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Οι συγκεκριμένοι ανιχνευτές αξιοποιούν την τεχνολογία *microbulk* η οποία στηρίζεται στην δημιουργία μιας ενιαίας κατασκευής του πλέγματος και της ανόδου. Για την ακρίβεια, το πλέγμα παύει να χρησιμοποιείται και την θέση του αναλαμβάνει ένα φύλλο χαλκού με οπές όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.5. Ωστόσο, στο εξής οποιαδήποτε αναφορά στο πλέγμα θα παραπέμπει σε αυτή τη δομή παρόλο που παύει να μοιάζει με πλέγμα.



Σχήμα 3.5: Εικόνα από την επιφάνεια του πλέγματος των ανιχνευτών με την χρήση οπτικού μικροσκοπίου. Η διάμετρος των οπών είναι 40 μm και η απόσταση μεταξύ τους 100 μm .

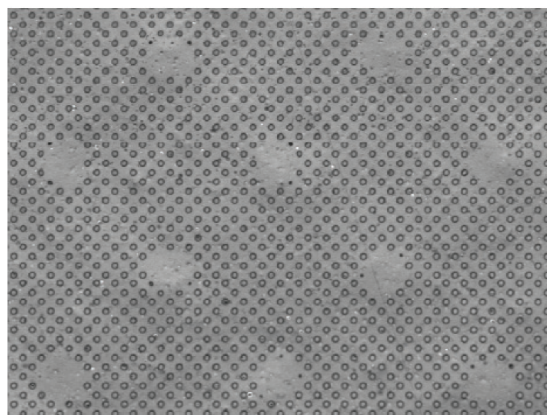
Η πρώτη ύλη για την κατασκευή του ανιχνευτή είναι ένα εύκαμπτο φύλλο πολυμερούς *kapton* με ένα λεπτό στρώμα χαλκού σε κάθε πλευρά του. Το πρώτο βήμα είναι η εναπόθεση ενός φωτοευαίσθητου φιλμ πάνω στο φύλλο το οποίο στη συνέχεια ακτινοβολείται με υπεριώδη ακτινοβολία για να δημιουργηθεί η κατάλληλη μάσκα. Ο χαλκός αφαιρείται με κλασικές τεχνικές λιθογραφίας για να δημιουργηθεί το σχέδιο που φαίνεται στην εικόνα 3.6. Στη συνέχεια αφαιρείται το *kapton* που βρίσκεται κάτω από τις οπές του χαλκού. Το *kapton* που απομένει παίζει τον ρόλο των *pillars* ενώ

παράλληλα ενισχύει την ικανότητα του ανιχνευτή να αντέχει υψηλές συγκεντρώσεις φορτίων αφού αυξάνεται η χωρητικότητα μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου. Στο σχήμα 3.6 φαίνεται το αποτέλεσμα αυτής της τεχνικής.



Σχήμα 3.6: Τα στηρίγματα από καρτον του ανιχνευτή Micromegas με την τεχνολογία microbulk [9]

Μια εναλλακτική δομή για τον ανιχνευτή είναι αυτή που φαίνεται στην εικόνα 3.7. Σε αυτή την περίπτωση αφαιρείται το καρτον που βρίσκεται κάτω από την μεγαλύτερη επιφάνεια του χαλκού. Ωστόσο, υπάρχουν pillars μεγαλύτερης διαμέτρου για την στήριξη του πλέγματος. Η μειωμένη μάζα του διηλεκτρικού οδηγεί σε μείωση της χωρητικότητας του ανιχνευτή και ως επακόλουθο στην μείωση της ευαισθησίας του στον θόρυβο [10].



Σχήμα 3.7: Εναλλακτική δομή Micromegas τεχνολογίας microbulk. Τα στηρίγματα έχουν διάμετρο 400 μm και η μεταξύ τους απόσταση είναι 1 mm [10]

Οι ανιχνευτές του πειράματος είναι βασισμένοι στην πρώτη δομή που περιγράφηκε. Και για τις δύο αρχιτεκτονικές, το κενό στην περιοχή ενίσχυσης είναι πιο ομογενές από παλιότερες τεχνολογίες οδηγώντας σε έναν βελτιωμένο Micromegas, μειώνοντας τις διακυμάνσεις από την χιονοστιβάδα των ηλεκτρονίων και αυξάνοντας την ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Το καρτον και ο χαλκός είναι δύο υλικά με πολύ χαμηλά επίπεδα συγκέντρωσης ραδιενεργών ισotόπων [19] κάτι που τα κάνει ιδανικά δομικά υλικά ενός ανιχνευτή. Τέλος, η μειωμένη μάζα των ανιχνευτών τους καθιστά ιδανικούς για πειράματα που χρησιμοποιούνται νετρόνια λόγω μειωμένων σκεδάσεων από τα τελευταία. Ωστόσο, οι ανιχνευτές της τεχνολογίας microbulk είναι λιγότερο μηχανολογικά ανθεκτικοί από τους προηγούμενους [10].

3.2.1 Ανάγνωση του σήματος

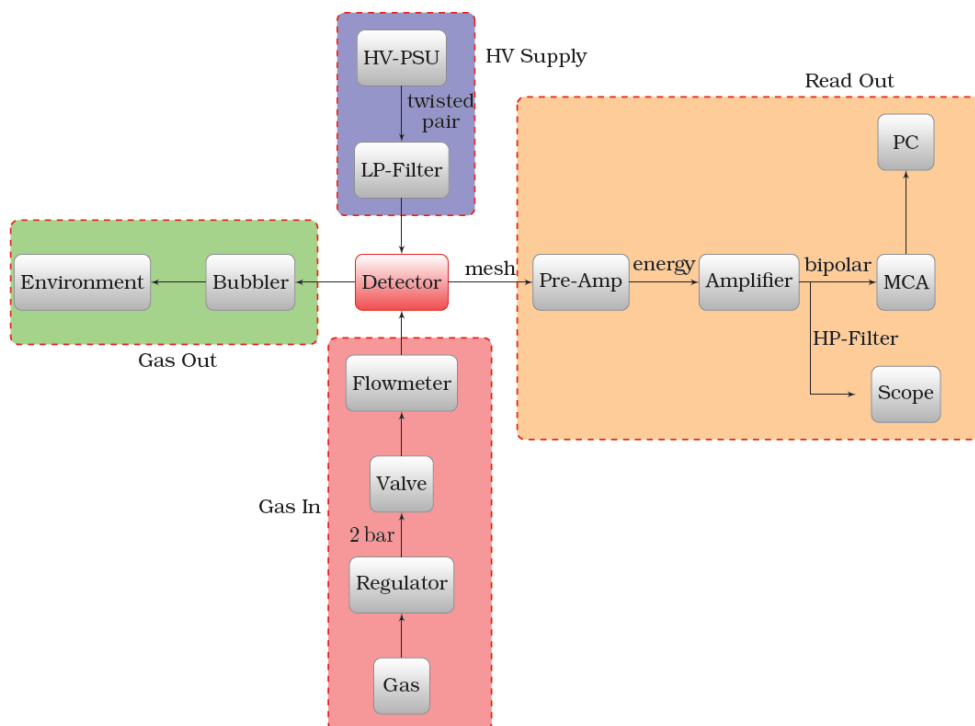
Η δημιουργία των ηλεκτρονίων συνεπάγεται και την δημιουργία κατιόντων τα οποία ακολουθούν ακριβώς αντίθετη πορεία από τα ηλεκτρόνια καταλήγοντας στο πλέγμα. Ως αποτέλεσμα, υπάρχουν δύο τρόποι για να συλλέξει κανείς το σήμα. Ο πρώτος είναι από την άνοδο, όπου το σήμα δημιουργείται από τα ηλεκτρόνια, ενώ ο δεύτερος είναι από το πλέγμα όπου το σήμα δημιουργείται από τα θετικά ιόντα.

Οι ανιχνευτές του πειράματος είναι κατασκευασμένοι έτσι ώστε το σήμα να συλλέγεται από το πλέγμα. Επομένως το σήμα δημιουργείται από τα θετικά ιόντα τα οποία έχουν μικρότερη κινητικότητα από τα ηλεκτρόνια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το σήμα να είναι λιγότερο γρήγορο αλλά όχι χαμηλότερης ποιότητας.

3.3 Πειραματική διάταξη

3.3.1 Η διάταξη του ανιχνευτή και των οργάνων

Η τροφοδοσία των ανιχνευτών γίνεται με ένα τροφοδοτικό CAEN N471A το οποίο είναι ικανό να παρέχει δύο διαφορετικές τροφοδοσίες. Η μία έξοδος χρησιμοποιήθηκε για την τάση στο ηλεκτρόδιο της καθόδου (drift) ενώ η άλλη για την τάση στο πλέγμα. Το τροφοδοτικό είχε διακριτική ικανότητα 1 nA το οποίο ήταν πολύ χρήσιμο για την παρακολούθηση του ρεύματος διαρροής από το πλέγμα το οποίο θα πρέπει να είναι μηδενικό στην ιδανική περίπτωση.



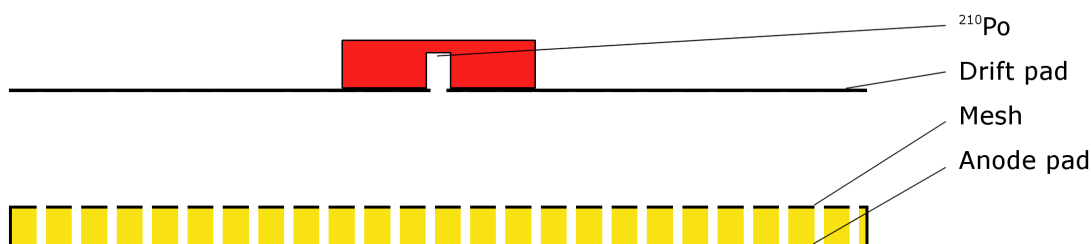
Σχήμα 3.8: Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη των ανιχνευτών με την πηγή ^{210}Po

Η τροφοδοσία γίνεται με ομοαξονικά καλώδια SHV τα οποία πριν φτάσουν στον ανιχνευτή διέρχονται από ένα βαθυπερατό φίλτρο. Μετά το φίλτρο, το ηλεκτρόδιο της καθόδου τροφοδοτείται απευθείας ενώ το καλώδιο του πλέγματος διέρχεται από την bias είσοδο του προενισχυτή. Ο προενισχυτής είναι ένας ORTEC 142A. Η τροφοδοσία του πλέγματος γίνεται από την είσοδο input του προενισχυτή από την οποία συλλέγουμε και το σήμα. Η τροφοδοσία και η συλλογή του σήματος από το ίδιο καλώδιο είναι εφικτή επειδή το σήμα βρίσκεται πάνω στο dc level της τροφοδοσίας. Το ηλεκτρόδιο της ανόδου παραμένει πάντα γειωμένο με μία τερματική αντίσταση των 50 Ω.

Από την ενεργειακή έξοδο του προενισχυτή το σήμα οδηγείται στον ενισχυτή ο οποίος είναι ο ORTEC 672. Το σήμα ενισχύεται και οδηγείται στον παλμογράφο για παρατήρηση και στον πολυδιαυλικό αναλυτή για την δημιουργία του φάσματος με τον ηλεκτρονικό υπολογιστή. Στο σχήμα 3.8 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε.

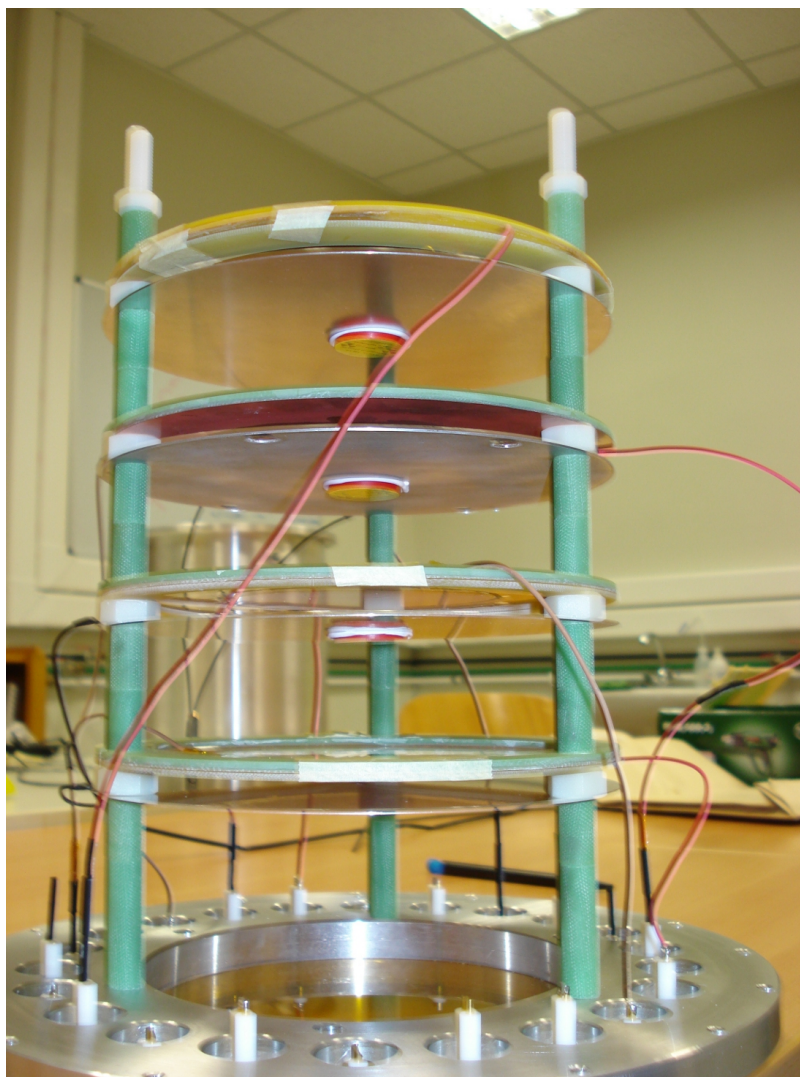
Το αέριο που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη των ανιχνευτών είναι μείγμα αργού και διοξειδίου του άνθρακα σε αναλογία 80% και 20% αντίστοιχα. Για την πλήρωση του θαλάμου ιονισμού χρειάζονται αρκετές ώρες αναλόγως και με την ροή του αερίου. Η πίεση στον θάλαμο ιονισμού είναι ελαφρώς πάνω από 1 bar. Η διαδρομή του αερίου ξεκινάει από την φιάλη η οποία καταλήγει σε μια βάνα ελέγχου και στη συνέχεια στο ροόμετρο. Μετά οδηγείται στον θάλαμο ιονισμού από τον οποίο εξέρχεται καταλήγοντας στον bubbler για την επίβλεψη του κυκλώματος για τυχόν διαρροές. Τέλος, το αέριο απελευθερώνεται στην ατμόσφαιρα.

Στον θάλαμο ιονισμού τοποθετήθηκαν όλοι οι ανιχνευτές στους οποίους ήταν προσκολλημένη στο ηλεκτρόδιο της καθόδου η πηγή του ^{210}Po . Επειδή τα σωματίδια α δεν μπορούν να διαπεράσουν το αλουμίνιο ήταν αναγκαία η δημιουργία μια οπής 4.5 mm στο κέντρο του ηλεκτροδίου όπως φαίνεται στην εικόνα 3.9. Έτσι, οι πηγές κολλήθηκαν στην πίσω πλευρά του ηλεκτροδίου της καθόδου και τα σωματίδια α εκπέμπονταν κατευθείαν στην περιοχή ολίσθησης του ανιχνευτή.



Σχήμα 3.9: Κάθετη τομή της πειραματικής διάταξης των ανιχνευτών μέσα στον θάλαμο ιονισμού

Η απόσταση μεταξύ του ηλεκτροδίου της καθόδου και του πλέγματος καθορίστηκε στα 8 mm με πλαστικούς αποστάτες. Ωστόσο η πραγματική απόσταση μεταξύ της καθόδου και του πλέγματος ήταν 10 mm επειδή το πλέγμα τοποθετείται μεταξύ δύο πλαστικών δαχτυλιδιών πάχους 2 mm το καθένα. Μόνο ο ανιχνευτής DM1 δεν είχε επιπλέον δαχτυλίδι και η απόσταση μεταξύ καθόδου και πλέγματος ήταν πράγματι 8 mm. Αυτή η απόσταση παίζει καθοριστικό ρόλο στην λειτουργία του ανιχνευτή



Σχήμα 3.10: Οι ανιχνευτές πριν την τοποθέτηση στον θάλαμο ιονισμού με τις πηγές ^{210}Po

καθώς και στην ανάλυση των αποτελεσμάτων. Ο κάθε ανιχνευτής απείχε από τον γειτονικό του 44 mm.

3.3.2 Μεθοδολογία μετρήσεων

Λόγω του μεγάλου όγκου του ανιχνευτή, το αέριο χρειάζεται πολλές ώρες για να έρθει σε ισορροπία αλλά ακόμα και τότε είναι αρκετά ευαίσθητο σε μεταβολές της ροής. Είναι απαραίτητο λοιπόν να βρεθεί η ροή ισορροπίας. Στη συνέχεια πρέπει να γίνει μια μέτρηση αναφοράς, η οποία θα πρέπει να επαληθεύεται σε τακτά χρονικά διαστήματα κατά την διάρκεια του πειράματος. Αυτή η μέτρηση έγινε σε τυχαίο ανιχνευτή με τυχαίες τάσεις. Σημαντικός παράγοντας είναι να μην μεταβάλλεται τεχνητά η ενίσχυση από τον ενισχυτή. Οι ρυθμίσεις στα ηλεκτρονικά θα πρέπει να παραμένουν ίδιες καθ' όλη την διάρκεια των μετρήσεων.

Για την ενίσχυση του ανιχνευτή θα πρέπει η τάση του ηλεκτροδίου της καθόδου να διατηρείται σταθερή και να μεταβάλλεται η τάση του πλέγματος. Το κεντροειδές

του φάσματος μετατοπίζεται δεξιότερα με την αύξηση της διαφοράς δυναμικού μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου. Αυτό μεταφράζεται σε αύξηση της ενίσχυσης.

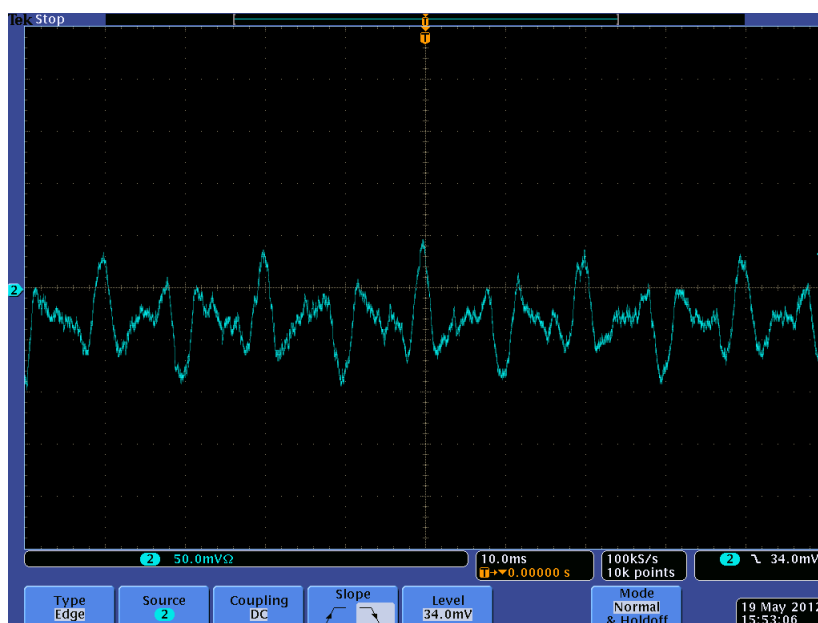
Η διαδικασία για την εξαγωγή της transparency του ανιχνευτή είναι αντίστροφη από αυτή της ενίσχυσης. Τώρα η τάση του πλέγματος παραμένει σταθερή ενώ αυξάνεται η τάση στην κάθοδο. Σε αυτή την περίπτωση το κεντροειδές του φάσματος μετατοπίζεται σε μεγαλύτερο κανάλι μέχρι ένα σημείο που επέρχεται κορεσμός και παραμένει σταθερό. Με περαιτέρω αύξηση της τάσης παρατηρείται μείωση της ενίσχυσης.

3.3.3 Εξουδετέρωση θορύβου

Ο ηλεκτρονικός θόρυβος είναι μια παράμετρος που θα πρέπει να ελαχιστοποιείται στο μέγιστο δυνατό βαθμό. Ωστόσο, η διαδικασία για να το πετύχει κάποιος αυτό δεν είναι τετριμμένη και πολλές φορές καθόλου εύκολη. Οι βασικές αρχές για την μείωση του ηλεκτρονικού θορύβου είναι η ηλεκτρομαγνητική θωράκιση των στοιχείων του κυκλώματος και η ελαχιστοποίηση των συνδέσεων σε συνδυασμό με την ελάττωση του μήκους των καλωδίων.

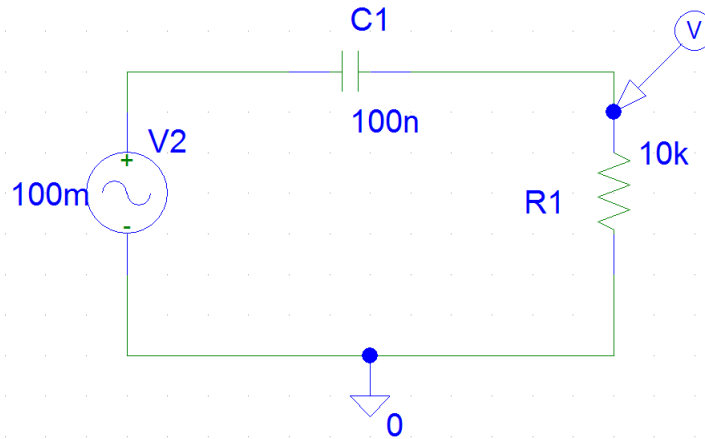
Σε κάθε πειραματική διάταξη ο θόρυβος είναι διαφορετικός επειδή εξαρτάται από την συνολική αλληλεπίδραση όλων των στοιχείων του κυκλώματος. Επίσης, η καταπολέμησή του εξαρτάται και από τα σωματίδια που πρόκειται να ανιχνευθούν. Για παράδειγμα, για σωματίδια πολύ χαμηλής ενέργειας, η μείωση του θορύβου παίζει καθοριστικό ρόλο για την μέτρηση.

Η αλληλεπίδραση του τροφοδοτικού, του προενισχυτή και του ανιχνευτή οδηγούσε στην δημιουργία θορύβου σαφώς καθορισμένης μορφής. Η συχνότητα της κυματομορφής του θορύβου ήταν 50 Hz η οποία είναι η χαρακτηριστική συχνότητα του δικτύου ηλεκτροδότησης. Το πλάτος του θορύβου σε ορισμένες περιπτώσεις ξεπερνούσε ακόμη και τα 200 mV, διατηρώντας όμως την χαρακτηριστική κυματομορφή του.



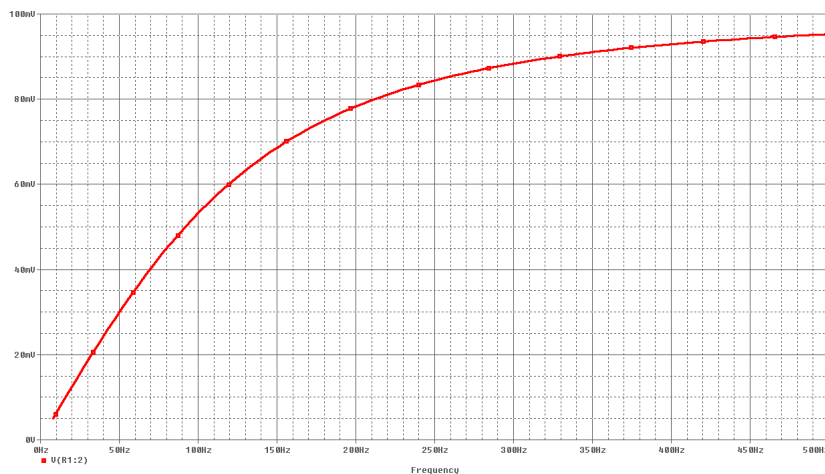
Σχήμα 3.11: Χαρακτηριστική μορφή θορύβου με συχνότητα 50 Hz

Για την παρακολούθηση του θορύβου, θα πρέπει να βλέπουμε το σήμα από τον προενισχυτή στον παλμογράφο. Το πολύ μεγάλο ύψος του θορύβου είχε ως αποτέλεσμα την παρουσία του σήματος μέσα στον θόρυβο. Όμως μια κυματομορφή σαφώς καθορισμένης συχνότητας μπορεί εύκολα να εξαλειφθεί με την παρεμβολή ενός φίλτρου. Το φίλτρο που υλοποιήθηκε είναι ένα υπερπαρατό φίλτρο το οποίο επιτρέπει την διέλευση σε υψηλές συχνότητες με συχνότητα αποκοπής 159 Hz. Στο σχήμα 3.12 φαίνεται το σχέδιο του φίλτρου με το πρόγραμμα PSpice.



Σχήμα 3.12: Υπερπαρατό φίλτρο με την χρήση αντίστασης 10 kΩ και πυκνωτή 100 nF

Το φίλτρο είναι σχεδιασμένο ώστε στα 50 Hz, το πλάτος του σήματος να βρίσκεται στο 30% του μέγιστου δυνατού πλάτους. Σε τέτοιες περιπτώσεις θα πρέπει να γίνει ένας συμβιβασμός μεταξύ της συχνότητας αποκοπής και του πλάτους του σήματος στην συχνότητα που μας ενδιαφέρει. Στο σχήμα 3.13 παρουσιάζεται η προσομοίωση που έγινε με το PSpice.

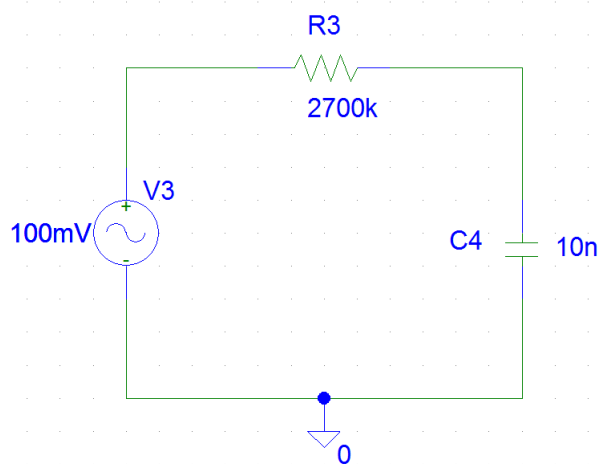


Σχήμα 3.13: Υπερπαρατό φίλτρο με την χρήση αντίστασης 10 kΩ και πυκνωτή 100 nF

Το παραπάνω φίλτρο είναι χρήσιμο μόνο στην περίπτωση που το σήμα διαβάζεται κατευθείαν από τον προενισχυτή στον παλμογράφο, χωρίς την παρεμβολή του ενισχυτή. Ο ενισχυτής διαθέτει φίλτρα για την αποκοπή χαμηλών συχνοτήτων. Αυτό

επιβεβαιώθηκε με την λήψη φάσματος στην περίπτωση της παρεμβολής του φίλτρου μεταξύ του προενισχυτή και του ενισχυτή και στην περίπτωση της μη παρεμβολής του φίλτρου. Και στις δύο περιπτώσεις το φάσμα ήταν ακριβώς το ίδιο. Σημαντικό είναι επίσης το γεγονός ότι μειώθηκε η διάρκεια των παλμών του σήματος λόγω του φίλτρου κατά μία τάξη μεγέθους. Αυτό είναι λογικό αφού μειώθηκε και το ύψος του παλμού.

Πολύ χρήσιμη ήταν και η παρουσία ενός δεύτερου φίλτρου στο κύκλωμα το οποίο αποσκοπεί στην απομάκρυνση υψηλών συχνοτήτων που εμφανίζονται από το τροφοδοτικό. Το φίλτρο αυτό τοποθετείται ακριβώς μετά το τροφοδοτικό και έχει συχνότητα αποκοπής 5.9 Hz. Το βαθυπερατό φίλτρο που υλοποιήθηκε φαίνεται στο σχήμα 3.14.



Σχήμα 3.14: Βαθυπερατό φίλτρο με την χρήση αντίστασης 2.7 MΩ και πυκνωτή 10 nF

Για να μειωθούν οι συνδέσεις, αφαιρέθηκαν από τον θάλαμο ιονισμού οι ακροδέκτες που συνδέουν τα καλώδια των ανιχνευτών με τα SHV και BNC βύσματα. Τα καλώδια των ανιχνευτών συνδέθηκαν με απ' ευθείας κόλληση στα SHV και BNC βύσματα. Το μήκος των καλωδίων μειώθηκε επίσης για λόγους εργονομίας και μείωσης θορύβου.

Παρόλο που τα καλώδια μεταφοράς του σήματος είναι ομοαξόνικα και επομένως απαλλαγμένα από θορύβους λόγω της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που βρίσκεται στον περιβάλλοντα χώρο, βοήθησε αρκετά η συστροφή τους. Η συστροφή των καλωδίων είναι πολύ συνηθισμένη τεχνική για την μείωση του θορύβου σε καλώδια που δεν είναι ομοαξόνικα. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι τα καλώδια UTP. Ο λόγος της συστροφής των καλωδίων είναι επειδή με αυτό τον τρόπο μειώνεται η επιφάνεια ανάμεσα στα καλώδια, μειώνοντας παράλληλα και την μαγνητική σύζευξη του σήματος μεταξύ των καλωδίων.

Τέλος, μια επιπλέον τεχνική που χρησιμοποιήθηκε δανεισμένη από τις τηλεπικοινωνίες είναι η χρήση περιελισσόμενων καλωδίων σε τοροειδή σιδηρομαγνητικό πυρήνα (balun) τα οποία δεν επιτρέπουν στο θόρυβο να διαδίδεται στο μπλεντάζ του ομοαξόνικου καλωδίου.



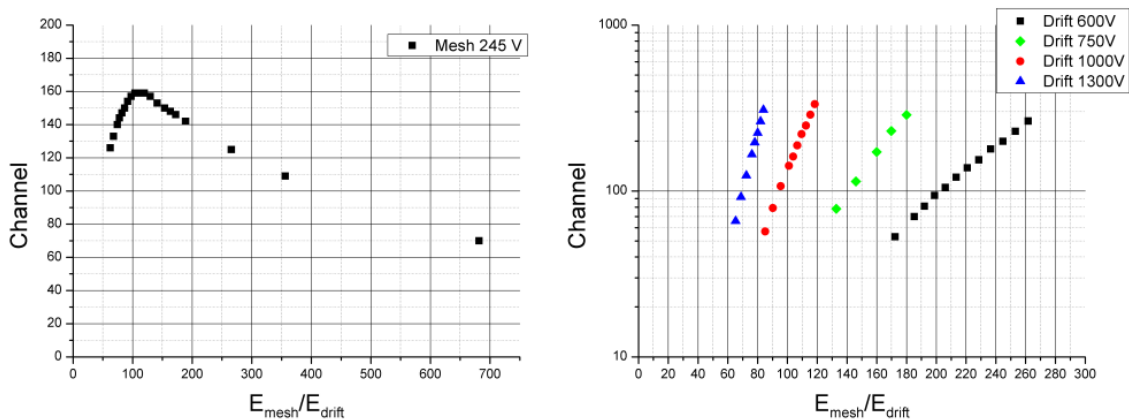
Σχήμα 3.15: Balun για την μείωση του θορύβου

3.4 Ανάλυση των αποτελεσμάτων

3.4.1 Χαρακτηριστικές καμπύλες των ανιχνευτών

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.16, η transparency του ανιχνευτή DM1 παρουσιάζει μέγιστο για μια μικρή περιοχή του λόγου των πεδίων της περιοχής ενίσχυσης και της περιοχής ολίσθησης. Οι μετρήσεις έγιναν κρατώντας σταθερό το δυναμικό του πλέγματος στα 245 V και μεταβάλλοντας το δυναμικό στην κάθοδο. Ο κατακόρυφος άξονας αντιπροσωπεύει το κανάλι στο οποίο εμφανίζεται το κεντροειδές της κορυφής του φάσματος.

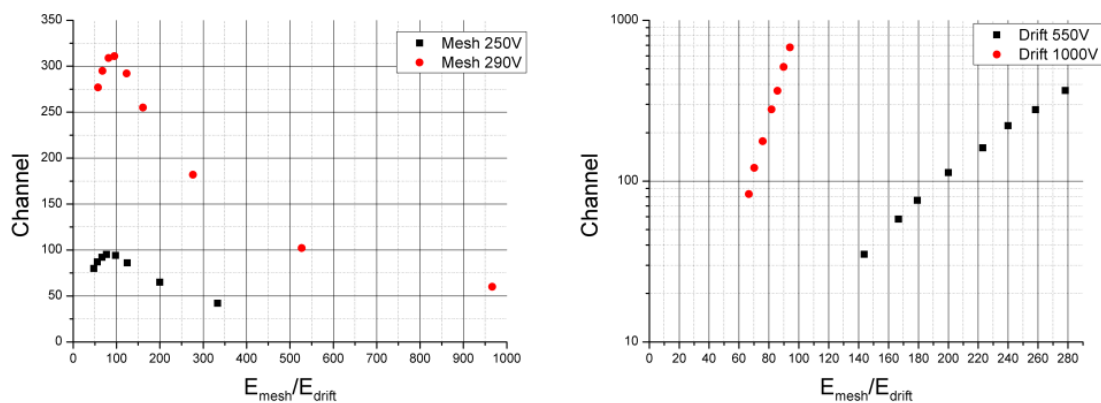
Για την ενίσχυση του ανιχνευτή έγιναν τέσσερις σειρές μετρήσεων για διαφορετική τιμή του δυναμικού της καθόδου. Παρατηρούμε ότι και στις τέσσερις περιπτώσεις η ενίσχυση είναι εκθετική με την αύξηση του πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης. Επίσης, η μέγιστη ενίσχυση επιτυγχάνεται όταν το πεδίο της περιοχής ενίσχυσης είναι ισχυρότερο κατά 120 φορές περίπου από το πεδίο της περιοχής ολίσθησης όπου παρουσιάζεται και η μέγιστη transparency.



Σχήμα 3.16: Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM1

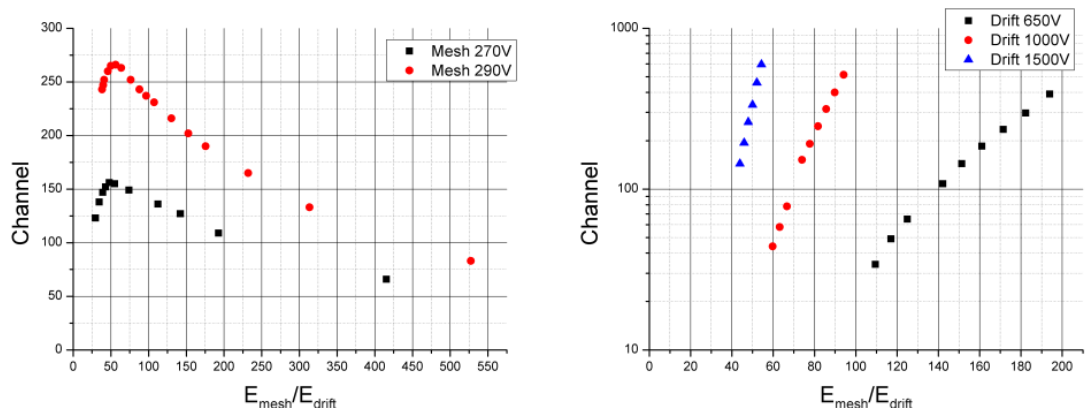
Για τον ανιχνευτή DM2 έγιναν δύο σειρές μετρήσεων τόσο για την transparency όσο και για την ενίσχυσή του. Στο σχήμα 3.17 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων τα οποία διαφέρουν ποιοτικά ως προς την transparency από τον ανιχνευτή

DM1. Στην περίπτωση του DM2 παρατηρείται πιο απότομη κορυφή για την μέγιστη transparency τόσο σε χαμηλή όσο και υψηλή ενίσχυση. Η μέγιστη transparency εμφανίζεται όταν το πεδίο της περιοχής ενίσχυσης είναι περίπου 90 φορές ισχυρότερο από το πεδίο της περιοχής ολίσθησης.



Σχήμα 3.17: Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM2

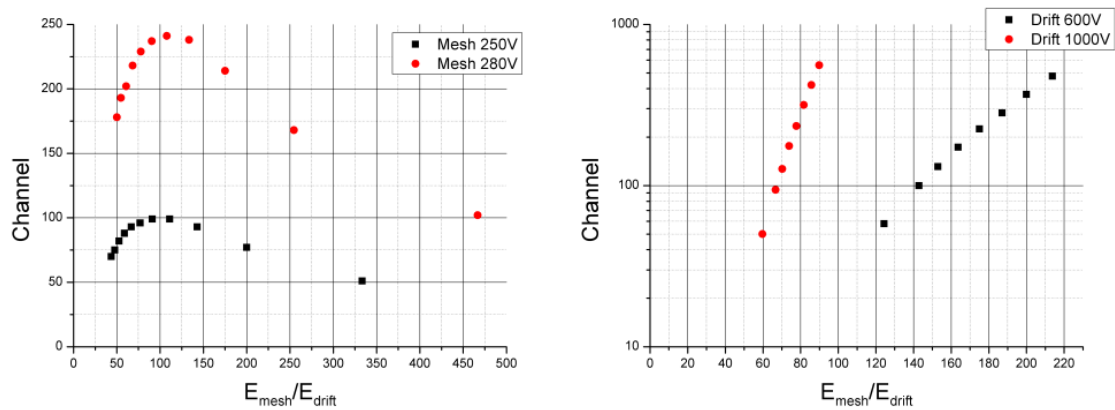
Ο ανιχνευτής DM3 παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με τον ανιχνευτή DM2 ως προς την transparency η οποία φαίνεται να γίνεται μέγιστη όταν το πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης είναι περίπου 55 φορές ισχυρότερο από το πεδίο στην περιοχή ολίσθησης. Είναι φανερό ότι ο ανιχνευτής DM3 χρειάζεται ισχυρότερο πεδίο στην περιοχή ολίσθησης από τους υπόλοιπους.



Σχήμα 3.18: Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM3

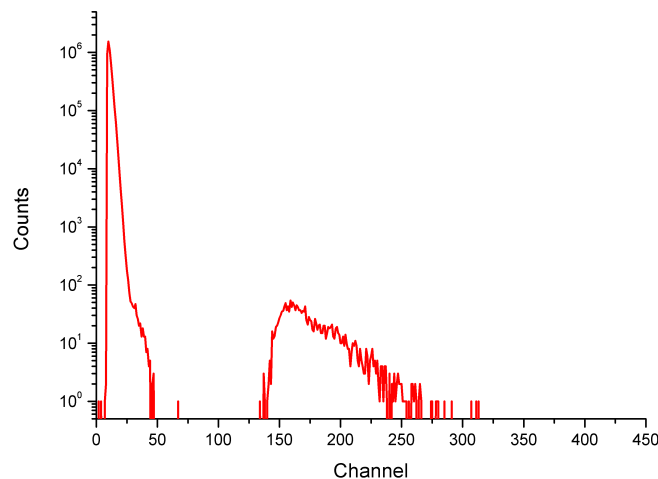
Ο ανιχνευτής DM4 φαίνεται να έχει ευρεία κορυφή μέγιστης transparency κάτι το οποίο τον ξεχωρίζει από τους υπόλοιπους τρεις. Το πεδίο της περιοχής ενίσχυσης σε αυτή την περίπτωση είναι περίπου 110 φορές ισχυρότερο από το πεδίο της περιοχής ολίσθησης. Η μεγάλη περιοχή transparency επιτρέπει στον DM4 να έχει παρόμοια ενίσχυση σε ένα μεγάλο εύρος τιμών του πεδίου στην περιοχή ολίσθησης.

Τέλος, στο σχήμα 3.20 παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα σωματιδίων α . Η απόσταση των 8 mm δεν είναι αρκετή για να ακινητοποιηθούν πλήρως τα σωματίδια α ,



Σχήμα 3.19: Η transparency (αριστερά) και η ενίσχυση (δεξιά) του ανιχνευτή DM4

με αποτέλεσμα να αφήνουν μόνο μέρος της ενέργειάς τους στο αέριο. Αν η πηγή εξέπεμπε ισότροπα σε όλες τις γωνίες, τότε τα σωματίδια α που εκπέμπονται σε μεγάλες γωνίες θα διένυαν μεγαλύτερη διαδρομή και θα εναπόθεταν περισσότερη ενέργεια. Ωστόσο, λόγω της διάταξης και της γεωμετρίας της πηγής ^{210}Po , μπορούμε να θεωρήσουμε ότι τα σωματίδια α που καταφέρνουν να εισέλθουν στην περιοχή ολίσθησης είναι μόνο αυτά που κινούνται σχεδόν κάθετα στο ηλεκτρόδιο της καθόδου. Άρα είναι αναμενόμενο να εμφανίζεται μία μόνο κορυφή στο φάσμα η οποία εμφανίζει ασυμμετρία ως προς τις μεγαλύτερες ενέργειες λόγω των σωματιδίων α που διανύουν ελαφρώς μεγαλύτερη διαδρομή. Στην περίπτωση εκτεταμένης πηγής θα περιμέναμε δύο κορυφές οι οποίες αντιστοιχούν στα σωματίδια α των μικρών και των μεγάλων γωνιών.



Σχήμα 3.20: Φάσμα από τον ανιχνευτή DM4 για τάση 1000 V στην κάθοδο και 270 V στο πλέγμα

Σύμφωνα με υπολογισμούς της απώλειας ενέργειας των σωματιδίων α στην περιοχή ολίσθησης του ανιχνευτή (βλ. ενότητα 3.5), η κορυφή του φάσματος που εμφα-

νίζεται στο κανάλι 160 αντιστοιχεί σε ενέργεια 780 keV. Η πρώτη κορυφή αντιστοιχεί στον θόρυβο της διάταξης και είναι σαφώς διαχωρισμένη από το υπόλοιπο φάσμα.

3.4.2 Γενικά συμπεράσματα

Κάθε ανιχνευτής είναι διαφορετικός όσον αφορά τις χαρακτηριστικές του καμπύλες. Ωστόσο όλοι έχουν τα ίδια ποιοτικά χαρακτηριστικά. Όσο πιο κοντά στην περιοχή της μέγιστης transparency βρίσκεται ο ανιχνευτής τόσο μεγαλύτερη είναι η ενίσχυση που θα έχει και τόσο πιο γραμμικά αποκρίνεται. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η καμπύλη της ενίσχυσης του ανιχνευτή DM3 (σχήμα 3.18) στην περίπτωση που η τάση στο ηλεκτρόδιο της καθόδου είναι 650 V. Η απόκλιση από την γραμμικότητα οφείλεται στην μείωση της ενίσχυσης κατά την απομάκρυνση από την βέλτιστη transparency.

Σημαντικό είναι επίσης το γεγονός ότι η γραμμικότητα δεν περιορίζεται μόνο στην στενή περιοχή της μέγιστης transparency αλλά διατηρείται και εκτός αυτής για σχετικά μεγάλο εύρος τιμών του λόγου των δύο πεδίων. Παρατηρείται μείωση της ενίσχυσης αλλά όχι απόκλιση από την γραμμικότητα. Επίσης, όσο πιο κοντά βρισκόμαστε στην transparency τόσο πιο απότομη γίνεται η κλίση της ευθείας της ενίσχυσης. Επομένως μια μικρή μεταβολή του πεδίου προκαλεί σημαντικές διαφορές.

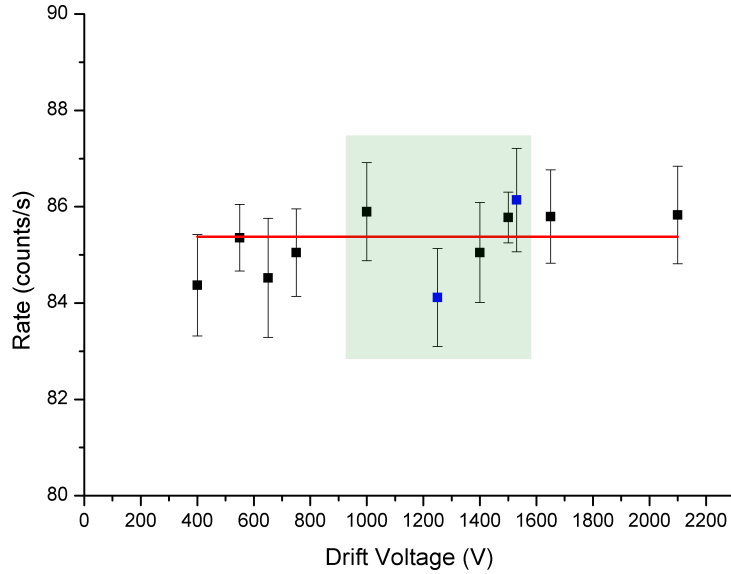
Από τις μετρήσεις της transparency για υψηλή και χαμηλή ενίσχυση προκύπτει το συμπέρασμα ότι η transparency των ανιχνευτών είναι ανεξάρτητη της ενίσχυσης. Αυτό φαίνεται εύκολα επειδή η καμπύλη της transparency μετατοπίζεται παράλληλα. Αντιθέτως, η ενίσχυση είναι απόλυτα εξαρτημένη από την transparency. Από τα σχήματα 3.16-3.19 είναι φανερό ότι η μεγαλύτερη ενίσχυση επιτυγχάνεται όταν βρισκόμαστε πιο κοντά στην περιοχή της μέγιστης transparency. Φυσικά θα πρέπει η μέγιστη τάση στο πλέγμα για κάθε ανιχνευτή να παραμένει σταθερή για όλες τις σειρές μετρήσεων για να μπορεί να ισχύει αυτό το συμπέρασμα.

Μια σημαντική παράμετρος που έπρεπε να εξετασθεί ήταν η απόδοση του ανιχνευτή σε όλο το εύρος των τάσεων. Δηλαδή το αν η απόδοση του ανιχνευτή μειώνεται όταν βρίσκεται εκτός transparency. Για να εξετασθεί αυτή η υπόθεση χρησιμοποιήθηκε η μέτρηση της ενεργότητας της πηγής. Στο σχήμα 3.21 παρουσιάζονται οι μετρήσεις της ενεργότητας της πηγής με τον ανιχνευτή DM3 για όλο το εύρος λειτουργίας του. Το σχετικό σφάλμα των μετρήσεων με τις οποίες εξετάστηκε η απόδοση του ανιχνευτή δεν ξεπερνά το 1.2%. Δηλαδή, η στατιστική μπορεί να θεωρηθεί επαρκής. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η μεγαλύτερη απόκλιση από την μέση τιμή είναι 1.3%. Επομένως, η απόδοση του ανιχνευτή δεν επηρεάζεται από την transparency.

Ωστόσο οι πηγές ^{210}Po που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις είναι εκπαιδευτικές πηγές χαμηλής ενεργότητας. Η σταθερή απόδοση του ανιχνευτή για πηγές υψηλής ενεργότητας δεν θα πρέπει να θεωρείται δεδομένη λόγω νεκρού χρόνου.

Τον πιο καθοριστικό ρόλο στα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή παίζει το αέριο. Στην περίπτωση ενός τόσο μεγάλου θαλάμου ιονισμού είναι δυνατόν να επιτευχθούν διάφορα σημεία ισορροπίας ελέγχοντας την ροή του αερίου. Επίσης λόγω μεγέθους, οι αλλαγές που οφείλονται στην ροή του αερίου χρειάζονται αρκετό χρόνο για να λάβουν χώρα.

Τέλος, η χρήση των πεδίων στις περιοχές των ανιχνευτών απαλείφει την ανάγκη αναφοράς στις αποστάσεις μεταξύ των ηλεκτροδίων. Ωστόσο επειδή πρακτικά χρη-



Σχήμα 3.21: Απόδοση του ανιχνευτή DM3 για όλο το εύρος λειτουργίας του. Η έντονη περιοχή αντιστοιχεί στην περιοχή βέλτιστης transparency.

Ανιχνευτής	V_{drift}/V_{mesh}
DM1	3.1 – 4.6
DM2	2.6 – 4.1
DM3	3.9 – 6.0
DM4	2.4 – 3.9

Πίνακας 3.2: Λόγοι τάσεων του ηλεκτροδίου ολίσθησης και του πλέγματος για τις αποστάσεις που χρησιμοποιήθηκαν, ώστε να επιτυγχάνεται transparency

σιμοποιούνται τάσεις τροφοδοσίας, στον πίνακα 3.2 παρουσιάζονται οι τιμές για τις οποίες μπορεί να θεωρηθεί ότι κάθε ανιχνευτής βρίσκεται εντός transparency. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι αυτά τα όρια ισχύουν μόνο για τις αποστάσεις που χρησιμοποιήθηκαν στις δοκιμές.

3.5 Υπολογισμός της ενίσχυσης των ανιχνευτών

Για τον υπολογισμό της ενίσχυσης των ανιχνευτών θα χρησιμοποιηθεί η εξίσωση (2.13). Σε αυτό τον υπολογισμό συμβάλλουν πολλές διαφορετικές παράμετροι οι οποίες είναι αδύνατο να είναι σαφώς καθορισμένες. Επομένως, η ενίσχυση δεν μπορεί να θεωρηθεί απόλυτα ακριβής αλλά ως μια προσέγγιση στην τάξη μεγέθους της πραγματικής ενίσχυσης.

Στον πίνακα 3.3 παρουσιάζεται η ενίσχυση των ανιχνευτών για ακτινοβολία σωματιδίων α . Όπως ήταν αναμενόμενο, ο ανιχνευτής DM1 έχει αρκετά χαμηλότερη ενίσχυση από τους υπόλοιπους λόγω της μικρότερης περιοχής ενίσχυσης. Τα σωματίδια α δεν εναποθέτουν το σύνολο της ενέργειάς τους στον ανιχνευτή. Για τον

Ανιχνευτής	Πάχος περιοχής ενίσχυσης (μm)	Ενίσχυση
DM1	25	~ 240
DM2	50	~ 375
DM3	50	~ 320
DM4	50	~ 320

Πίνακας 3.3: Η ενίσχυση των ανιχνευτών για ακτινοβολία σωματιδίων α

υπολογισμό της ενέργειας που αφήνουν χρησιμοποιήθηκε η βάση δεδομένων *astar* καθώς και προσομοιώσεις με το πρόγραμμα *FLUKA*. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι τα σωματίδια α εναποθέτουν περίπου 600 keV στον ανιχνευτή DM1 και περίπου 780 keV στους υπόλοιπους.

Σύμφωνα με το όριο Raether [17] υπάρχει μια μέγιστη τιμή ενίσχυσης που μπορεί να επιτευχθεί η οποία είναι αντιστρόφως ανάλογη του αριθμού των πρωτογενών ηλεκτρονίων που παράγονται.

$$Mn_0 = Q_{max} = 10^6 - 10^7 \text{ electrons} \quad (3.1)$$

Σύμφωνα με την εξίσωση 3.1, εφόσον ο αριθμός πρωτογενών ηλεκτρονίων για τις συγκεκριμένες μετρήσεις ήταν $\sim 10^5$, η μέγιστη δυνατή ενίσχυση είναι $\sim 10^2$. Αυτό φαίνεται να επαληθεύεται από τα πειραματικά αποτελέσματα.

Μελέτη των ανιχνευτών με τους στόχους

Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν για την μέτρηση της ενεργού διατομής της σχάσης του ^{237}Np είναι δύο στόχοι ^{238}U και ένας στόχος ^{235}U . Τα ουράνια χρησιμοποιούνται ως μετρήσεις αναφοράς για την εξαγωγή της ενεργού διατομής του ^{237}Np . Η μελέτη του ανιχνευτή με τους στόχους είναι απαραίτητη επειδή δεν είναι σημειακές πηγές όπως το ^{210}Po και η συμπεριφορά του ανιχνευτή αναμένεται να είναι πολύ διαφορετική.

Η καταλληλότερη μέθοδος μελέτης θα ήταν με την χρήση ^{252}Cf το οποίο πραγματοποιεί αυθόρμητη σχάση. Επομένως, θα μπορούσαν να μελετηθούν οι ανιχνευτές και ως προς την μέτρηση των θραυσμάτων της σχάσης πριν από το πείραμα. Ωστόσο, δεν υπήρχε διαθέσιμη πηγή ^{252}Cf και δεν πραγματοποιήθηκαν δοκιμές ως προς τα θραύσματα της σχάσης εκτός δέσμης επιταχυντή.

4.1 Οι ραδιενεργοί στόχοι

Οι στόχοι είναι κατασκευασμένοι στα εργαστήρια Institute of Physics and Power Engineering στο Obninsk και Joint Institute of Nuclear Research στην Dubna για το πρόγραμμα n_TOF που πραγματοποιείται στο CERN. Οι ραδιενεργές πηγές βρίσκονται σε μορφή οξειδίων και πιο συγκεκριμένα ως NpO_2 και U_3O_8 . Στην περίπτωση του ^{210}Po η πηγή μπορούσε να θεωρηθεί σημειακή. Ωστόσο, στην περίπτωση των συγκεκριμένων στόχων κάτι τέτοιο δεν ήταν εφικτό. Τα οξείδια των ακτινιδών έχουν τοποθετηθεί σε υπόστρωμα αλουμινίου πάχους $100\ \mu\text{m}$ με τεχνική painting. Κάθε στόχος είχε διαφορετική διάμετρο η οποία κυμαινόταν από $5.2\ \text{cm}$ για τα ουράνια έως $8\ \text{cm}$ για τον στόχο του ^{237}Np . Τα χαρακτηριστικά των στόχων παρουσιάζονται στον πίνακα 4.1.

Τελικά, για λόγους όπως η πολύ μεγάλη ενεργότητα του ^{237}Np ($1.66 \times 10^5\ \text{Bq}$) και η ομοιογένεια των στόχων, επιλέχθηκε η χρήση μάσκας έτσι ώστε όλοι οι στόχοι να έχουν την ίδια διάμετρο. Η μάσκα ήταν ένας δίσκος αλουμινίου ο οποίος μείωνε την διάμετρο όλων των στόχων στα $4\ \text{cm}$. Το αλουμίνιο της μάσκας με πάχος $0.6\ \text{cm}$ δεν επιτρέπει σε σωμάτια α ή θραύσματα της σχάσης να το διαπεράσουν. Επομένως, μειώνεται ο μεγάλος αριθμός γεγονότων από το ^{237}Np και παράλληλα απαλείφεται η ανάγκη για διορθώσεις λόγω διαφορετικού μεγέθους στους στόχους.



Σχήμα 4.1: Ο στόχος ^{238}U τοποθετημένος στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης πριν την τοποθέτηση της μάσκας

Ιδιότητες	^{237}Np	^{238}U	^{235}U
Μορφή οξειδίου	NpO_2	U_3O_8	U_3O_8
Διάμετρος στόχου (cm)	8.0	5.2	5.2
Ειδική ενεργότητα (Bq/mg)	26031 ± 85	12.44 ± 0.01	79.98 ± 0.06
Μάζα (mg)	6.36 ± 0.11	$9.90 \pm 0.13^*$ $9.03 \pm 0.12^{**}$	4.96 ± 0.06

Πίνακας 4.1: Τα χαρακτηριστικά των στόχων [11]

* Η τιμή αναφέρεται στον πρώτο στόχο. ** Η τιμή αναφέρεται στον δεύτερο στόχο.

Οι στόχοι έχουν εξεταστεί για το πάχος και την ομοιογένειά τους με τεχνική RBS [11]. Η ομοιογένεια των στόχων είναι πολύ σημαντική επειδή οι στόχοι χρησιμοποιήθηκαν με μάσκα. Θα πρέπει λοιπόν να είναι βέβαιο ότι η μάσκα δεν επηρεάζει τα αποτελέσματα και ότι η μείωση της ενεργότητας είναι ανάλογη της μείωσης του εμβαδού του στόχου. Κάτι τέτοιο είναι εφικτό μόνο στην περίπτωση που ο στόχος είναι απόλυτα ομοιογενής. Τα αποτελέσματα των δοκιμών των στόχων συγκρινόμενα με προσομοιώσεις FLUKA απόλυτα ομοιογενών στόχων έδειξαν διαφορές μεταξύ 2% και 3%. Δηλαδή φαίνεται ότι η χρήση της μάσκας δεν υποβαθμίζει την ποιότητα των αποτελεσμάτων.

4.2 Η πειραματική διάταξη

Η πειραματική διάταξη διαφέρει από αυτήν που περιγράφηκε στο κεφάλαιο 3 στο ότι δοκιμάστηκαν πολλοί διαφορετικοί συνδυασμοί προενισχυτή και ενισχυτή με σκοπό την βέλτιστη απόδοση και των δύο. Τα ηλεκτρονικά της ανιχνευτικής διάταξης ήταν σίγουρο ότι δεν θα αντιμετωπίσουν κανένα πρόβλημα στην καταμέτρηση των θραυσμάτων της σχάσης αλλά η ενεργότητα των σωματιδίων α του ^{237}Np ήταν υπαρκτό και σημαντικό πρόβλημα το οποίο έπρεπε να επιλυθεί.

Για τις διάφορες δοκιμές χρησιμοποιήθηκαν οι προενισχυτές CAEN A1422, ORTEC 142A και Mesytec MPR-1. Ο τελευταίος αποτελεί έναν ιδιαίτερο προενισχυτή πολύ μεγάλης ενίσχυσης που σε ορισμένες δοκιμές χρησιμοποιήθηκε χωρίς ενισχυτή. Οι ενισχυτές που δοκιμάστηκαν ήταν οι Canberra 2020, ORTEC 672, ORTEC 973U και ORTEC 863. Επίσης χρησιμοποιήθηκε μία μονάδα Mesytec MSI-8 η οποία περιέχει κάρτα προενισχυτή και ενισχυτή.

Οι δοκιμές διενεργήθηκαν κυρίως με τον στόχο του ^{237}Np ο οποίος παρουσίαζε και το πρόβλημα της πολύ υψηλής ενεργότητας. Στην προσπάθεια του λιγότερου δυνατού επηρεασμού των στόχων, οι πρώτες δοκιμές έγιναν χωρίς την χρήση της μάσκας αλουμινίου. Τα αποτελέσματα, ωστόσο, έδειξαν ότι η μάσκα όχι μόνο ήταν χρήσιμη αλλά και απαραίτητη.

4.3 Δοκιμές με τους στόχους

4.3.1 Δοκιμές χωρίς την παρεμβολή της μάσκας

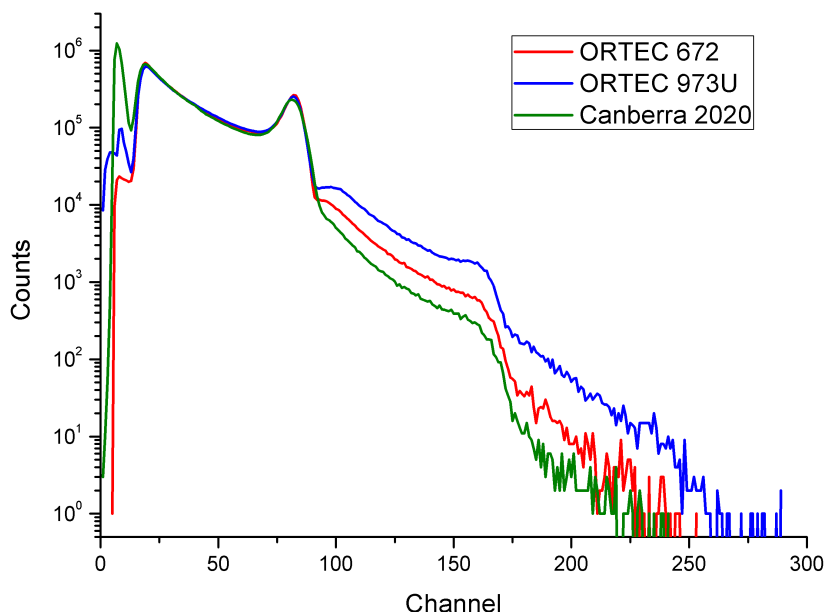
Ξεκινώντας τις δοκιμές με το ^{237}Np είναι φανερό από την εικόνα 4.2 ότι υπάρχει πρόβλημα pile up¹ λόγω της πολύ μεγάλης ενεργότητας του στόχου. Οι πρώτες δοκιμές έγιναν με τον προενισχυτή CAEN A1422. Ένας τρόπος για την μείωση του φαινομένου είναι η μείωση του shaping time². Παρατηρείται σημαντική βελτίωση του pile up με την χρήση λιγότερου shaping time εις βάρος της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας, αλλά το πρόβλημα παραμένει σημαντικό.

Το επόμενο βήμα ήταν η δοκιμή του προενισχυτή Mesytec MPR-1. Ο συγκεκριμένος προενισχυτής έχει την δυνατότητα δύο εξόδων. Δηλαδή εκτός από την ενεργειακή έξοδο μπορεί να παρέχει και μία χρονική. Τα αποτελέσματα της ενεργειακής εξόδου έδειξαν κατηγορηματικά ότι είναι ακατάλληλη για το πείραμα. Η πολύ μεγάλη ενίσχυση του Mesytec MPR-1 δημιουργούσε ανεπιθύμητο θόρυβο.

Από την εικόνα 4.3 είναι φανερό ότι δεν υπάρχει καμία διαφορά μεταξύ των προενισχυτών CAEN A1422 και Mesytec MPR-1 με τον ανιχνευτή Canberra 2020. Κάποια περαιτέρω μείωση του pile up παρατηρείται με τον ενισχυτή ORTEC 863 ο οποί-

¹Με τον όρο pile up αναφερόμαστε στο φαινόμενο όπου δύο πολύ κοντινοί χρονικά παλμοί δεν μπορούν να διαχωριστούν από την ηλεκτρονική διάταξη. Αυτό οδηγεί στην καταμέτρηση ενός γεγονότος με την ενέργεια του αθροίσματος των δύο επιμέρους.

²Το shaping time είναι το χρονικό ανάλογο της τυπικής απόκλισης της κανονικής κατανομής. Δηλαδή αποτελεί ένα μέτρο της διάρκειας του παλμού. Όσο μικρότερη είναι η διάρκεια του παλμού, τόσο καλύτερος διαχωρισμός μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών μπορεί να επιτευχθεί, θυσιάζοντας την ενεργειακή διακριτική ικανότητα.



Σχήμα 4.2: Φάσμα ^{237}Np με τον προενισχυτή CAEN A1422 και τους ενισχυτές Canberra 2020 με shaping time $0.25 \mu\text{s}$, ORTEC 672 με shaping time $0.5 \mu\text{s}$ και ORTEC 973U με integration time $1.5 \mu\text{s}$

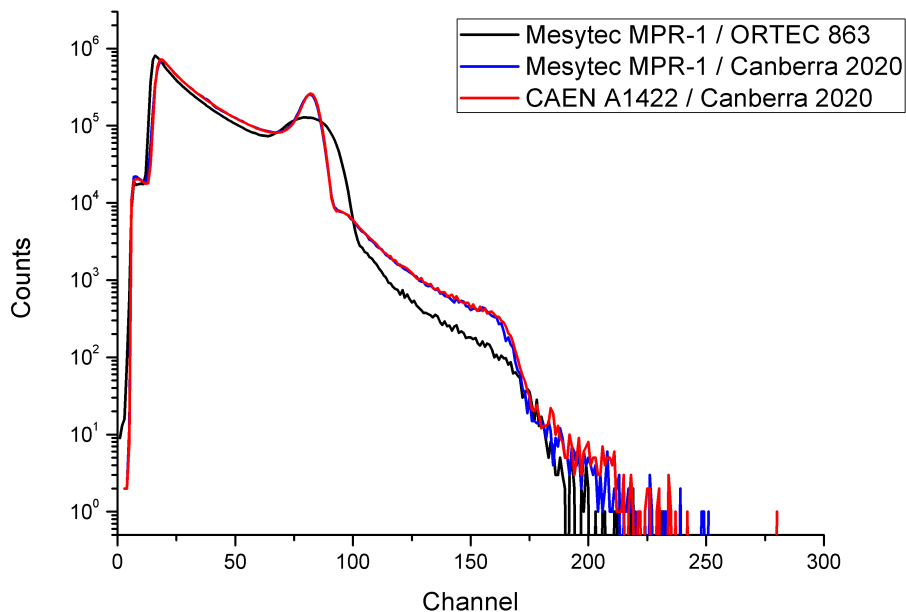
ος είναι timing filter ενισχυτής. Ωστόσο, είναι προφανής η μείωση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας. Για την συγκεκριμένη μέτρηση ο χρόνος διαφόρισης και ολοκλήρωσης του παλμού είχαν οριστεί σε 200 ns και 50 ns αντίστοιχα.

Με τον ORTEC 863 δίνεται η δυνατότητα της ανεξάρτητης ρύθμισης του χρόνου διαφόρισης και ολοκλήρωσης του παλμού. Οι ρυθμίσεις που επιλέχθηκαν αφορούσαν τον λιγότερο δυνατό χρόνο επεξεργασίας του παλμού. Παρόλο που παρατηρείται μείωση του pile up, το αποτέλεσμα δείχνει ότι ταυτόχρονα μειώνεται δραματικά και η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Σε αυτό παίζει ρόλο και το είδος του παλμού του ORTEC 863 ο οποίος δεν είναι Gaussian αλλά τραπεζοειδής. Στην εικόνα 4.4 παρουσιάζεται ένας τέτοιος παλμός.

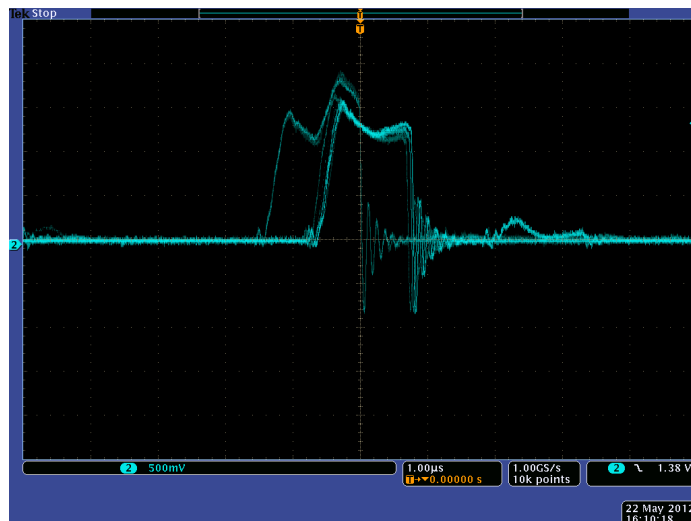
Οι ενισχυτές που χρησιμοποιούνται κυρίως στην φασματοσκοπία μετατρέπουν έναν σχεδόν βηματικό παλμό με μεγάλο χρόνο επαναφοράς από τον προενισχυτή σε έναν Gaussian παλμό ο οποίος είναι πολύ μικρότερης διάρκειας. Αυτό επιτρέπει την μείωση του θορύβου σε σχέση με το σήμα καθώς και την καταμέτρηση περισσότερων διαφορετικών γεγονότων.

4.3.2 Δοκιμές με την παρεμβολή της μάσκας

Με την παρεμβολή της μάσκας αναμένεται σημαντική πτώση της ενεργότητας και του pile up. Χρησιμοποιήθηκε η χρονική έξοδος του ενισχυτή της μονάδας Mesytec MSI-8 επειδή η ενεργειακή έξοδος είχε υπερβολικά μεγάλη ενίσχυση για την συγκεκριμένη εφαρμογή. Επίσης ο χρόνος επεξεργασίας του παλμού ήταν αρκετά χαμηλός, περίπου



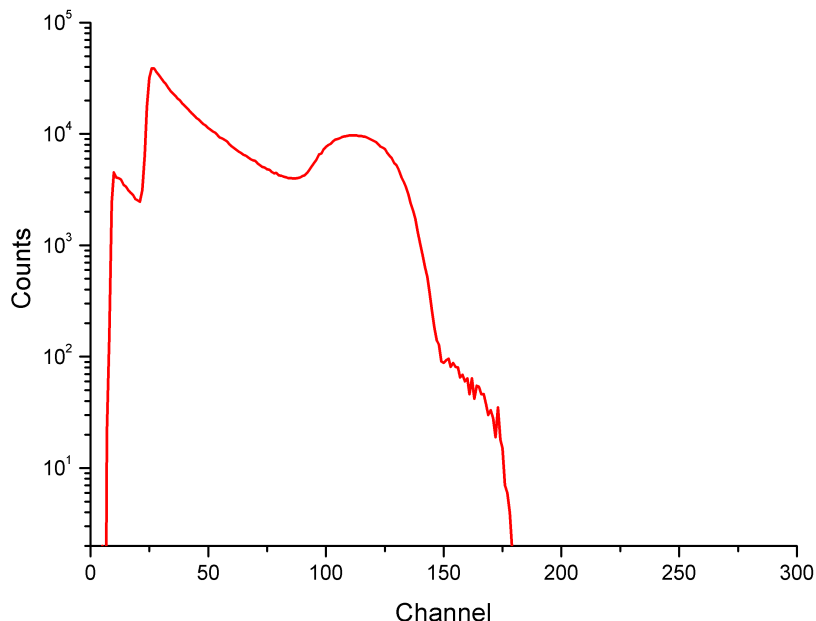
Σχήμα 4.3: Φάσμα ^{237}Np με τον προενισχυτή Mesytec MPR-1 και τους ενισχυτές ORTEC 863, Canberra 2020 με shaping time $0.25\ \mu\text{s}$ και τον προενισχυτή CAEN A1422 σε συνδιασμό με τον ενισχυτή Canberra 2020 με integration time $0.25\ \mu\text{s}$



Σχήμα 4.4: Ο παλμός από τον timing filter ενισχυτή ORTEC 863

200 ns.

Στην εικόνα 4.5 παρουσιάζεται ένα φάσμα με την χρήση της χρονικής εξόδου του Mesytec MSI-8. Είναι εμφανής η μείωση του pile up λόγω της μάσκας. Επίσης, λόγω της χρονικής εξόδου του ενισχυτή, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι πολύ φτωχή. Τα υπόλοιπα κανάλια του Mesytec MSI-8 δεν παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές με την εξαίρεση ότι τα κανάλια 1 και 8 είναι ελαττωματικά.



Σχήμα 4.5: Φάσμα ^{237}Np από την χρονική έξοδο του Mesytec MSI-8 με την παρεμβολή της μάσκας

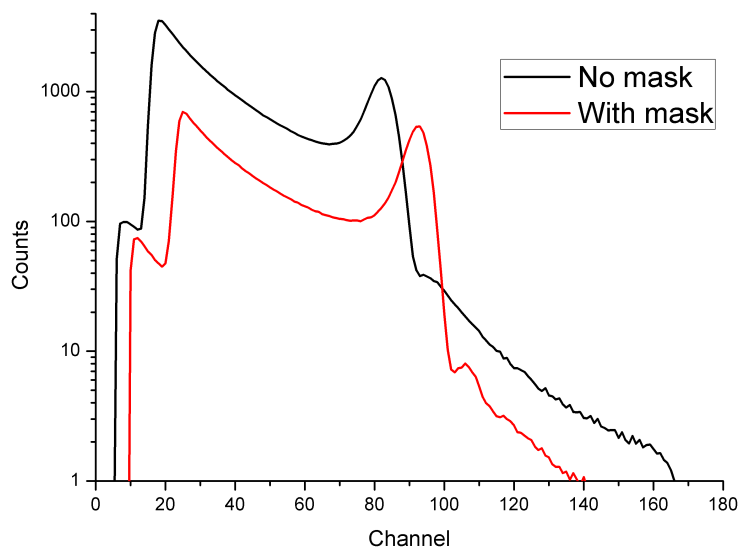
4.4 Απόδοση του ανιχνευτή

Η ενεργότητα των σωματιδίων α που εκπέμπονται από τον στόχο ^{237}Np προς κάθε κατεύθυνση είναι $165.6 \pm 2.9 \text{ kBq}$ [11]. Με τον ανιχνευτή Micromegas υπάρχει δυνατότητα μέτρησης μόνο σε γεωμετρία 2π . Επομένως η ενεργότητα αναμένεται να είναι $82.8 \pm 1.5 \text{ kBq}$.

Στο γράφημα 4.6 παρουσιάζονται δύο φάσματα κανονικοποιημένα ως προς τον χρόνο τα οποία διαφέρουν μόνο στο γεγονός ότι στο ένα έχει τοποθετηθεί η μάσκα μπροστά από τον στόχο του ^{237}Np . Η υπόλοιπη διάταξη παραμένει ίδια και στις δύο μετρήσεις. Τα φάσματα είναι ελαφρώς μετατοπισμένα λόγω διαφορών στο σημείο ισορροπίας του αερίου μεταξύ των δύο μετρήσεων, με αποτέλεσμα να μεταβάλλεται λίγο η φυσική ενίσχυση του ανιχνευτή. Για τον υπολογισμό της ενεργότητας θα πρέπει να ολοκληρωθεί ο αριθμός των γεγονότων και να πολλαπλασιαστεί με έναν παράγοντα του 2 για το διπλό pile up και κατά έναν παράγοντα του 3 για το τριπλό.

Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η ενεργότητα του στόχου χωρίς την μάσκα σε γεωμετρία 2π είναι 81.4 kBq . Δηλαδή η απόκλιση από την αναμενόμενη τιμή είναι μόλις 1.7%. Αυτό το αποτέλεσμα είναι πολύ ενθαρρυντικό όσον αφορά την λειτουργία του ανιχνευτή καθώς αποδεικνύει ότι ακόμα και στην χειρότερη δυνατή περίπτωση η ανιχνευτική διάταξη καταγράφει όλα τα γεγονότα.

Αφού η διάμετρος του στόχου μειώνεται από τα 8 cm στα 4 cm με την χρήση της μάσκας, η ενεργότητα αναμένεται να είναι κατά 75% μικρότερη. Δηλαδή αναμένεται να είναι ίση με 20.7 kBq . Η ενεργότητα που υπολογίστηκε είναι 19.9 kBq και διαφέρει από την αναμενόμενη τιμή κατά 3.9%. Ωστόσο, θεωρώντας ως σημείο αναφοράς



Σχήμα 4.6: Φάσμα ^{237}Np με τον προενισχυτή CAEN A1422 και τον ενισχυτή Canberra 2020 με shaping time $0.25\ \mu\text{s}$. Τα φάσματα είναι κανονικοποιημένα ως προς τον χρόνο.

την μέτρηση χωρίς την μάσκα με τον ανιχνευτή Micromegas, η διαφορά είναι μόλις 2.2%. Μια τόσο μικρή διαφορά είναι απόλυτα δικαιολογημένη και εντός στατιστικού σφάλματος.

Η συμφωνία με τις αναμενόμενες τιμές επαληθεύεται και στους υπόλοιπους στόχους. Χαρακτηριστική είναι η διαφορά από την αναμενόμενη τιμή κατά 0.6% για τον ανιχνευτή DM4 που αντιστοιχεί σε έναν από τους στόχους ^{238}U .

Εν τέλει, από την ολική ενεργότητα των στόχων και θεωρώντας εκπομπή σε όλο τον χώρο, μετά τις παρεμβάσεις που έγιναν, η ενεργότητα μειώνεται στο 12% της ολικής. Πρακτικά αυτή είναι και η απόδοση της ανιχνευτικής διάταξης. Αυτή η τιμή επιβεβαιώνεται και από προσομοιώσεις με τον κώδικα FLUKA.

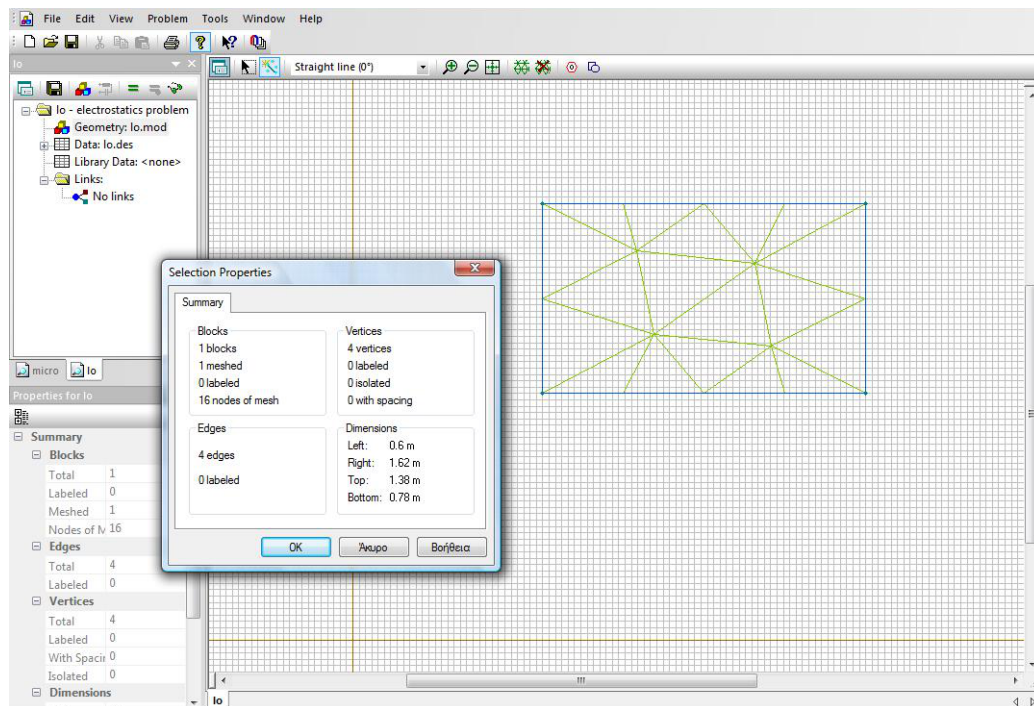
4.5 Προσομοίωση του ανιχνευτή με τους στόχους

4.5.1 Το πρόγραμμα QuickField

Το QuickField είναι ένα πρόγραμμα που χρησιμοποιεί την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων για την προσομοίωση προβλημάτων ηλεκτρομαγνητικής φύσης, διάδοσης θερμότητας και στατικής ανάλυσης κατασκευών. Το πρόγραμμα είναι διαθέσιμο μόνο για Windows και δεν χρειάζεται γνώση της θεωρίας για την χρήση του.

Για την δημιουργία της προσομοίωσης θα πρέπει να οριστεί το είδος του προβλήματος που μας ενδιαφέρει. Στη συνέχεια ορίζονται συνθήκες για τις διαστάσεις του μοντέλου και την ακρίβεια με την οποία θα γίνει η επίλυση. Η προσομοίωση ξεκινάει με την δημιουργία του μοντέλου. Το μοντέλο σχεδιάζεται στις δύο διαστάσεις θεωρώντας ότι αυτή είναι η τομή του πραγματικού αντικειμένου των τριών διαστάσεων. Κάθε

επιφάνεια που θα παίξει κάποιο ρόλο θα πρέπει να χαρακτηριστεί με κάποιο όνομα. Το ίδιο ισχύει και για περιοχές οι οποίες δεν θα είναι κενές αλλά θα περιέχουν κάποιο υλικό με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά. Μετά την δημιουργία των επιφανειών και των περιοχών του προβλήματος, ορίζονται βασικά στοιχεία που χρειάζονται για την ηλεκτροστατική ανάλυση όπως το δυναμικό των επιφανειών και η διηλεκτρική σταθερά των υλικών. Είναι διαθέσιμες και πιο σύνθετες επιλογές όπως η χωρική πυκνότητα φορτίου του υλικού.



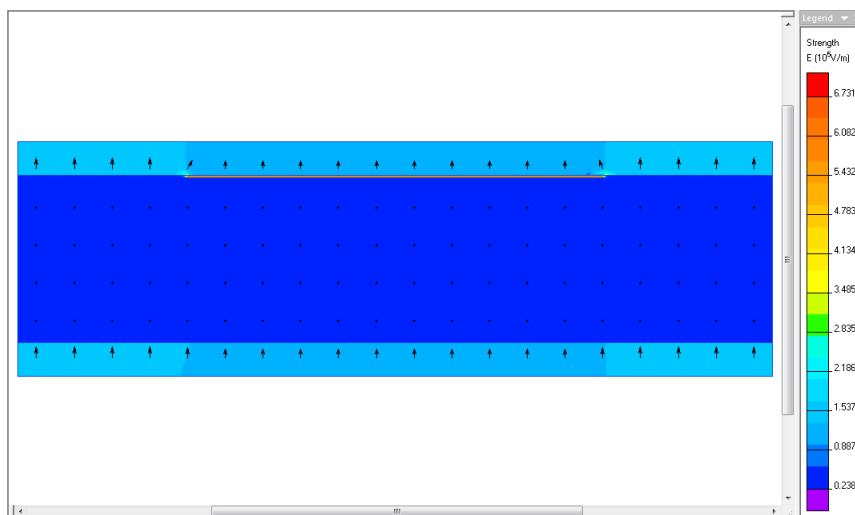
Σχήμα 4.7: Παράδειγμα της διεπαφής με τον χρήστη του λογισμικού QuickField

Όταν το μοντέλο είναι ορισμένο δημιουργείται το πλέγμα το οποίο καθορίζει τα σημεία στα οποία θα γίνει ο υπολογισμός από την επίλυση των αντίστοιχων διαφορικών εξισώσεων. Τα σημεία αυτά λέγονται κόμβοι και περιορίζονται αναλόγως με την έκδοση του προγράμματος. Ο αριθμός των κόμβων αυξάνεται με την πολυπλοκότητα της προσομοίωσης. Εφόσον επιλυθεί το πρόβλημα, υπάρχει η δυνατότητα να γίνει και δεύτερη επίλυση με μεγαλύτερο αριθμό κόμβων στην περίπτωση που η έκδοση το επιτρέπει.

4.5.2 Αποτελέσματα προσομοίωσης

Για την προσομοίωση του στόχου χρησιμοποιήθηκε διηλεκτρικό πάχους $30 \mu\text{m}$ και σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς $\epsilon_r = 22$ [20]. Το πάχος του στόχου είναι κατά πολύ μεγαλύτερο από το πραγματικό αλλά δεν ήταν δυνατή η περαιτέρω μείωση του λόγω περιορισμών του προγράμματος. Σε όλες τις προσομοιώσεις το ηλεκτρόδιο της καθόδου βρίσκεται σε δυναμικό 1200 V και το πλέγμα σε δυναμικό 300 V . Το ηλεκτρόδιο της ανόδου είναι πάντα γειωμένο. Οι διαστάσεις είναι ορισμένες πάντα στις πραγματικές διαστάσεις του ανιχνευτή.

Σε μια πρώτη προσομοίωση που παρουσιάζεται στο σχήμα 4.8, φαίνεται η συμπεριφορά του πεδίου στο διάκενο μεταξύ των ανιχνευτών καθώς και μέσα στον καθένα. Στο ανώτερο σημείο του σχήματος βρίσκεται η κάθοδος του πρώτου ανιχνευτή ενώ 8 χιλιοστά πιο κάτω φαίνεται το πλέγμα και η άνοδος του. Ακολουθεί το κενό μεταξύ των ανιχνευτών και στη συνέχεια η δεύτερη κάθοδος και στο κατώτερο άκρο του σχήματος το πλέγμα του δεύτερου ανιχνευτή. Στον δεύτερο ανιχνευτή δεν είναι σχεδιασμένη η άνοδος για λόγους απλότητας. Παρατηρούμε ότι το πεδίο μεταξύ του πλέγματος και



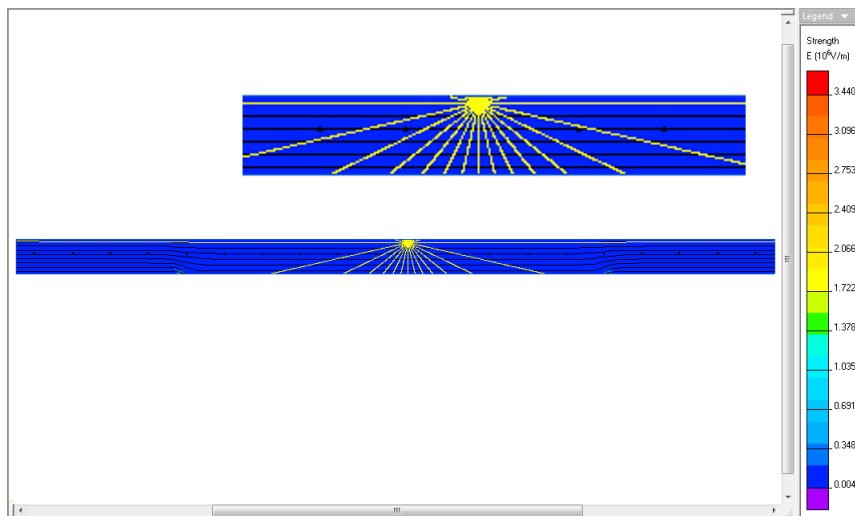
Σχήμα 4.8: Προσομοίωση του πεδίου μεταξύ δύο ανιχνευτών που βρίσκονται σε απόσταση 4 cm μεταξύ τους

της καθόδου είναι ασθενέστερο από την γύρω περιοχή και αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η διαφορά δυναμικού μεταξύ τους είναι μόλις 900 V ενώ για την γύρω περιοχή ισχύει διαφορά δυναμικού 1200 V εφόσον θεωρείται γειωμένη. Μεταξύ της ανόδου και του πλέγματος το πεδίο είναι πολύ ισχυρό και παρουσιάζεται με έντονο πορτοκαλί χρώμα. Μεταξύ των δύο ανιχνευτών το πεδίο είναι ομοιογενές και πολύ ασθενές όπως ήταν αναμενόμενο.

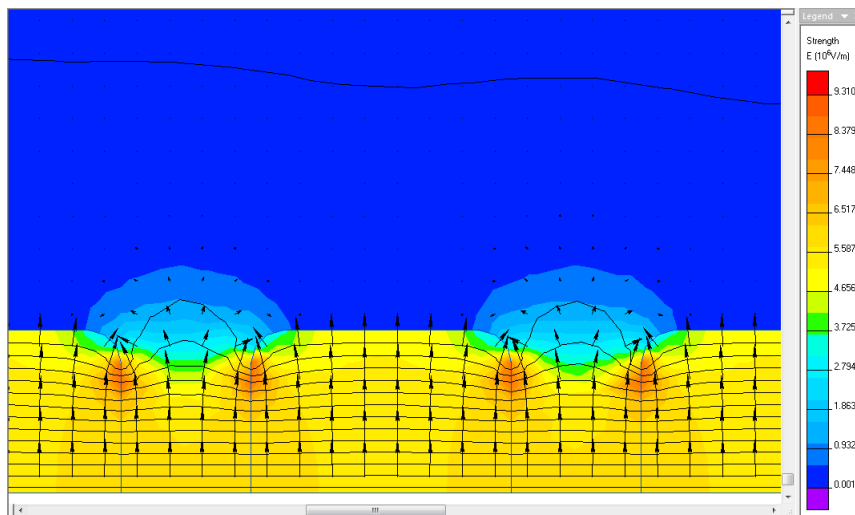
Στη συνέχεια προσομοιώθηκε η διαδρομή που θα ακολουθήσει ένα πυρήνας προϊόν σχάσης ενέργειας 80 MeV όταν κινηθεί μεταξύ της καθόδου και του πλέγματος. Όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 4.9, το πεδίο δεν είναι αρκετά ισχυρό για να επηρεάσει την τροχιά του πυρήνα. Σε αυτή την προσομοίωση δεν λαμβάνεται υπόψη η μείωση της ενέργειας του προϊόντος της σχάσης κατά την πορεία του στο αέριο. Ωστόσο, ακόμη και με μειωμένη ενέργεια, το πεδίο δεν είναι αρκετά ισχυρό για να κατευθύνει το ιόν.

Στην προσομοίωση του σχήματος 4.10 παρουσιάζεται το πεδίο κοντά στις οπές του πλέγματος. Στην πραγματικότητα πρόκειται για λωρίδες οι οποίες διανύουν όλο το μήκος της ανόδου και όχι για οπές. Λόγω του περιορισμού στον σχεδιασμό της τομής του μοντέλου, μπορούν να σχεδιαστούν μόνο λωρίδες και όχι οπές. Ωστόσο, η ύπαρξη λωρίδων αντί για οπές δεν δίνει εντελώς λανθασμένα αποτελέσματα και η εικόνα είναι ενδεικτική για το πραγματικό πεδίο που δημιουργείται στον ανιχνευτή.

Εν τέλει, σύμφωνα με τις προσομοιώσεις, η ύπαρξη του διηλεκτρικού δεν φαίνεται να επηρεάζει το πεδίο στον ανιχνευτή. Αυτό οφείλεται στον πολύ λεπτό στόχο ο οποίος



Σχήμα 4.9: Τροχιά του πυρήνα που είναι προϊόν σχάσης στο πεδίο μεταξύ της καθόδου και του πλέγματος



Σχήμα 4.10: Το πεδίο στην περιοχή των οπών μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου

περιέχει μόνο ελάχιστη ποσότητα διηλεκτρικού.

Το πείραμα στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”

5.1 Στοιχεία του πειράματος

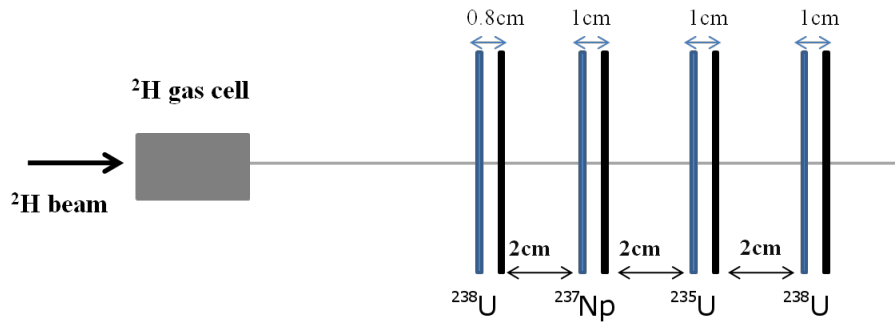
5.1.1 Πειραματική διάταξη

Ο απώτερος σκοπός της μελέτης του ανιχνευτή ήταν η χρήση του για την μέτρηση της ενεργού διατομής της σχάσης του ^{237}Np από νετρόνια ενέργειας 2 – 7 MeV. Για την παραγωγή των νετρονίων ήταν απαραίτητη η χρήση του επιταχυντή 5.5 MV HV TN-11 Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”.

Οι ανιχνευτές επιλέχθηκαν να ταιριάζουν κατάλληλα στις ανάγκες του κάθε στόχου. Η ενίσχυση του κάθε ανιχνευτή καθώς και η transparency δεν ήταν σημαντικοί παράγοντες για την επιλογή καθώς όλοι οι ανιχνευτές πληρούν όλες τις ανάγκες σε αυτό το κομμάτι. Ωστόσο η υψηλή ενεργότητα του στόχου του ^{237}Np δημιουργεί πολύ μεγάλη συγκέντρωση φορτίου στις ενεργές περιοχές του ανιχνευτή και γι’ αυτό υπήρχε η ανάγκη χρήσης ενός ανιχνευτή με υψηλή αντοχή σε ηλεκτρικές εκκενώσεις. Ο ανιχνευτής DM4 παρουσιάζει την καλύτερη συμπεριφορά όσον αφορά τις ηλεκτρικές εκκενώσεις και επιλέχθηκε για τον στόχο του ^{237}Np . Ο ανιχνευτής DM1 επιλέχθηκε για τον πρώτο στόχο ^{238}U ενώ ο DM2 για τον δεύτερο στόχο ^{238}U . Τέλος, για τον στόχο του ^{235}U χρησιμοποιήθηκε ο ανιχνευτής DM3.

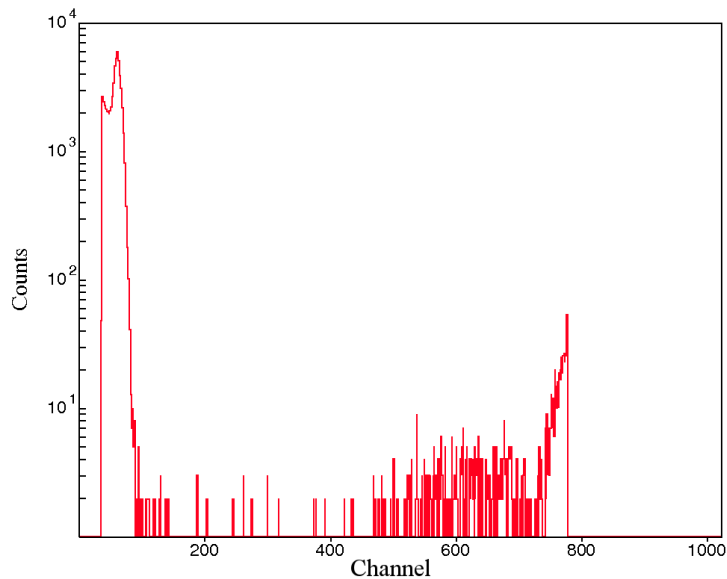
Στην εικόνα 5.1 παρουσιάζεται η σειρά με την οποία τοποθετήθηκαν οι στόχοι. Η επιλογή της σειράς δεν ήταν τυχαία. Αρχικά, το ^{237}Np ως ο βασικός στόχος του οποίου η ενεργός διατομή έπρεπε να μετρηθεί θα πρέπει να βρίσκεται μεταξύ των δύο στόχων που χρησιμοποιούνται ως στόχοι αναφοράς. Επίσης, θα πρέπει να βρίσκεται όσο το δυνατόν πιο κοντά στην πηγή νετρονίων για αυξημένη ροή αλλά όχι τόσο κοντά ώστε να αυξάνεται η ενεργειακή αβεβαιότητα των νετρονίων. Τέλος, για την εποπτεία των νετρονίων θα πρέπει ο πρώτος και ο τελευταίος στόχος να είναι ίδιοι. Επομένως, χρησιμοποιήθηκε η διάταξη του σχήματος 5.1.

Αρχικά, θα χρησιμοποιούσαν ο ενισχυτής Mesytec MSI-8. Όμως λόγω της πολύ υψηλής του ενίσχυσης κάτι τέτοιο δεν ήταν δυνατό καθώς η ενέργεια των θραυσμάτων της σχάσης δημιουργούσε κορεσμένους παλμούς ύψους 8 V. Λόγω περιορισμού του ADC οι παλμοί δεν καταγράφονταν. Για την βελτίωση του φαινομένου χρησιμοποιή-



Σχήμα 5.1: Σειρά των ανιχνευτών και των στόχων των ακτινίδων

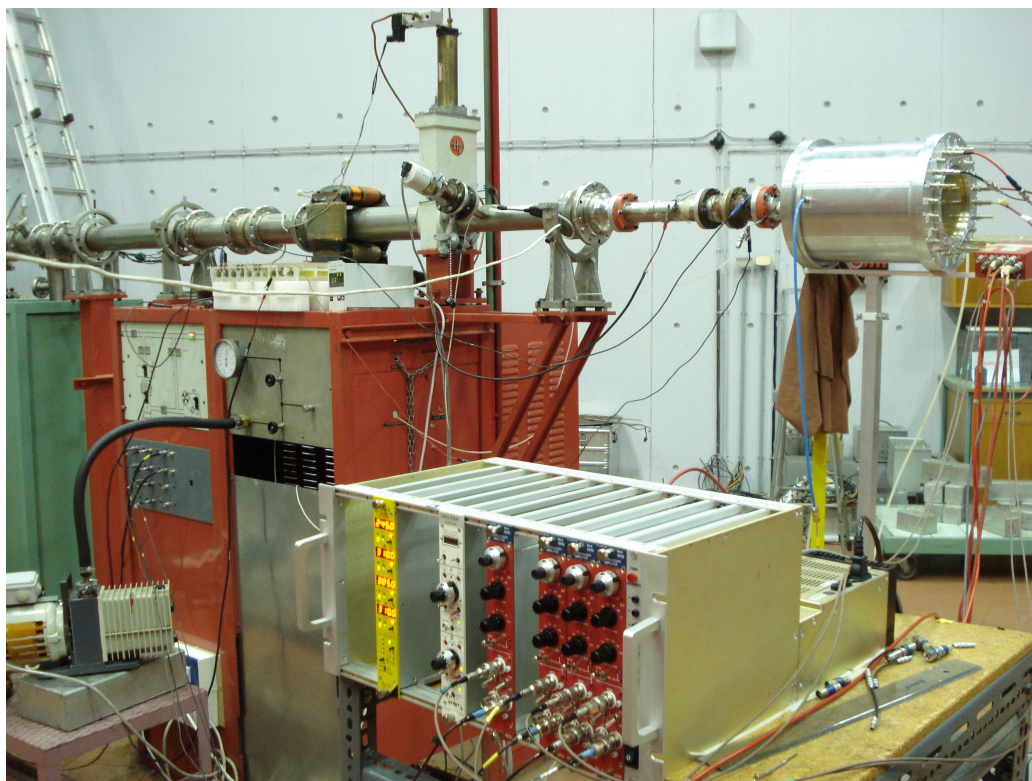
Θηκε ένας εξασθενητής ο οποίος δεν είναι τίποτα άλλο από έναν διαιρέτη τάσης. Με αυτό τον τρόπο μπορούσαν να φανούν τα θραύσματα της σχάσης στο φάσμα αλλά λόγω των κορεσμένων παλμών υπάρχει μεγάλη συγκέντρωση στα τελευταία κανάλια. Στην εικόνα 5.2 παρουσιάζεται το εν λόγω γεγονός. Είναι προφανές ότι θα υπήρχε η δυνατότητα καταγραφής του πλήρους φάσματος χωρίς κορεσμό απλά με την χρήση ενός συνδυασμού προενισχυτή και ενισχυτή με χαμηλότερη ενίσχυση. Συνεπώς, επιλέχθηκε ο συνδυασμός του CAEN A1422 και CAEN N968.



Σχήμα 5.2: Φάσμα του ^{237}Np με την χρήση του Mesytec MSI-8 με εξασθενητή

Η τροφοδοσία των ανιχνευτών προερχόταν από ένα τροφοδοτικό Mesytec MNV-4 τεσσάρων καναλιών ενώ για την τάση των ηλεκτροδίων ολίσθησης χρησιμοποιήθηκε ένα τροφοδοτικό Fast NHQ-205M. Ο προενισχυτής CAEN A1422 ήταν ο πλέον κατάλληλος λόγω της πολύ μικρής του ενίσχυσης η οποία επέτρεπε την μέτρηση τόσο των σωματιδίων α όσο και των θραυσμάτων της σχάσης στο ίδιο φάσμα. Οι ενισχυτές που χρησιμοποιήθηκαν ήταν όλοι CAEN N968. Τέλος, χρησιμοποιήθηκαν ADCs FAST ComTec 7072. Για τον ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκε το ίδιο μείγμα αερίου 80% Ar και 20% CO_2 που έγιναν και οι δοκιμές. Η ροή του αερίου ήταν ρυθμισμένη στα

6 – 8 NL/h.



Σχήμα 5.3: Εικόνα ολόκληρης της πειραματικής διάταξης με την γραμμή του επιταχυντή, τον ανιχνευτή, τον προενισχυτή και το crate με τα τροφοδοτικά και τους ενισχυτές

Το ηλεκτρόδιο ολίσθησης τροφοδοτήθηκε με τάση 1100 V σε όλους τους ανιχνευτές. Το πλέγμα για τον κάθε ανιχνευτή με την σειρά που τοποθετήθηκαν βρισκόταν σε τάση 245 V, 310 V, 305 V και 310 V. Οι τιμές που επιλέχθηκαν βρίσκονται εντός ορίων και σε ασφαλή επίπεδα ως προς την δημιουργία ηλεκτρικών εκκενώσεων.

5.1.2 Παραγωγή νετρονίων

Τα νετρόνια ως ουδέτερα σωματίδια δεν μπορούν να παραχθούν άμεσα ως δέσμη από έναν επιταχυντή. Ωστόσο, μπορούν να δημιουργηθούν ως παράγωγα πυρηνικών αντιδράσεων που επιτυγχάνονται με έναν επιταχυντή. Μία τέτοια αντίδραση είναι η ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$. Αυτή η αντίδραση είναι μία αντίδραση σύντηξης με την οποία παράγονται μονοενεργειακά νετρόνια.

Τα δευτέρια επιταχύνονται σε ενέργειες από 2 έως 2.6 MeV πριν αντιδράσουν με τον αέριο στόχο δευτερίων. Το παράθυρο της κυψελίδας του στόχου είναι από φύλλο μολυβδενίου πάχους 5 μm ενώ στο τέλος βρίσκεται ένα κομμάτι πλατίνας πάχους 1 mm για την πλήρη συγκράτηση των δευτερίων. Λόγω αύξησης της θερμοκρασίας από τα δευτέρια, το κομμάτι πλατίνας ψύχεται συνεχώς με ρεύμα αέρα. Το ρεύμα της δέσμης κυμαινόταν μεταξύ 0.5 και 1 μA με την πίεση του αερίου να διατηρείται σταθερή στα 1300 mbar. Με αυτές τις ρυθμίσεις, η ροή των νετρονίων ήταν περίπου $5 \times 10^4 \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$ [11].

Η αντίδραση ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ παράγει νετρονία των οποίων η ενέργεια έχει γωνιακή εξάρτηση. Αυτός είναι ένας λόγος για τον οποίο η δέσμη νετρονίων δεν μπορεί να θεωρηθεί απόλυτα μονοενεργειακή. Άλλοι λόγοι που συντελούν σε αυτό είναι η απώλεια ενέργειας λόγω της διέλευσης των δευτερίων από το φύλλο μολυβδενίου και τον αέριο στόχο, οι σκεδάσεις των νετρονίων στα υλικά που περιβάλλουν τους ανιχνευτές και η ύπαρξη παρασιτικών νετρονίων από τις αντιδράσεις των δευτερίων με τα υλικά του ευθυγραμμιστή (collimator) και της κυψελίδας δευτερίου.

Οι στόχοι έχουν διαφορετική γωνιακή υποδοχή σε σχέση με το κέντρο της δέσμης. Χρησιμοποιώντας το μέσο του gas cell ως σημείο αναφοράς, η γωνιακή υποδοχή των στόχων ήταν περίπου 7° για το πρώτο ${}^{238}\text{U}$, περίπου 6° για το ${}^{237}\text{Np}$ και λιγότερο από 5° για τους άλλους δύο στόχους. Από την κινηματική της αντίδρασης προκύπτει ότι για αυτές τις γωνιακές υποδοχές, η δέσμη μπορεί να θεωρηθεί μονοενεργειακή με σφάλμα 0.4% για τον πρώτο στόχο ${}^{238}\text{U}$, 0.3% για το ${}^{237}\text{Np}$ και 0.2% για τα ${}^{235}\text{U}$ και ${}^{238}\text{U}$ [11]. Στον πίνακα 5.1 παρουσιάζονται οι τελικές ενέργειες των νετρονίων. Η αβεβαιότητα σε αυτές τις τιμές δεν παίζει σημαντικό ρόλο στον υπολογισμό της ενεργού διατομής της σχάσης του ${}^{238}\text{U}$.

Ενέργεια δέσμης (MeV)	\bar{E}_d (MeV)	$\bar{E}_n(0^\circ - 5^\circ)$ (MeV)
2.0	1.39 ± 0.14	4.58 ± 0.14
2.2	1.63 ± 0.13	4.85 ± 0.13
2.4	1.86 ± 0.12	5.09 ± 0.12
2.6	2.08 ± 0.11	5.32 ± 0.11

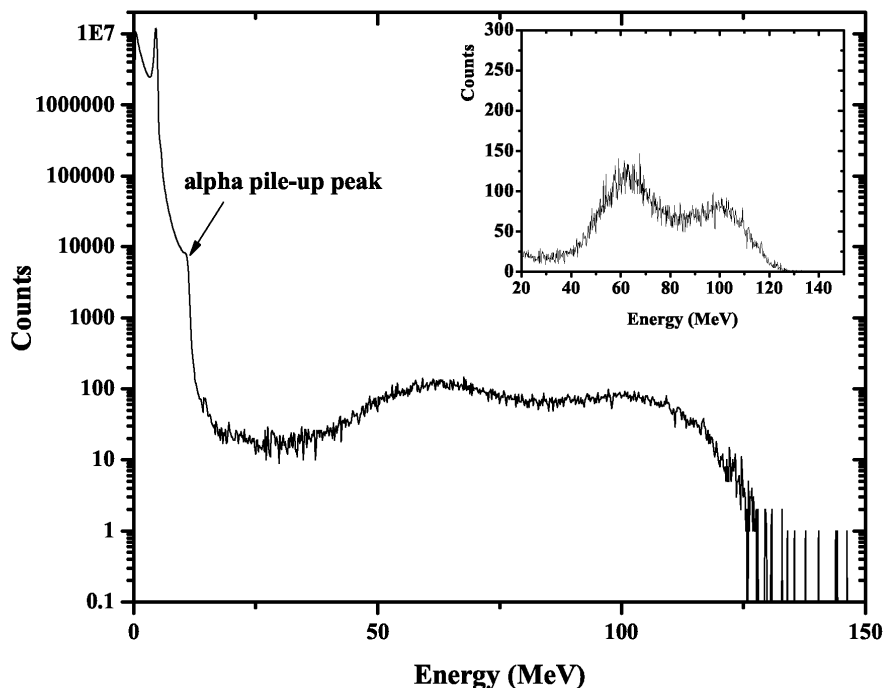
Πίνακας 5.1: Οι ενέργειες των δευτερίων και των νετρονίων για τις μετρήσεις του πειράματος [11]

Όπως αναφέρθηκε, για συγκεκριμένο γωνιακό άνοιγμα η ροή των νετρονίων καθώς και η ενέργειά τους είναι ορισμένη. Αν ο πρώτος στόχος τοποθετηθεί σε κατάλληλη θέση με συγκεκριμένο γωνιακό άνοιγμα, τότε προφανώς οι επόμενοι στόχοι μπορούν να θεωρηθούν ότι έχουν το ίδιο γωνιακό άνοιγμα. Επομένως, είναι λογικό να τοποθετηθεί ο πρώτος στόχος στο σημείο για το οποίο το γωνιακό άνοιγμα είναι ίσο με 5° . Αυτό όμως φάνηκε αμέσως ότι δεν αποτελεί βιώσιμη λύση καθώς η ροή ήταν πολύ χαμηλή. Έτσι, ο ανιχνευτής μετακινήθηκε πιο κοντά στην πηγή νετρονίων με αποτέλεσμα να βελτιωθεί σημαντικά η ροή αλλά να διαφοροποιηθούν οι γωνιακές υποδοχές των στόχων όπως ήδη αναφέρθηκε.

5.2 Ενεργός διατομή της σχάσης του ${}^{237}\text{Np}$

Το κυριότερο χαρακτηριστικό του πειράματος είναι ο τρόπος προσδιορισμού της ενεργού διατομής της σχάσης του ${}^{237}\text{Np}$. Για τον προσδιορισμό της χρησιμοποιείται ως πηγή αναφοράς η ενεργός διατομή της σχάσης του ${}^{238}\text{U}$. Το ${}^{238}\text{U}$ καθώς και το ${}^{235}\text{U}$ λόγω του ενδιαφέροντος για εφαρμογές παραγωγής ενέργειας έχουν μετρηθεί κατά κόρον και με μεγάλη συνέπεια. Επομένως μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως σημεία αναφοράς για την εξαγωγή ενεργών διατομών σχάσης άλλων ισοτόπων.

Στην συγκεκριμένη περίπτωση, το ^{238}U θεωρήθηκε ως σημείο αναφοράς με το οποίο έγιναν όλες οι σχετικές μετρήσεις. Επίσης, η πολυτέλεια της ύπαρξης δύο στόχων ^{238}U δίνει την δυνατότητα να γίνει συσχέτιση της ενεργού διατομής του ^{237}Np και με τους δύο δίνοντας πιο αξιόπιστα αποτελέσματα. Ένα τυπικό φάσμα του στόχου ^{237}Np παρουσιάζεται στο σχήμα 5.4. Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της



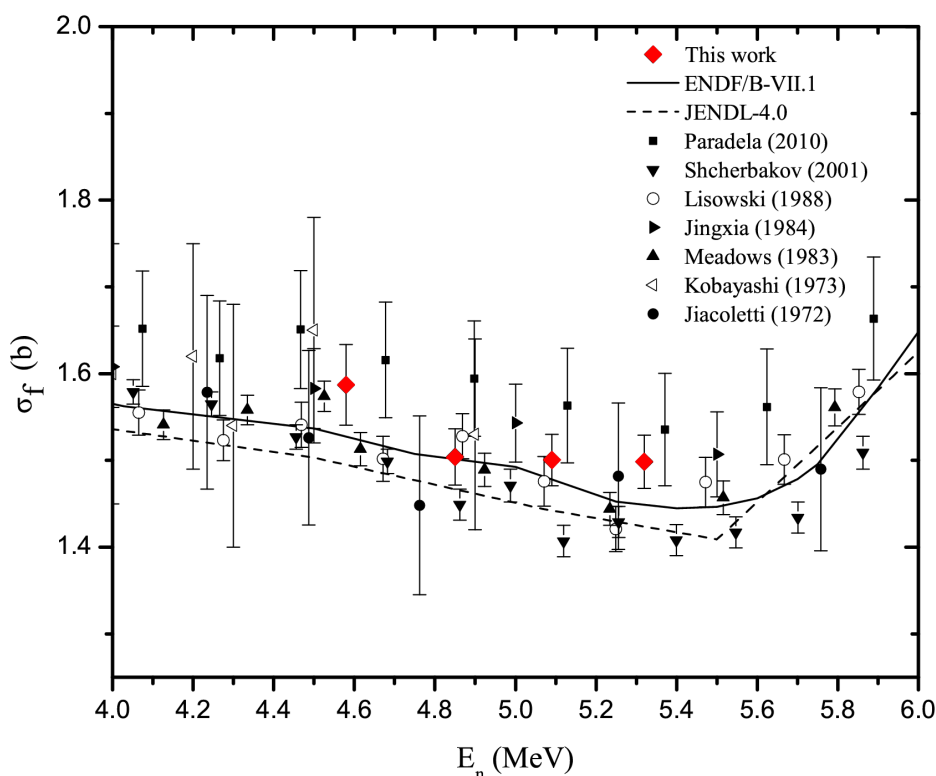
Σχήμα 5.4: Ένα τυπικό φάσμα από τον στόχο ^{237}Np σε λογαριθμική κλίμακα. Στην λεπτομέρεια παρουσιάζονται τα θραύσματα της σχάσης σε γραμμική κλίμακα [11].

σχάσης του ^{237}Np , χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση (5.1).

$$\sigma = \frac{C_{Np} N_U \Phi_U \epsilon_U}{C_U N_{Np} \Phi_{Np} \epsilon_{Np}} \sigma_U \quad (5.1)$$

Το C εκφράζει το συνολικό πλήθος των θραυσμάτων της σχάσης, το Φ είναι η ροή των νετρονίων που αντιστοιχεί σε κάθε στόχο, το N ο αριθμός των ατόμων κάθε στόχου και ϵ η ανιχνευτική απόδοση κάθε στόχου. Το συνολικό πλήθος των θραυσμάτων της σχάσης μπορεί να υπολογιστεί ολοκληρώνοντας τα γεγονότα του φάσματος που αντιστοιχούν στα προϊόντα της σχάσης. Γνωρίζοντας την ενεργότητα των σωματιδίων α της πηγής από ένα φάσμα πριν την ακτινοβολία, δίνεται η δυνατότητα διαχωρισμού των γεγονότων που αντιστοιχούν στα σωματίδια α από αυτά που αντιστοιχούν στους θυγατρικούς πυρήνες της σχάσης. Για την ενεργό διατομή σ_U του ^{238}U χρησιμοποιήθηκε ο σταθμισμένος μέσος όρος για τους δύο στόχους. Η τιμή της θεωρείται σαφώς καθορισμένη με αβεβαιότητα 0.8% [21].

Στο σχήμα 5.5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του πειράματος σε σχέση με τα υπόλοιπα αποτελέσματα της βιβλιογραφίας. Είναι φανερό ότι υπάρχει πολύ καλή



Σχήμα 5.5: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$ σε σύγκριση με άλλα πειραματικά δεδομένα από την βιβλιογραφία. Τα σφάλματα αντιστοιχούν στην στατιστική αβεβαιότητα [11].

συμφωνία των πειραματικών δεδομένων με παλαιότερες μετρήσεις. Επίσης, η επιμελής μελέτη του ανιχνευτή και του πειράματος επιτρέπουν την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων.

5.3 Συμπεράσματα

Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο ανιχνευτής Micromegas τεχνολογίας microbulk είναι ένας πολύ καλός ανιχνευτής για τέτοιου είδους πειράματα. Είναι κατάλληλος λόγω της αντοχής του στην ακτινοβολία καθώς και λόγω της δυνατότητας σχετικών μετρήσεων.

Επίσης, ένα πολύ σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι ο ανιχνευτής είναι γραμμικός ως προς την ακτινοβολία α και τα θραύσματα της σχάσης. Δηλαδή, η ενέργεια των δύο κορυφών των σωματιδίων α και των δύο κορυφών από τα θραύσματα της σχάσης μεταβάλλεται γραμμικά ως προς το κανάλι εμφάνισης των αντίστοιχων κορυφών.

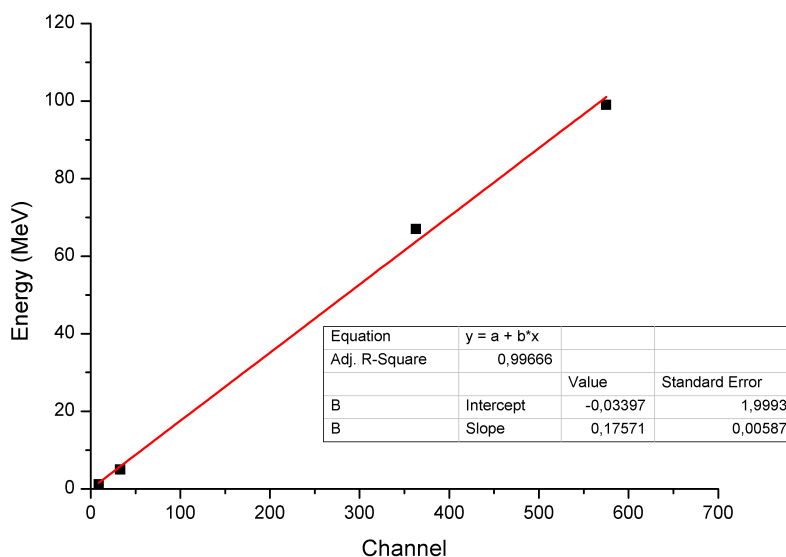
Στον πίνακα 5.2 παρουσιάζονται οι ενέργειες που προβλέπονται από τις προσομοιώσεις εκτός της ολικής ενέργειας των σωματιδίων α για την οποία χρησιμοποιείται η τιμή 4.96 MeV της βιβλιογραφίας.

Στο γράφημα 5.6 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση των σημείων και η βέλτιστη ευθεία που διέρχεται από αυτά σύμφωνα με την μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων. Είναι εμφανές ότι ο ανιχνευτής είναι γραμμικός για τα δύο είδη ακτινοβολίας. Αυτό

Ενέργεια κορυφής (MeV)	Κανάλι κορυφής
1.1	9
4.96	33
67	363
99	575

Πίνακας 5.2: Οι ενέργειες που προβλέπονται από τις προσομοιώσεις με FLUKA εκτός της ολικής ενέργειας των σωματιδίων α όπου χρησιμοποιείται η τιμή της βιβλιογραφίας [11]

το γεγονός δεν είναι προφανές και είναι πολύ ενδιαφέρον το ότι ισχύει.



Σχήμα 5.6: Η γραμμικότητα του ανιχνευτή για τα σωματίδια α και τα θραύσματα της σχάσης

5.4 Προοπτικές για το μέλλον

Η επιτυχία της ανιχνευτικής διάταξης στην μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$ δημιουργεί αισιοδοξία για την μέτρηση μερικών ακόμα πολύ σημαντικών αντιδράσεων των ακτινίδων. Για παράδειγμα, οι αντιδράσεις $^{242}\text{Pu}(n, f)$, $^{234}\text{U}(n, f)$ και $^{232}\text{Th}(n, f)$. Επίσης, μπορούν να γίνουν μετρήσεις με νετρόνια χαμηλότερης ενέργειας μέσω της αντίδρασης $^7\text{Li}(p, n)$ η οποία παράγει μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων ενέργειας χαμηλότερης από 4 MeV.

Βιβλιογραφία

- [1] S. S. Friedland, “Energy Distribution of Fission Fragments of ^{235}U produced by 2.5 MeV and 14 MeV Neutrons,” *Phys. Rev.*, vol. 84, pp. 75–77, Oct 1951.
- [2] J. K. Shultis and R. E. Faw, *Radiation Shielding*. Prentice Hall, 1996.
- [3] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, 1987.
- [4] <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.
- [5] <http://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.
- [6] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, 2010.
- [7] Y. Giomataris, “Development and prospects of the new gaseous detector Micromegas,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 419, no. 2-3, pp. 239–250, 1998. cited By (since 1996) 85.
- [8] G. Charpak, J. Derre, Y. Giomataris, and P. Rebourgeard, “Micromegas, a multipurpose gaseous detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 478, no. 1-2, pp. 26–36, 2002. cited By (since 1996) 52.
- [9] S. Andriamonje, D. Attie, E. Berthoumieux, M. Calviani, P. Colas, T. Dafni, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, T. Geralis, A. Giganon, I. Giomataris, A. Gris, C. G. Sanchez, F. Gunsing, F. J. Iguaz, I. Irastorza, R. D. Oliveira, T. Papaevangelou, J. Ruz, I. Savvidis, A. Teixeira, and A. Tomas, “Development and performance of Microbulk Micromegas detectors,” *Journal of Instrumentation*, vol. 5, no. 02, p. P02001, 2010.
- [10] F. Iguaz, S. Andriamonje, F. Belloni, E. Berthoumieux, M. Calviani, T. Dafni, D. Oliveira, E. Ferrer-Ribas, J. Galaan, J. Garcaia, I. Giomataris, C. Guerrero, Gunsing, D. Herrera, I. Irastorza, T. Papaevangelou, A. Rodraiguez, and

- A. Tomaas, "New Developments in Micromegas Microbulk Detectors," *Physics Procedia*, vol. 37, no. 0, pp. 448 – 455, 2012. Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011).
- [11] M. Diakaki, M. Kokkoris, A. Kyrtos, E. Skordis, C. Papadopoulos, R. Vlastou, A. Lagoyannis, and S. Andriamonje, "Determination of the $^{237}\text{Np}(n, f)$ reaction cross section for $E_n = 4.5 - 5.3$ MeV, using a MicroMegas detector assembly," *The European Physical Journal A*, vol. 49, no. 5, pp. 1-10, 2013.
- [12] R. M. Mayo, *Introduction to Nuclear Concepts for Engineers*. American Nuclear Society, 1998.
- [13] J. K. Shultis and R. E. Faw, *Fundamentals of Nuclear Science and Engineering*. CRC Press, 2002.
- [14] N. Bohr and J. A. Wheeler, "The Mechanism of Nuclear Fission," *Phys. Rev.*, vol. 56, pp. 426-450, Sep 1939.
- [15] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. Springer, 1994.
- [16] V. Peskov, P. Fonte, M. Danielsson, C. Iacobaeus, J. Ostling, and M. Wallmark, "The study and optimization of new micropattern gaseous detectors for high-rate applications," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 48, pp. 1070 -1074, aug 2001.
- [17] V. Peskov, P. Martinengo, E. Nappi, R. Oliveira, G. Paic, F. Pietropaolo, and P. Picchi, "Progress in the development of photosensitive GEMs with resistive electrodes manufactured by a screen printing technology," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 610, no. 1, pp. 169 - 173, 2009.
- [18] I. Giomataris, R. De Oliveira, S. Andriamonje, S. Aune, G. Charpak, P. Colas, G. Fanourakis, E. Ferrer, A. Giganon, P. Rebourgeard, and P. Salin, "Micromegas in a bulk," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 560, no. 2, pp. 405-408, 2006. cited By (since 1996) 102.
- [19] S. Cebrian, T. Dafni, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, I. Giomataris, *et al.*, "Radiopurity of Micromegas readout planes," *Astropart.Phys.*, vol. 34, pp. 354-359, 2011.
- [20] N. Hampton, G. Saunders, J. Harding, and A. Stoneham, "The dielectric constant of UO_2 below the Neel point," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 149, no. 1, pp. 18-20, 1987. cited By (since 1996) 0.
- [21] <http://www-nds.iaea.org>.
- [22] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, *An Introduction to Nuclear Physics*. Cambridge University Press, 2001.

- [23] J. S. Lilley, *Nuclear Physics: Principles and Applications*. John Wiley and Sons, 2001.
- [24] M. Olsson, A.-M. Jakobsson, and Y. Albinsson, "Surface charge densities of two actinide(IV) oxides: UO_2 and ThO_2 ," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 256, no. 2, pp. 256–261, 2002. cited By (since 1996) 12.
- [25] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. Robert, and G. Charpak, "Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 376, no. 1, pp. 29 – 35, 1996.
- [26] S. Andriamonje, D. Attie, E. Berthoumieux, M. Calviani, P. Colas, T. Dafni, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galan, T. Geralis, A. Giganon, I. Giomataris, A. Gris, C. Guerrero Sanchez, F. Gunsing, J. Iguaz, I. Irastorza, R. De Oliveira, T. Papaevangelou, J. Ruz, I. Savvidis, A. Teixeira, and A. Toms, "Development and performance of Microbulk Micromegas Detectors," *Journal of Instrumentation*, vol. 5, no. 2, 2010. cited By (since 1996) 11.
- [27] T. Dafni, E. Ferrer-Ribas, I. Giomataris, P. Gorodetzky, F. Iguaz, I. Irastorza, P. Salin, and A. Tomas, "Energy resolution of alpha particles in a Microbulk Micromegas Detector at high pressure Argon and Xenon mixtures," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 608, no. 2, pp. 259–266, 2009. cited By (since 1996) 15.
- [28] C. Budtz-Jorgensen, H.-H. Knitter, C. Straede, F.-J. Hambsch, and R. Vogt, "A twin ionization chamber for fission fragment detection," *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, vol. 258, no. 2, pp. 209–220, 1987. cited By (since 1996) 51.