

Πίνακας περιχομένων

ΕΙΣΑΓΩΓΗ	3
ABSTRACT	4
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	5
1.1 ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ	5
1.2 ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΤΑΧΕΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ.....	6
1.2.1 ΚΙΝΗΜΑΤΙΚΗ ΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΟΥ	7
1.2.2 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΑΝΑΚΡΟΥΟΜΕΝΟΥ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ	8
1.3 ΥΓΡΟΣ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗΣ.....	9
1.3.1 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΜΟΥ ΕΝΟΣ ΟΡΓΑΝΙΚΟΥ ΥΛΙΚΟΥ	10
1.3.2. ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΗ ΑΠΟΔΟΣΗ	13
1.3.3 ΣΥΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΜΕΓΕΘΟΣ ΕΝΟΣ ΥΓΡΟΥ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ	14
1.3.4 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ.....	15
1.3.5 ΕΙΔΗ ΚΑΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΩΝ ΤΟΥ ΕΜΠΟΡΙΟΥ	19
1.3.6 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΥΓΡΟΥ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ BC501A	21
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	24
2.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ.....	24
2.1.1 Επιταχυντής.....	24
2.1.2 Παραγωγή νετρονίων από Επιταχυντή	25
2.2 ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ	26
2.2.1 ΦΑΣΜΑΤΑ ΧΡΟΝΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ ΠΑΛΜΩΝ	32
2.2.2 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ ΠΑΛΜΩΝ	34
2.3 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΑΛΜΩΝ ΑΠΟ ΠΗΓΕΣ	38
2.3.1 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΑΛΜΩΝ ΑΠΟ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ.....	38
2.3.2 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΑΛΜΩΝ ΑΠΟ ΠΗΓΗ Am-Be.	41
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3	45
ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ BC501A ΜΕ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΔΕΣΜΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ.....	45
3.1 ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ	45
3.2 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ BC501A ΑΠΟ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΔΕΣΜΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ	46
3.3 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ	53
3.3.1 ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΣΥΣΣΩΡΕΥΣΗΣ ΓΕΓΟΝΟΤΩΝ (PILE UP)	54
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4	59
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΑΠΟΣΥΝΕΛΕΞΗΣ ΦΑΣΜΑΤΩΝ – DIFBAS	59

4.1 ΓΕΝΙΚΑ	59
4.2 ΕΠΕΞΑΡΓΑΣΙΑ ΑΡΧΕΙΩΝ ΠΡΙΝ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ.....	60
4.2.1 ΑΡΧΕΙΟ ΝΕΥΤ.ASC [Carte05] [John77].....	60
4.2.2 ΑΡΧΕΙΟ ΡΗΤ14.ASC	65
4.2.3 ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΡΗC.EΧΕ	66
4.3 ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ DIFBAS.EΧΕ	68
4.3.1 ΑΡΧΕΙΟ DIFBASINP.TΧΤ	69
4.3.2 Α PRIORI ΦΑΣΜΑ.....	71
4.3.3 ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ	71
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5	74
5.1 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΑΠΟΣΥΝΕΛΙΞΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΔΕΣΜΗΣ ΑΠΟ ΤΟΝ ΥΓΡΟ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ BC501A.	74
5.1.1 ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΣΕ ΤΙΜΕΣ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ.....	74
5.1.2 ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ DIFBAS ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	77
5.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΔΕΣΜΗΣ – ΠΛΑΤΟΣ ΤΗΣ ΚΟΡΥΦΗΣ ΣΤΟ ΜΙΣΟ ΤΟΥ ΜΕΓΙΣΤΟΥ ΥΨΟΥΣ (FWHM)	84
5.3 ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΗ ΑΠΟΔΟΣΗ	86
5.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΑΠΟΣΥΝΕΛΙΞΗ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΠΡΟΕΡΧΟΜΕΝΟ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΗΓΗ ΑΜ-ΒΕ.....	91
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	98
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι.....	100
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ.....	107
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	112

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Βασική μέθοδος παρατήρησης και μελέτης των πυρηνικών φαινομένων είναι η ανίχνευση των παραγόμενων από πυρηνικές αντιδράσεις σωματιδίων καθώς και κάθε μορφής ακτινοβολίας. Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιούνται κατάλληλοι ανιχνευτές ανάλογα με το είδος της ακτινοβολίας και των σωματιδίων που παράγονται.

Ο επιταχυντής τύπου TANDEM του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος έχει τη δυνατότητα να παράγει, μέσω κατάλληλης επιλογής πυρηνικών αντιδράσεων, σχεδόν μονοχρωματική δέσμη νετρονίων σε ενέργειες από 0.2 MeV έως 21 MeV. Στο Ινστιτούτο πραγματοποιούνται συχνά πειράματα προσδιορισμού της ενεργού διατομής μιας αντίδρασης και είναι απαραίτητο κάθε στιγμή να είναι γνωστή η ροή της δέσμης νετρονίων καθώς και το προφίλ της δέσμης, δηλαδή ολόκληρο το ενεργειακό της φάσμα. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένας ανιχνευτής νετρονίων και πιο αναλυτικά ένας υγρός σπινθηριστής τύπου BC501A. Επιπλέον, η γνώση αυτής της συμπεριφοράς του ανιχνευτή είναι απαραίτητη για την φασματοσκοπία νετρονίων που αποτελεί μέρος της πειραματικής δραστηριότητας της ομάδας πυρηνικής φυσικής της ΣΕΜΦΕ.

Στην εργασία αυτή μελετήθηκε η συμπεριφορά του υγρού σπινθηριστή BC501A, ο οποίος έχει αρκετά μεγάλη ανιχνευτική απόδοση καθώς και τη δυνατότητα πολύ καλού διαχωρισμού των νετρονίων από τις ακτίνες γ . Η πειραματική προσπάθεια περιλάμβανε την επιλογή και τις κατάλληλες ρυθμίσεις των απαραίτητων ηλεκτρονικών μονάδων για την διαφοροποίηση και διαχωρισμό των νετρονίων από τις ακτίνες γ με τη βοήθεια αρχικά κατάλληλων πηγών (ακτίνων γ και νετρονίων) και στην συνέχεια χρησιμοποιήθηκε για τον προσδιορισμό του ενεργειακού προφίλ της δέσμης νετρονίων του επιταχυντή ιόντων Tandem Van de Graaf 11T του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος. Για την ανάλυση των φασμάτων χρησιμοποιήθηκε λογισμικό που αναζητήθηκε από τον Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (I.A.E.A) και το οποίο έπρεπε να προσαρμοσθεί για λόγους συμβατότητας. Επιπλέον, αναπτύχθηκε πρόσθετο λογισμικό για την πληρέστερη κατανόηση της διαδικασίας ανάλυσης.

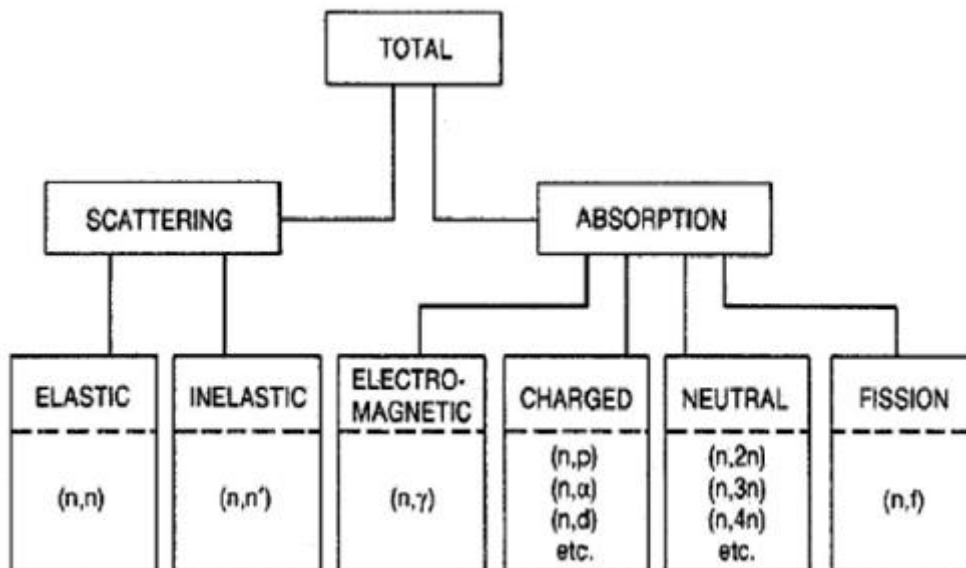
ABSTRACT

The goal of the present project was the study of a liquid scintillator BC501A regarding its properties of pulse shape discrimination. An electronic system suitable to achieve pulse shape discrimination of neutrons and gamma rays was developed in order to obtain pulse height and time distribution spectra from the liquid scintillator. For this purpose gamma ray sources were used as well as Am-Be as a mixed neutron and gamma ray field source. Quasi monoenergetic neutrons with energies in the range of 5.5-10 MeV were produced by D-D reaction (${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$) at the 5.5 MV Tandem accelerator of the NCSR “Demokritos” in order to study the energy profile of the neutron beam. The deconvolution of these spectra was achieved with the use of DIFBAS code, software that was obtained from the International Atomic Energy Agency (IAEA).

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

1.1 ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Τα νετρόνια έχουν μηδενικό ολικό φορτίο και επομένως η κίνησή τους δεν εμποδίζεται από το φράγμα Coulomb που δημιουργείται από φορτισμένα σωματίδια. Έτσι νετρόνια ακόμα και πολύ μικρών ενεργειών διεισδύουν εύκολα στην ύλη και αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες. Αναλυτικά, τα νετρόνια μπορούν να αλληλεπιδράσουν με άλλους πυρήνες με διαφόρους τρόπους. Το σχήμα 1.1 δείχνει τους διαφόρους μηχανισμούς αντίδρασης των νετρονίων. Τα παρακάτω είδη αλληλεπιδράσεων μπορούν να χωριστούν σε δυο κατηγορίες : τη σκέδαση και την απορρόφηση. Όταν ένα νετρόνιο σκεδάζεται από έναν πυρήνα, η ταχύτητα και η διεύθυνσή του αλλάζουν ενώ ο αριθμός των πρωτονίων και το νετρονίων του πυρήνα- στόχου παραμένει ίδιος με αυτόν που είχε πριν από την σκέδαση. Η ενέργεια που θα εναποθέσει το νετρόνιο στον πυρήνα μπορεί να οδηγήσει τον πυρήνα σε κάποια διεγερμένη κατάσταση και αργότερα ο πυρήνας αυτός να αποδιεγερθεί, απελευθερώνοντας ακτινοβολία.



Σχήμα 1.1. Οι διάφοροι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης των νετρονίων με την ύλη.[Rin]

Η σκέδαση μπορεί να χωριστεί σε δυο κατηγορίες: την ελαστική και την ανελαστική. Στην ελαστική σκέδαση, η συνολική κινητική ενέργεια του συστήματος νετρόνιο-πυρήνας δεν μεταβάλλεται, απλά ένα μέρος της κινητικής ενέργειας του νετρονίου 'μεταφέρεται' στον πυρήνα. Ενώ στην ανελαστική σκέδαση, ο πυρήνας

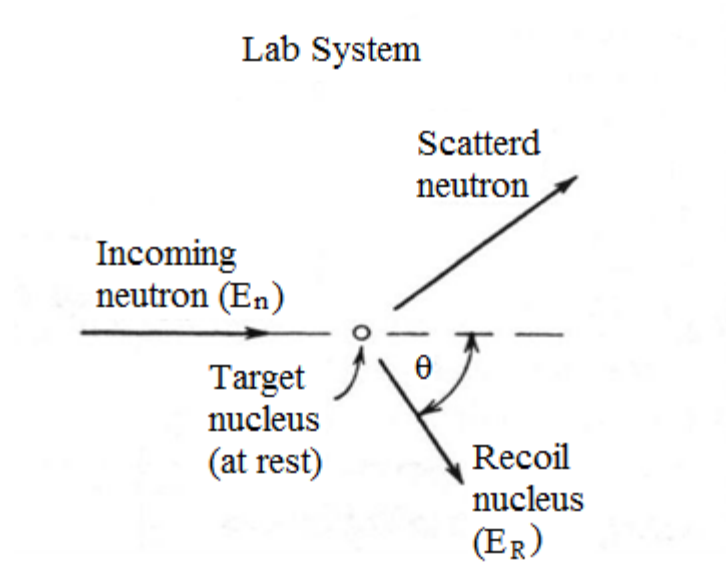
μετά την αλληλεπίδραση μεταβαίνει σε κάποια διεγερμένη κατάσταση του και αργότερα αποδιεγείρεται ακτινοβολώντας. Η συνολική κινητική ενέργεια του εξερχόμενου νετρονίου και του πυρήνα είναι μικρότερη από την αρχική κινητική ενέργεια του νετρονίου, γεγονός που δείχνει ότι ένα μέρος της ενέργειας αυτής χρησιμοποιήθηκε για να φέρει τον πυρήνα σε διεγερμένη κατάσταση. Αν όμως όλες οι διεγερμένες καταστάσεις του πυρήνα είναι πολύ ψηλά ενεργειακά για το νετρόνιο τότε είναι αδύνατη η ανελαστική σκέδαση. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι το υδρογόνο, που έχει διεγερμένες καταστάσεις πολύ ψηλά ενεργειακά, οπότε ένα νετρόνιο μπορεί να σκεδαστεί μόνο ελαστικά με έναν τέτοιο πυρήνα.

Εκτός όμως από τη σκέδαση, ένα νετρόνιο μπορεί επίσης να απορροφηθεί ή να συλληφθεί από τον πυρήνα. Αυτό θα οδηγήσει σε έναν σύνθετο πυρήνα ο οποίος μπορεί να αποδιεγερθεί μέσω διαφόρων αντιδράσεων, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.1. Ο πυρήνας μπορεί να αναδιαμορφωθεί και να εκπέμψει ακτίνες γ ή να εκπέμψει φορτισμένα σωματίδια όπως πρωτόνια, δευτέρια ή άλφα. Ο πυρήνας μπορεί επίσης να διώξει κάποιο νετρόνιο, που σαν διαδικασία δεν διαφέρει καθόλου από την σκέδαση. Επιπλέον, μπορεί να εκπεμφθούν 2 ή και 3 νετρόνια ή ακόμα και να γίνει σχάση που θα σπάσει τον πυρήνα σε δυο ή και περισσότερα θραύσματα εκπέμποντας και νετρόνια.

1.2 ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΤΑΧΕΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Ο βασικός τρόπος ανίχνευσης των ταχέων νετρονίων βασίζεται στην ελαστική σκέδαση των νετρονίων από ελαφρείς πυρήνες. Κατά την ελαστική σκέδαση, όπως αναφέραμε και νωρίτερα ένα μέρος της κινητικής ενέργειας του νετρονίου μεταφέρεται στον αρχικά ακίνητο πυρήνα του υλικού του ανιχνευτή και σαν αποτέλεσμα έχουμε την εμφάνιση ενός ανακρουόμενου πυρήνα (recoil nucleus). Σε τέτοιου είδους ανιχνευτές χρησιμοποιείται συνήθως ως υλικό το υδρογόνο και πιο σπάνια το δευτέριο και το He. Στην περίπτωση των ανιχνευτών που περιέχουν υδρογόνο ως πυρήνα στόχο για την ελαστική σκέδαση των νετρονίων, ο ανιχνευτής ονομάζεται **ανιχνευτής ανακρουόμενου πρωτονίου** (proton recoil detector).

1.2.1 ΚΙΝΗΜΑΤΙΚΗ ΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΟΥ



Σχήμα 1.2 Ελαστική Σκέδαση Νετρονίων στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου [Knoll]

Η κινητική ενέργεια E_R που μεταβιβάζεται στον πυρήνα ατομικού αριθμού A μετά από μια κρούση με ένα νετρόνιο ενέργειας E_n , υπολογίζεται εύκολα με την βοήθεια της σχέσης (1.1).

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta E_n \quad (1.1)$$

όπου θ η γωνία σκέδασης του ανακρουόμενου πυρήνα. Η σχέση (1.1) αναφέρεται στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου. Είναι προφανές ότι η ενέργεια του ανακρουόμενου πυρήνα (E_R) για ένα συγκεκριμένο στοιχείο εξαρτάται μόνο από τη γωνία ανάκρουσης του (θ). Συνεπώς, η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια στον πυρήνα δίνεται για γωνία $\theta_R=0$ και είναι ίση με:

$$E_{R/MAX} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (1.2)$$

Στον Πίνακα 1.1 που ακολουθεί αναγράφονται ορισμένες τιμές του μεγίστου λόγου μεταφοράς της κινητικής ενέργειας του νετρονίου στον ανακρουόμενο πυρήνα για διάφορα στοιχεία όπως υπολογίζονται από την σχέση 1.2. Παρατηρούμε ότι μόνο στις αλληλεπιδράσεις με το υδρογόνο, το νετρόνιο μπορεί να μεταφέρει όλη την ενέργεια του με μια μόνο σκέδαση. Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο, χρησιμοποιούμε ανιχνευτές από ελαφρείς πυρήνες για την ανίχνευση νετρονίων, με το υδρογόνο να κυριαρχεί σαν υλικό κατασκευής.

Πίνακας 1.1. Μέγιστος λόγος μεταφοράς ενέργειας στην ελαστική σκέδαση [Knoll]

Πυρήνας Στόχος	A	$\frac{E_{R/max}}{E_n} = \frac{4A}{(1+A)^2}$
${}^1_1\text{H}$	1	1
${}^2_1\text{H}$	2	8/9=0.889
${}^3_1\text{He}$	3	3/4=0.750
${}^4_2\text{He}$	4	16/25=0.640
${}^{12}_6\text{C}$	12	48/169=0.284
${}^{16}_8\text{O}$	16	64/289=0.221

1.2.2 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΑΝΑΚΡΟΥΟΜΕΝΟΥ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ

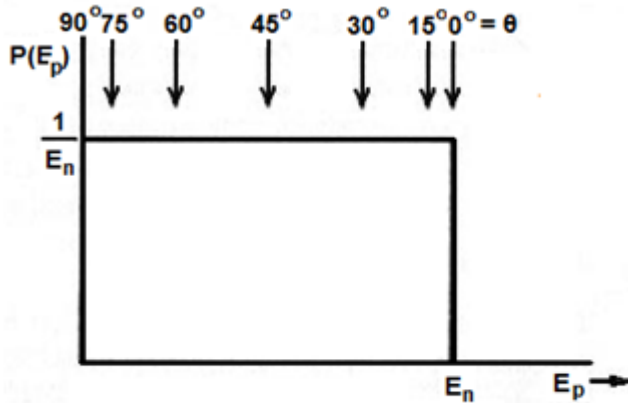
Από τον τύπο (1.1) και επειδή όλες οι γωνίες ανάκρουσης είναι πιθανές, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η ενέργεια του ανακρουόμενου πυρήνα μπορεί να πάρει τιμές από το μηδέν ως μια μέγιστη τιμή που δίνεται στον Πίνακα 1.1 για τα διάφορα στοιχεία. Συνεπώς, η πιθανότητα να έχει ο ανακρουόμενος πυρήνας ενέργεια E_R δίνεται από τον τύπο:

$$P(E_R) = \frac{(1+A)^2}{A} \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \frac{\pi}{E_n} \quad (1.3)$$

όπου A ο ατομικός αριθμός του πυρήνα, $\sigma(\Theta)$ η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης, E_n η ενέργεια του νετρονίου και σ_s η ολική ενεργός διατομή σκέδασης ολοκληρωμένη για όλες τις γωνίες. Από την σχέση 1.3 διαπιστώνουμε ότι η ενεργειακή κατανομή του ανακρουόμενου πυρήνα θα έχει το ίδιο σχήμα με την διαφορική ενεργό διατομή της σκέδασης $\sigma(\Theta)$. Γενικά, η διαφορική ενεργός διατομή έχει συνήθως κάποια κορυφή σε κάποια γωνία που ορίζει και την προτίμηση της συγκεκριμένης αντίδρασης. Στην περίπτωση όμως της σκέδασης των νετρονίων από το υδρογόνο, η διαφορική ενεργός διατομή είναι ίση με μια σταθερά $\sigma_s/4\pi$, διότι η σκέδαση λαμβάνει χώρα ιστροπικά για ενέργειες έως περίπου τα 10 MeV. Συνεπώς, η ενεργειακή κατανομή του ανακρουόμενου πυρήνα για πρωτόνιο ως πυρήνα στόχο ($A=1$) δίνεται από τον τύπο:

$$P(E_p) = \frac{1}{E_n} \quad (1.4)$$

Με αποτέλεσμα, η αναμενόμενη κατανομή της ενέργειας των ανακρουόμενων πρωτονίων να είναι ένα ορθογώνιο, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.3. Άρα η συνάρτηση απόκρισης ενός ανιχνευτή, του οποίου η λειτουργία βασίζεται στην απλή



Σχήμα 1.3 Ενεργειακή κατανομή ανακρουόμενων πρωτονίων ενέργειας E_p παραγόμενων από μονο-ενεργειακά νετρόνια ενέργειας E_n

σκέδαση από υδρογόνο, αναμένεται να έχει αντίστοιχο ορθογώνιο σχήμα. Η μέση ενέργεια πρωτονίου, στην περίπτωση αυτή είναι ίση με το μισό της ενέργειας των νετρονίων. Υπάρχουν ωστόσο και άλλοι παράγοντες που διαταράσσουν αυτήν την

απλή απόκριση του ανιχνευτή, τους οποίους θα αναφέρουμε σε επόμενη ενότητα (1.3.4).

Το βασικό τμήμα των ανιχνευτών, των οποίων η λειτουργία βασίζεται στη συγκεκριμένη μέθοδο ανίχνευσης των νετρονίων, αποτελείται από ένα θάλαμο με αέριο, υγρό ή στερεό υδρογονούχο υλικό, οργανικής σύστασης συνήθως. Η ονομασία τους ως ανιχνευτές ανακρουόμενου πρωτονίου (proton recoil detectors) οφείλεται στην αρχή λειτουργίας τους. Υπάρχουν διάφορα είδη ανιχνευτών αυτού του είδους, το ενδιαφέρον όμως επικεντρώνεται στους οργανικούς σπινθηριστές και συγκεκριμένα στον υγρό οργανικό σπινθηριστή τύπου BC501A που αποτελεί το αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας. Στην παράγραφο που ακολουθεί παρουσιάζονται αναλυτικά τα βασικά χαρακτηριστικά ενός τέτοιου σπινθηριστή.

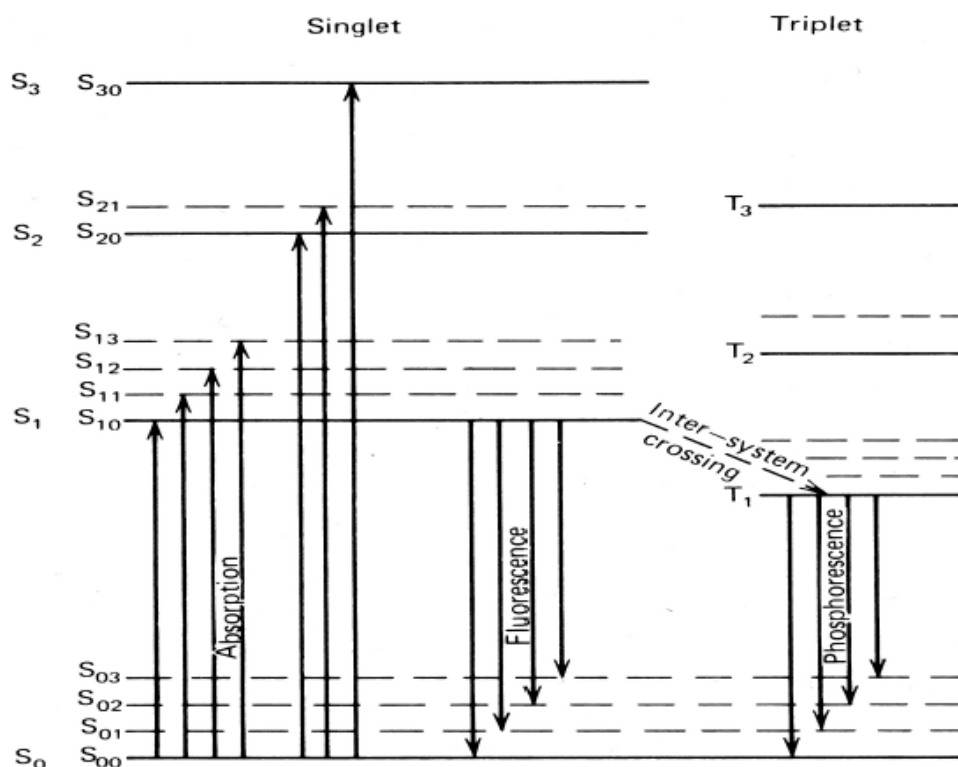
1.3 ΥΓΡΟΣ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗΣ

Στην ενότητα αυτή θα γίνει αναφορά για τον τρόπο λειτουργίας ενός υγρού σπινθηριστή καθώς και για τα βασικά χαρακτηριστικά του.

1.3.1 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΜΟΥ ΕΝΟΣ ΟΡΓΑΝΙΚΟΥ ΥΛΙΚΟΥ

Η ανίχνευση της ιοντίζοντας ακτινοβολίας από έναν σπινθηριστή στηρίζεται στην ιδιότητα ορισμένων υλικών να μετατρέπουν την κινητική ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων σε ακτινοβολία ορατού φάσματος. Η διαδικασία αυτή της μετατροπής περιλαμβάνει τη μετάβαση των μορίων του υλικού του ανιχνευτή σε υψηλότερες ενεργειακές καταστάσεις, κατά τη διέλευση φορτισμένων σωματιδίων, οι οποίες αποδιεγείρονται μέσω εκπομπής ορατής ακτινοβολίας με τρεις δυνατούς τρόπους. Ο βασικός και πιο επιθυμητός από αυτούς είναι η άμεση εκπομπή ορατής ακτινοβολίας που ονομάζεται **φθορισμός (fluorescence)**. Υπάρχει περίπτωση ωστόσο να έχουμε αποδιέγερση μέσω του φαινομένου του **φωσφορισμού (phosphorescence)**, οπότε παρατηρείται εκπομπή ακτινοβολίας μεγαλύτερου μήκους κύματος απ' ότι στον φθορισμό και εν γένει μεγαλύτερου χαρακτηριστικού χρόνου. Στην περίπτωση του **καθυστερημένου φθορισμού (delayed fluorescence)** το φάσμα εκπομπής είναι το ίδιο με αυτό του φθορισμού, αλλά ο χρόνος εκπομπής είναι επίσης πολύ μεγαλύτερος. Η ποιότητα ενός υλικού ως σπινθηριστή κρίνεται από το ποσοστό μετατροπής της προσπίπτουσας ακτινοβολίας σε ορατή μέσω άμεσου φθορισμού.

Η διαδικασία φθορισμού στα οργανικά υλικά προκύπτει από μεταβάσεις μεταξύ των ενεργειακών σταθμών ενός απλού μορίου (single molecule) και γι αυτό τον λόγο η διαδικασία αυτή είναι ανεξάρτητη από την φύση του υλικού, αέρια, υγρή ή στερεά. Πολλοί οργανικοί σπινθηριστές βασίζονται σε οργανικά μόρια με συγκεκριμένες ιδιότητες συμμετρίας, οι οποίες οδηγούν σε αυτό που είναι γνωστό ως ηλεκτρονική δομή π. Το ενεργειακό διάγραμμα ενός τέτοιου μορίου απεικονίζεται στο σχήμα 1.4.



Σχήμα 1.4. Ενεργειακό διάγραμμα οργανικού μορίου ηλεκτρονικής δομής π [Briks]

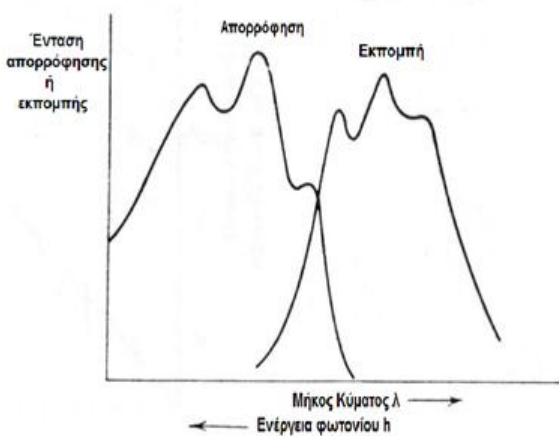
Η απορρόφηση της ενέργειας από το μόρια συντελείται μέσω της μετάβασης της ηλεκτρονικής διάταξης σε κάποια από τις διεγερμένες στάθμες. Οι στάθμες αυτές μπορεί να είναι μονήρεις (σπιν 0), που συμβολίζονται ως S_0, S_1, S_2 κτλ, είτε ηλεκτρονιακές στάθμες τριπλέτας (σπιν 1) που συμβολίζονται ως T_1, T_2, T_3 κτλ. και είναι χαμηλότερης ενέργειας από τις αντίστοιχες μονήρεις. Σε μόρια ενός οργανικού σπινθηριστή, η ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στις στάθμες S_0 και S_1 είναι 3-4 eV και η διαφορά αυτή μειώνεται για στάθμες που βρίσκονται ψηλότερα ενεργειακά. Κάθε μια από τις διεγερμένες στάθμες αποτελείται από ενεργειακές υποστάθμες, οι οποίες αντιστοιχούν σε διάφορες ταλαντωτικές καταστάσεις του μορίου και παρουσιάζουν ενεργειακές διαφορές της τάξης των 0.15 eV. Ένας δεύτερος δείκτης προστίθεται συνήθως για να διαχωρίσουμε τις ταλαντωτικές αυτές στάθμες, οπότε η κατώτερη ταλαντωτική στάθμη της θεμελιώδους ηλεκτρονικής κατάστασης συμβολίζεται ως S_{00} [Knoll].

Λόγω της μεγάλης ενεργειακής διαφοράς των ταλαντωτικών σταθμών σε σχέση με την μέση θερμική ενέργεια των μορίων (0.025 eV), όλα σχεδόν τα μόρια του υλικού σε θερμοκρασία δωματίου βρίσκονται στην θεμελιώδη κατάσταση S_{00} . Κατά την απορρόφηση ενέργειας, όταν τα άτομα διεγερθούν σε καταστάσεις υψηλότερες

της S_1 , αποδιεγείρονται πολύ γρήγορα (σε χρόνους της τάξης του psec), στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση S_1 χωρίς την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας αλλά με «εσωτερική μετατροπή». Επιπρόσθετα, οποιοδήποτε μόριο που έχει πλεόνασμα ενέργειας ταλάντωσης (όπως στις S_{11} ή S_{12}), δεν βρίσκεται σε θερμική ισορροπία με τα γειτονικά του μόρια και χάνει άμεσα την ενέργεια του μεταβαίνοντας στην ενεργειακή στάθμη S_{10} . Έτσι, σε σύντομο χρονικό διάστημα, η διαδικασία διέγερσης σε ένα οργανικό σπινθηριστή έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία πληθυσμού μορίων στη στάθμη S_{10} .

Η αποδιέγερση των μορίων από την πρώτη διεγερμένη στάθμη στην θεμελιώδη μπορεί να γίνει είτε απευθείας σε μια από τις υποστάθμες (S_{00} , S_{01} , S_{02} κτλ.) της θεμελιώδους κατάστασης, οπότε προκύπτει ακτινοβολία **άμεσου φθορισμού**, είτε μέσω ενδιάμεσων καταστάσεων. Συγκεκριμένα, ως μεταβατική ενεργειακή στάθμη χρησιμοποιείται η πρώτη διεγερμένη στάθμη τριπλέτας T_1 , η οποία βρίσκεται ελαφρώς χαμηλότερα ενεργειακά και έχει χρόνο ζωής της τάξης του ενός msec, που σαν χρόνος είναι κατά πολύ μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο χρόνο της στάθμης S_1 . Η μετάβαση από την κατάσταση S_1 στην T_1 ονομάζεται **διασυστηματική διασταύρωση** (intersystem crossing) και όταν ακολουθείται από αποδιέγερση προς τη θεμελιώδη κατάσταση S_0 , ονομάζεται εκπομπή **φωσφορισμού**. Ωστόσο, όσο το μόριο βρίσκεται στην κατάσταση T_1 , υπάρχει πιθανότητα να διεγερθεί θερμικά ξανά στην στάθμη S_1 και στην συνέχεια να αποδιεγερθεί κανονικά μέσω φθορισμού, τότε το φαινόμενο αυτό το ονομάζουμε **καθυστερημένος φθορισμός**.

Από όσα αναφέραμε παραπάνω, γίνεται σαφές ότι η μόνη περίπτωση η ενέργεια



Σχ.1.5 Φάσμα οπτικής απορρόφησης και εκπομπής για έναν τυπικό οργανικό σπινθηριστή που έχει ίδια ενεργειακή δομή με αυτήν του σχ.1.4

αυτοδιέγερσης ενός μορίου να συμπίπτει με την ενέργεια πιθανής διέγερσης του, είναι κατά την μετάβαση μεταξύ των σταθμών S_{00} - S_{10} . Συνεπώς, τα φάσματα εκπομπής και απορρόφησης ενός οργανικού υλικού συμπίπτουν σε πολύ μικρό βαθμό με αποτέλεσμα το φαινόμενο της ενδοαπορρόφησης (συχνά αποκαλείται μετατόπιση Stokes (**Stokes shift**)) να καταλαμβάνει ένα

μικρό ποσοστό της ολικής εκπεμπόμενης ακτινοβολίας και να μπορεί να θεωρηθεί αμελητέο. Ένα παράδειγμα ενός τέτοιου φάσματος για έναν τυπικό οργανικό σπινθηριστή απεικονίζεται στο σχήμα 1.5.

1.3.2. ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΗ ΑΠΟΔΟΣΗ

Η **απόδοση** ενός ανιχνευτή ανακρουόμενου πρωτονίου εξαρτάται από την ενεργό διατομή της σκέδασης σ_s . Στην περίπτωση που ο ανιχνευτής αποτελείται από πυρήνες ενός μόνο είδους, η εσωτερική απόδοση (intrinsic efficiency) δίνεται από τον τύπο:

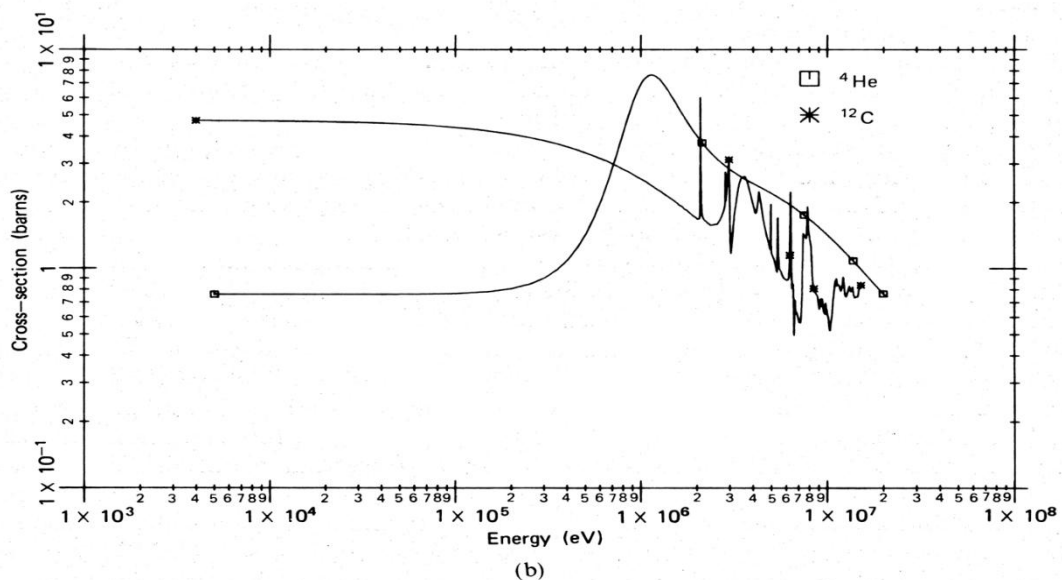
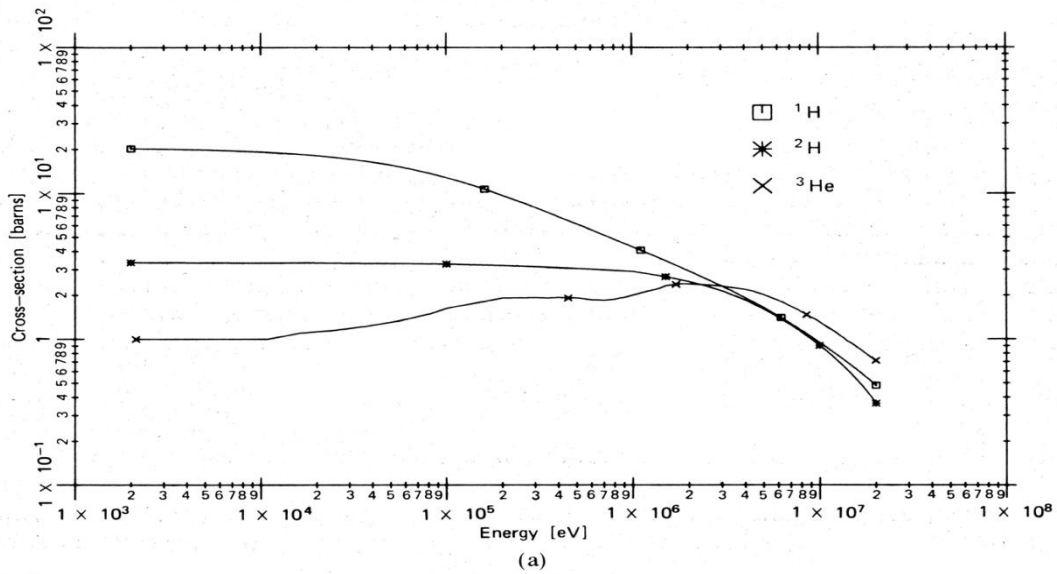
$$\epsilon = 1 - e^{-N \sigma_s d} \quad (1.5)$$

όπου N ο αριθμός των πυρήνων του στόχου, σ_s η ενεργός διατομή σκέδασης για τους συγκεκριμένους πυρήνες και d το μήκος της τροχιάς του νετρονίου μέσα στον ανιχνευτή. [Knoll]

Σύνηθες φαινόμενο για τους ανιχνευτές ανακρουόμενου πρωτονίου είναι η συνύπαρξη του άνθρακα με το υδρογόνο. Στις περιπτώσεις αυτές, η ενεργός διατομή σκέδασης του άνθρακα πρέπει να ληφθεί υπόψιν και τότε η ανιχνευτική απόδοση δίνεται από τον τύπο:

$$\epsilon = \frac{N_H \sigma_H}{N_H \sigma_H + N_C \sigma_C} \left[1 - e^{-(N_H \sigma_H + N_C \sigma_C) d} \right] \quad (1.6)$$

όπου οι δείκτες H και C αναφέρονται στο υδρογόνο και τον άνθρακα. Παρακάτω βρίσκονται οι γραφικές παραστάσεις της ενεργού διατομής σκέδασης για τα διάφορα στοιχεία.



Σχήμα 1.6 (α) Ενεργός διατομή σκέδασης για το ^1H , ^2H και ^3He . (β) Ενεργός διατομή σκέδασης για το ^4He , ^{12}C [Knoll]

1.3.3 ΣΥΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΜΕΓΕΘΟΣ ΕΝΟΣ ΥΓΡΟΥ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ

Ένας υγρός σπινθηριστής αποτελείται από έναν οργανικό σπινθηριστή διαλυμένο σε υδρογονούχο διαλύτη. Συνήθως, προστίθεται και μια τρίτη ουσία που μετατοπίζει το μήκος κύματος έτσι ώστε το φάσμα να ταιριάζει καλύτερα στη φασματική απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή. Βασικό πλεονέκτημα ενός υγρού σπινθηριστή είναι η μεγάλη αντίσταση που παρουσιάζει στην φθορά λόγω ισχυρής ακτινοβόλησης.

Τα υλικά κατασκευής είναι σχετικά φθηνά και γι αυτό διατίθενται στο εμπόριο υγροί σπινθηριστές σε διαφορετικά μεγέθη και σχήματα. Η επιλογή του μεγέθους παρόλα αυτά δεν είναι απλή υπόθεση, καθώς υπεισέρχονται δυο σημαντικοί παράγοντες: η ανιχνευτική απόδοση και η διακριτική ικανότητα. Αναλυτικά, οι υγροί σπινθηριστές μεγαλύτερου μεγέθους εμφανίζουν καλύτερη ανιχνευτική απόδοση. Ταυτόχρονα όμως, σε μεγαλύτερου μεγέθους ανιχνευτές είναι πιο δύσκολο να πετύχουμε ομοιόμορφη συλλογή του φωτός και κατ' επέκταση η διακριτική ικανότητα χειροτερεύει. Ένας επιπλέον σημαντικός παράγοντας που μας αναγκάζει να περιορίσουμε το μέγεθος ενός υγρού σπινθηριστή είναι ο ρυθμός πρόσπτωσης των ακτίνων γ . Συγκεκριμένα, σε περιπτώσεις που ο ρυθμός των ακτίνων γ είναι μεγαλύτερος από αυτόν των νετρονίων, ένας ανιχνευτής μεγαλύτερου μεγέθους θα παρουσιάσει φαινόμενα συσσώρευσης (pile-up). Τέλος, σε υγρούς σπινθηριστές μικρότερου μεγέθους είναι πιο πιθανό ένα νετρόνιο να σκεδαστεί μόνο μια φορά. Κάτι τέτοιο είναι επιθυμητό καθώς διευκολύνει τον υπολογισμό της συνάρτησης απόκρισης που είναι ιδιαίτερα χρήσιμη στην διαδικασία της αποσυνέλιξης (unfolding) όπως θα αναφέρουμε αργότερα.

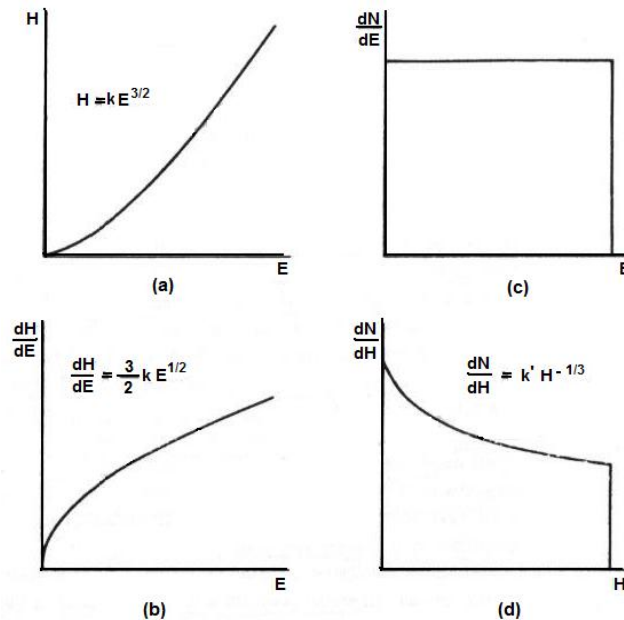
1.3.4 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ

Η συνάρτηση απόκρισης ενός υγρού σπινθηριστή του οποίου η λειτουργία βασίζεται στην απλή σκέδαση από υδρογόνο, αναμένεται να έχει ορθογώνιο σχήμα στην περίπτωση μονοεργειακών νετρονίων. Υπάρχουν ωστόσο κάποιοι παράγοντες που διαταράσσουν αυτήν την απλή απόκριση του ανιχνευτή. [Knoll] [Smith]

A. ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΠΟΔΟΣΗ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Ένα μέρος της κινητικής ενέργειας ενός σωματιδίου που εισέρχεται σε έναν σπινθηριστή μετατρέπεται σε φθορίζουσα ακτινοβολία (fluorescent energy). Το υπόλοιπο χάνεται χωρίς όμως να εκπεμφθεί ακτινοβολία, είτε με την μορφή θερμότητας, είτε με την μορφή πλεγματικών ταλαντώσεων. Το ποσοστό της 'χρήσιμης' ενέργειας που μετατρέπεται σε ορατή ακτινοβολία εξαρτάται από το είδος του σωματιδίου και από την ενέργεια του. Οι περισσότεροι οργανικοί σπινθηριστές δεν έχουν γραμμική απόκριση φωτός συναρτήσει της ενέργειας. Οπότε

το αναμενόμενο ορθογώνιο σχήμα της συνάρτησης απόκρισης (σχήμα 1.7.c), παίρνει την μορφή του σχήματος 1.7.d. Τέλος, η απόδοση φωτός στους περισσότερους οργανικούς σπινθηριστές είναι ανάλογη του $E^{3/2}$ ($H=k E^{3/2}$) για ενέργειες μικρότερες των 5 MeV, ενώ γίνεται γραμμική για μεγαλύτερες ενέργειες. [Maier]



Σχήμα 1.7. Απεικονίζεται: (a) το ύψος του παλμού συναρτήσει της ενέργειας για έναν τυπικό οργανικό σπινθηριστή, (b) η κλίση του διαγράμματος (a), (c) το ορθογώνιο σχήμα της συνάρτησης απόκρισης (d) η απόδοση φωτός λόγω μη γραμμικής απόκρισης του ανιχνευτή. [Sasa] [Knoll]

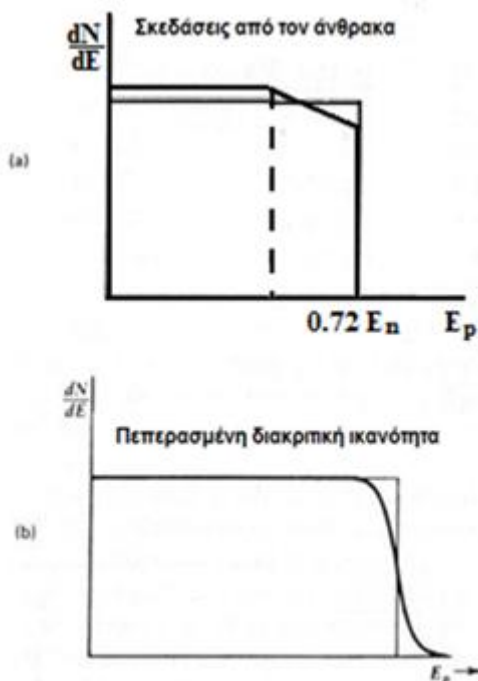
B. ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΟΡΙΩΝ

Όταν οι διαστάσεις του υγρού σπινθηριστή είναι συγκρίσιμες με το μήκος τροχιάς των ανακρουόμενων πρωτονίων μέσα σε αυτόν, υπάρχει πιθανότητα ορισμένα πρωτόνια να διαφύγουν από τις εξωτερικές επιφάνειες του ανιχνευτή ή μέρος της ενέργειας αυτών να μην καταγραφεί. Το αποτέλεσμα αυτού του φαινομένου δεν είναι η απώλεια του γεγονότος αλλά η μετατόπισή του σε ενέργεια χαμηλότερη από αυτήν που κανονικά θα καταγραφόταν, με συνέπεια την αύξηση της κλίσης της συνάρτησης απόκρισης όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7.d.

Γ. ΠΟΛΛΑΠΛΕΣ ΣΚΕΔΑΣΕΙΣ ΑΠΟ ΤΟ ΥΔΡΟΓΟΝΟ

Κατά την διέλευση ενός νετρονίου μέσα από τον υγρό σπινθηριστή, υπάρχει πιθανότητα αυτό να σκεδαστεί από τα άτομα του υδρογόνου περισσότερες από μια φορές και σε χρόνο μικρότερο από τον χρόνο διαμόρφωσης του παλμού (pulse shape time). Ως αποτέλεσμα έχουμε την άθροιση του παραγόμενου φωτός από όλα τα ανακρουόμενα πρωτόνια σε έναν παλμό με συνέπεια την προσθήκη γεγονότων σε μεγάλα ύψη παλμών εις βάρος των μικρότερων.

Δ. ΣΚΕΔΑΣΕΙΣ ΑΠΟ ΤΟΝ ΑΝΘΡΑΚΑ



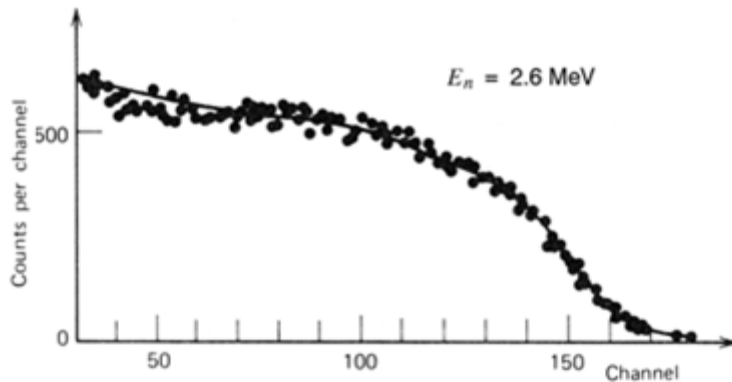
Σχήμα 1.8 Παραμόρφωση του ορθογώνιου σχήματος της συνάρτησης απόκρισης λόγω τριών διαφορετικών παραγόντων [Knoll]

Ο άνθρακας αποτελεί εξίσου βασικό στοιχείο με το υδρογόνο στη σύσταση ενός υγρού σπινθηριστή. Συνεπώς, υπάρχει σημαντική πιθανότητα για ένα νετρόνιο, προτού σκεδαστεί από πυρήνες υδρογόνου να υποστεί σκέδαση από τον άνθρακα. Σε αυτήν την περίπτωση η ενέργεια του νετρονίου μειώνεται σε ποσοστό μεταξύ 72-100% της αρχικής του ενέργειας, με αποτέλεσμα ο ανακρουόμενος πυρήνας να έχει μέγιστη ενέργεια της ίδιας τάξης. Το αποτέλεσμα λόγω αυτής της συνεισφοράς είναι η μείωση των γεγονότων στις μεγάλες ενέργειες, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.8.a.

Ε. ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ

Η διακριτική ικανότητα ενός ανιχνευτή επηρεάζεται από παράγοντες όπως η ανομοιόμορφη συλλογή του φωτός, η στατιστική των γεγονότων καθώς και από άλλες πηγές θορύβου. Οι παράγοντες αυτοί θα καμπυλώσουν το αυστηρά ορθογώνιο σχήμα της συνάρτησης απόκρισης, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.8.b.

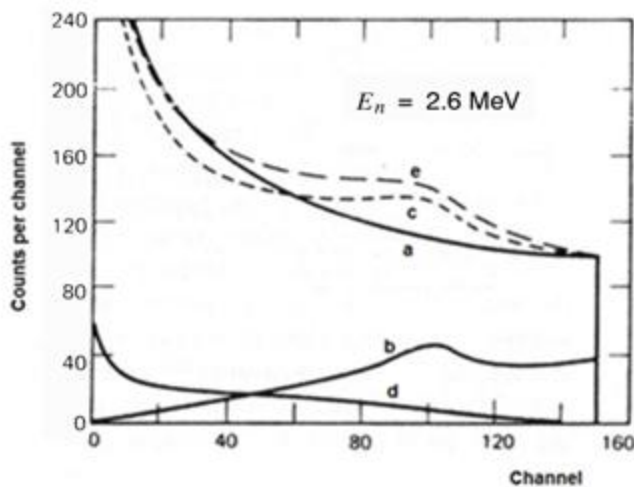
ΣΤ. ΤΕΛΙΚΗ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ



Σχήμα 1.9 Απόκριση ενός ανιχνευτή Stilbene σε μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων στα 2.6 MeV [Knoll]

παράδειγμα μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων στα 2.6 MeV για κυλινδρικό κρύσταλλο stilbene διαστάσεων 2.54cm x 2.54cm. Το παράδειγμα αυτό αναφέρεται σε οποιονδήποτε πλαστικό ή οργανικό σπινθηριστή, για ενέργειες νετρονίων κάτω από τα 8 MeV, όπου κάνουν την εμφάνιση τους νέες αντιδράσεις όπως θα εξεταστεί και στην επόμενη ενότητα (Z). Η τελική μορφή του φάσματος είναι αυτή του σχήμα 1.9 και προκύπτει ως εξής.

Στο σχήμα 1.10. απεικονίζεται η απόκριση ενός ανιχνευτή stilbene για μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων στα 2.6 MeV. Οι συναρτήσεις που απεικονίζονται είναι: a. Απλή σκέδαση από πυρήνα υδρογόνου συμπεριλαμβανομένης της μη γραμμικότητας του ανιχνευτή, b. Διπλή σκέδαση από πυρήνες υδρογόνου, c.



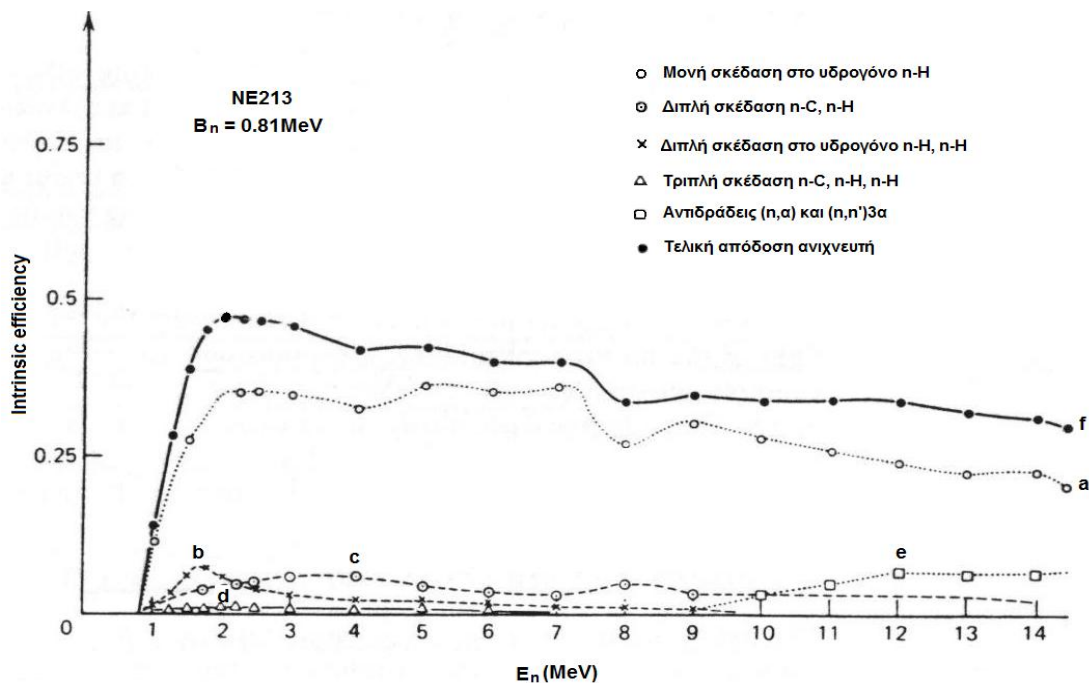
Σχήμα 1.10 Παράγοντες που επηρεάζουν την απόκριση ενός ανιχνευτή Stilbene σε μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων στα 2.6 MeV [Knoll]

Για την καλύτερη κατανόηση του τρόπου με τον οποίο, οι παραπάνω παράγοντες επηρεάζουν την τελική εικόνα της συνάρτησης απόκρισης, θα εξετάσουμε ένα

Συνδυασμός μονής και διπλής σκέδασης από πυρήνες υδρογόνου, d. Ανακρουόμενα πρωτόνια από νετρόνια που έχουν σκεδαστεί προηγουμένως από πυρήνες άνθρακα, e. Σύνθετο φάσμα που προκύπτει από το άθροισμα των φασμάτων c και d [Borm].

Ζ. ΕΠΙΠΡΟΣΘΕΤΕΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΣΤΙΣ ΥΨΗΛΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Για ενέργειες νετρονίων μεγαλύτερες των 8-9 MeV, δυο νέες αντιδράσεις πρέπει να ληφθούν υπόψιν για τον υπολογισμό της τελικής συνάρτησης απόκρισης. Η αντίδραση $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ με ενεργειακό κατώφλι τα $E_n=6.17\text{ MeV}$ και η αντίδραση $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$ και $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}$ με ενεργειακά κατώφλια τα $E_n=7.98\text{ MeV}$ και 4.44MeV αντίστοιχα. Από το σχήμα 1.11 παρατηρούμε ότι η τελική απόδοση του ανιχνευτή παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με την απόδοση λόγω μονής σκέδασης σε πυρήνες υδρογόνου. Αναλυτικά, καθώς η ενέργεια νετρονίων αυξάνεται, η απόδοση λόγω μονής σκέδασης σε πυρήνα υδρογόνου μειώνεται, παρόλα αυτά η τελική απόδοση του ανιχνευτή δεν παρουσιάζει την ίδια φθίνουσα συμπεριφορά διότι από τα 9 MeV και πάνω, υπάρχει και ο παράγοντας (e) που οφείλεται στις αντιδράσεις που αναφέραμε προηγουμένως και ο οποίος είναι αυξητικός.



Σχήμα 1.11 Απόδοση του υγρού σπινθηριστή NE213 ακτίνας 1.9cm και μήκους 10cm.

1.3.5 ΕΙΔΗ ΚΑΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΩΝ ΤΟΥ ΕΜΠΟΡΙΟΥ

Παρακάτω ακολουθεί ένας πίνακας με τους πιο γνωστούς οργανικούς σπινθηριστές που βρίσκονται στην αγορά καθώς και οι ιδιότητες τους.

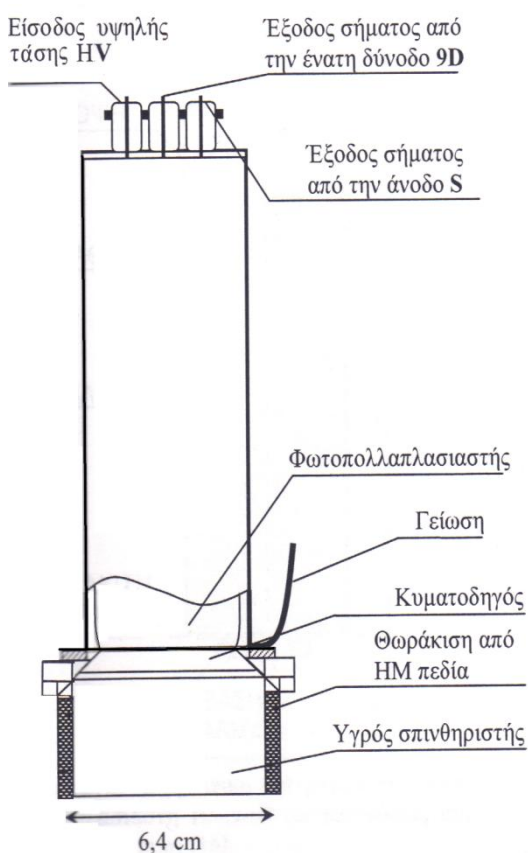
Eljen	Bicron	Light Output %Anthracene*	Wavelength of Max Emission (nm)	Decay Constant (ns)	Attenuation Length (cm)	Refractive Index	H/C Ratio	Density	Loading Element % by weight or dist. feature	Softening or Flash Point (°C)	Uses
Crystal											
Anthracene		100	447	30		1.62	0.715	1.25		217	
Silbene		50	410	4.5		1.626	0.858	1.16		125	
Plastic											
EJ-212	BC-400	65	423	2.4	250	1.581	1.103	1.032		70	General purpose
EJ-204	BC-404	68	408	1.8	160	1.58	1.107	1.032	1.8 ns time constant	70	Fast counting
EJ-200	BC-408	64	425	2.1	380	1.58	1.104	1.032		70	TOF counters, large area
EJ-208	BC-412	60	434	3.3	400	1.58	1.104	1.032	Longest atm. length	70	General purpose, large area, long strips
	BC-420	64	391	1.5	110	1.58	1.100	1.032	1.5 ns time constant	70	Ultrafast timing, sheet areas
EJ-232	BC-422	55	370	1.4	8	1.58	1.102	1.032	1.4 ns time constant	70	Very fast timing, small sizes
	BC-422Q	11	370	0.7	< 8	1.58	1.102	1.032	Benzophenone, 1%	70	Ultrafast timing, ultrafast counting
	BC-428	36	480	12.5	150	1.58	1.103	1.032	Green emitter	70	Photodiodes and CCDs; phoswich detectors
	BC-430	45	580	16.8	NA	1.58	1.108	1.032	Red emitter	70	Silicon photodiodes and red-enhanced PMTs
EJ-248	BC-434	60	425	2.2	350	1.59	0.995	1.049	High temp	100	General purpose
	BC-436	52	425	2.2	NA	1.61	0.960 D:C	1.130	Deuterium, 13.8%	90	Thin disks
EJ-240	BC-444	41	428	285	180	1.58	1.109	1.032		70	Phoswich detectors for dE/dx studies
EJ-256	BC-452	32	424	2.1	150	1.58	1.134	1.080	Lead, 5%	60	X-ray dosimetry (< 100 keV)
	BC-454	48	425	2.2	120	1.58	1.169	1.026	Boron, 5%	60	Neutron spectrometry, thermal neutrons
EJ-252	BC-470	46	423	2.4	200	1.58	1.098	1.037	Air equivalent	65	Dosimetry
	BC-490	55	425	2.3		1.58	1.107	1.030	Casting resin	70	General purpose
	BC-498	65	423	2.4		1.58	1.103	1.032	Applied like paint	70	β , γ detection
Liquid											
EJ-301	BC-501A	78	425	3.2			1.212	0.874	Pulse shape discrim.	26	γ > 100 keV, fast n spectroscopy
EJ-305	BC-505	80	425	2.5			1.331	0.877	High light output	47	γ , fast n, large volume
EJ-313	BC-509	20	425	3.1			0.0035	1.61	F	10	γ , fast n
EJ-321H	BC-517H	52	425	2.0			1.89	0.86	Mineral oil-based	81	γ fast n, cosmic, charged particles
	BC-517P	28	425	2.2			2.05	0.85	Mineral oil-based	115	γ , fast n, cosmic, charged particles
EJ-325	BC-519	60	425	4.0			1.73	0.875	Pulse shape discrim.	74	γ , fast n, n- γ discrimination
EJ-331	BC-521	60	425	4.0			1.31	0.89	Gd (to 1%)	44	Neutron spectroscopy, neutrino research
EJ-339	BC-523A	65	425	3.7			1.67	0.93	Enriched ^{10}B	1	Total absorption neutron spectrometry
EJ-335	BC-525	56	425	3.8			1.57	0.88	Gd (to 1%)	64	Neutron spectrometry, neutrino research
	BC-533	51	425	3.0			1.96	0.8	Low temp operation	65	γ , fast n, cosmic
	BC-537	61	425	2.8			.99 (D:C)	0.954	^2H	-11	Fast n, pulse shape discrimination
	BC-551	40	425	2.2			1.31	0.902	Pb (5% w/w)	44	γ , X-rays < 200 keV
	BC-553	34	425	3.8			1.47	0.951	Sn (10% w/w)	42	γ , X-rays

Πίνακας 1.2. Ιδιότητες οργανικών σπινθηριστών του εμπόριου [KNOLL]

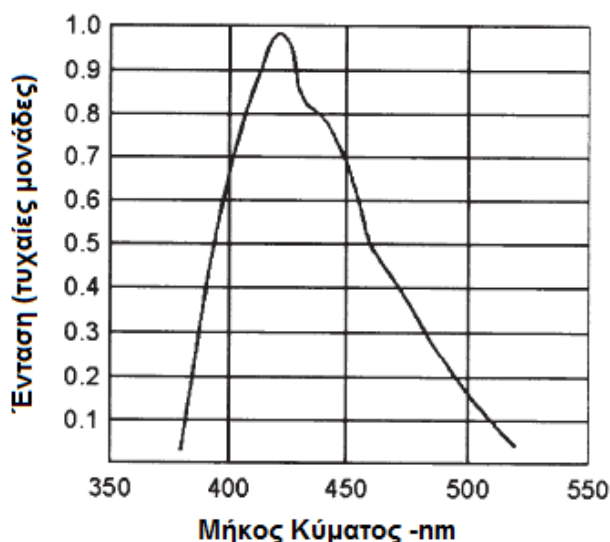
1.3.6 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΥΓΡΟΥ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ BC501A

Αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη του υγρού σπινθηριστή BC501A (σχήμα 1.12), που έχει την δυνατότητα να ανιχνεύσει τόσο ταχέα νετρόνια όσο και ακτίνες γ . Τα ταχέα νετρόνια ανιχνεύονται δευτερογενώς μέσω των ανακρουόμενων πρωτονίων με ενεργειακό εύρος από το 0 μέχρι την ενέργεια του νετρονίου. Για τις ακτίνες γ , η μικρή τιμή του Z των υλικών ενός οργανικού σπινθηριστή (υδρογόνο, άνθρακας) έχει σαν αποτέλεσμα την πολύ μικρή πιθανότητα απορρόφησής τους μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου με συνέπεια σχεδόν η μοναδική αλληλεπίδραση τους να είναι η σκέδαση Compton. Έτσι το ενεργειακό εύρος ανίχνευσής των ακτίνων γ είναι από 0 έως την αιχμή Compton των σκεδαζόμενων ηλεκτρονίων. Η χρονική απόκριση του ανιχνευτή είναι διαφορετική για τα ηλεκτρόνια και τα ανακρουόμενα πρωτόνια. Βασιζόμενοι σε αυτήν την ιδιότητα, ο ανιχνευτής μπορεί να διαχωρίσει τα νετρόνια από τις ακτίνες γ .

Η δομή του υγρού σπινθηριστή BC501A φαίνεται στο σχήμα 1.12, ενώ τα βασικά χαρακτηριστικά του παρατίθενται στον Πίνακα 1.3. Έχει διάμετρο 6.4cm και



μήκος 5cm, ενώ το φάσμα εκπομπής του υγρού κρυστάλλου απεικονίζεται στο σχήμα 1.13.



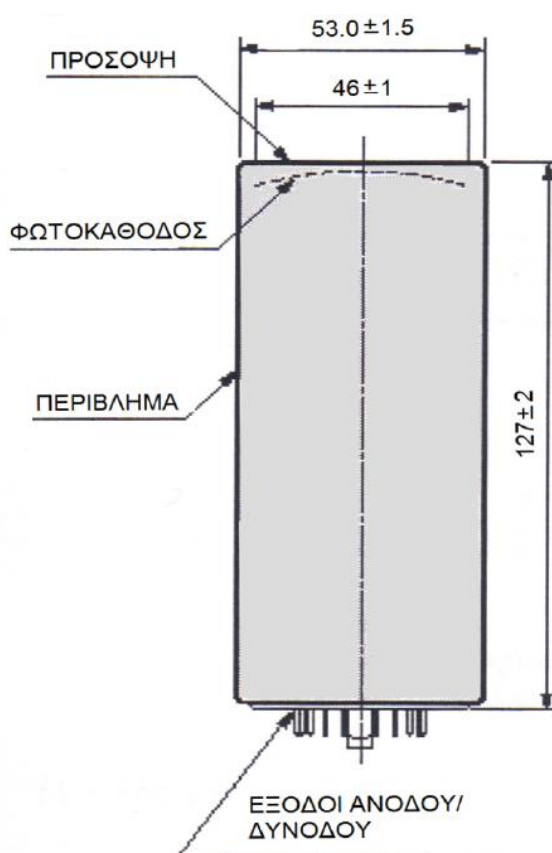
Σχήμα 1.12 Δομή του ανιχνευτή BC501A

Σχήμα 1.13 Φάσμα εκπομπής ενός BC501A

Πίνακας 1.3. Χαρακτηριστικά του υγρού σπινθηριστή BC501A [DataBC], [MatBC]

Χημική Ονομασία	Αρωματικός υδρογονάνθρακας
Χημικός Τύπος	$C_6H_6(CH_3)_2$
Πυκνότητα	0.874 g/cm^3
Αναλογία ατόμων H/C	1.212
Ατομικό βάρος	13.2
Άτομα H ανά cm^3	$4.82 \cdot 10^{22}$
Άτομα C ανά cm^3	$3.98 \cdot 10^{22}$
Αριθμός ηλεκτρονίων ανά cm^3	$2.87 \cdot 10^{23}$
Μήκος κύματος μέγιστης εκπομπής	425 nm
Χρόνος αυτοδιέγερσης των βασικών συστατικών	3.2 ns
Δείκτης διάθλασης	1.505

Ο φωτοπολλαπλασιαστής του ανιχνευτή είναι τύπου R329-02 της εταιρίας HAMAMATSU (σχήμα 1.14). Προσφέρει την δυνατότητα λήψης παλμών από δυο



εξόδους, μια από την άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή που σημειώνεται ως S και αποτελεί το αργό σήμα και μια από την 9^η από τις 12 δυνόδους που σημειώνεται ως 9D και η οποία αποτελεί το γρήγορο σήμα του ανιχνευτή.

Σχήμα 1.14. Φωτοπολλαπλασιαστής R329-02 (διαστάσεις σε mm)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

2.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Η μελέτη του υγρού σπινθηριστή περιελάμβανε αρχικά πειράματα χωρίς δέσμη με πηγές ακτίνων γ αλλά και νετρονίων και αργότερα με δέσμη από τον επιταχυντή. Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια περιγραφή της επιταχυντικής γραμμής που βρίσκεται στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος και στην συνέχεια αναλυτική περιγραφή των ηλεκτρονικών που χρησιμοποιήθηκαν για τον διαχωρισμό των ακτίνων γ από τα νετρόνια.

2.1.1 Επιταχυντής

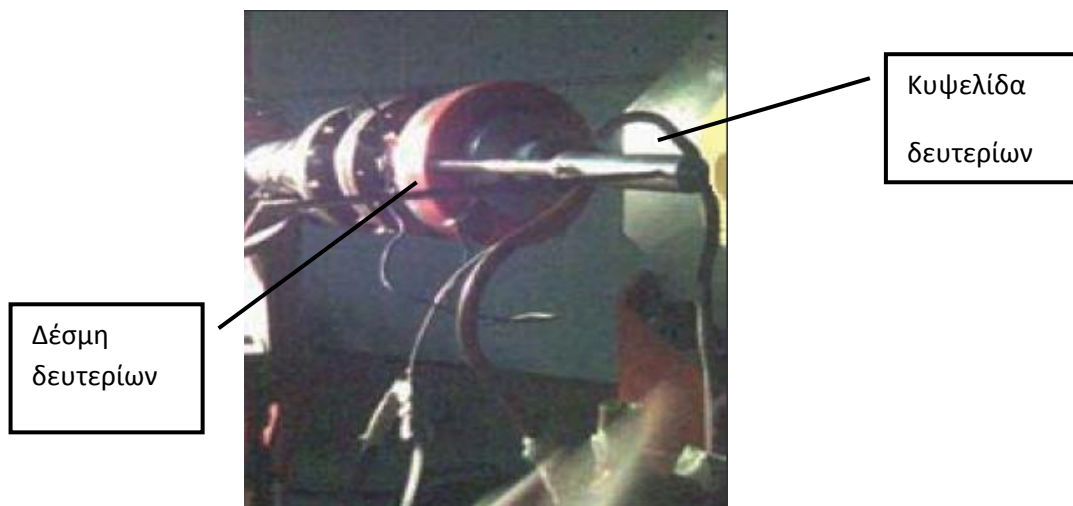
Το παρόν πείραμα πραγματοποιήθηκε στον ηλεκτροστατικό επιταχυντή T11/25 5.5 MV Van de Graff Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος. Στην παρακάτω εικόνα (Σχήμα 2.1) απεικονίζεται η δεξαμενή εντός της οποίας βρίσκεται η γεννήτρια **Van de Graff**. Η δεξαμενή είναι γεμάτη με το μονωτικό αέριο SF_6 σε πίεση ~ 7 atm. Η γεννήτρια αυτή, αναπτύσσει εξαιρετικά σταθερή τάση, με διακυμάνσεις της τάξης του $\pm 0.1\%$ της τάσης V , που είναι πολύ σημαντικός παράγοντας σε μετρήσεις ανάλυσης μέσω πειραματικών αντιδράσεων (NRA- Nuclear Reaction Analysis) όπου απαιτείται μεγάλη ακρίβεια στην ενέργεια της δέσμης. Ένα όμως μειονέκτημα των επιταχυντών Van de Graff, είναι η σχετικά μικρή ένταση της δέσμης δευτερίων και κατ' επέκταση η μικρή ροή νετρονίων.



Σχήμα 2.1 Η δεξαμενή εντός της οποίας βρίσκεται η γεννήτρια Van de Graff.

2.1.2 Παραγωγή νετρονίων από Επιταχυντή

Τα νετρόνια έχουν μηδενικό ολικό φορτίο και γι αυτόν τον λόγο, η παραγωγή δεσμών νετρονίων σε επιταχυντή γίνεται με έμμεσους τρόπους. Για αυτόν τον σκοπό χρησιμοποιείται κάποια πυρηνική αντίδραση, που έχει μεγάλη ενεργό διατομή στην παραγωγή νετρονίων. Ο επιταχυντής Van de Graff του Ινστιτούτου Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος, μπορεί να παράγει μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων με μέγιστη ροή 10^5 - 10^6 n/cm²·sec, με ενεργειακό εύρος από θερμικά (0.025 eV) μέχρι 450 keV, 4-11.5 MeV και 16-20.5 MeV, χρησιμοποιώντας τις αντιδράσεις ${}^7\text{Li}(p,n)$, ${}^2\text{H}(d,n)$ και ${}^3\text{H}(d,n)$ αντίστοιχα. Οι αντιδράσεις αυτές έχουν Q-value, $Q=-1.6$ MeV, $Q=3.3$ MeV και $Q=17.6$ MeV αντίστοιχα με δέσμες πρωτονίων ενέργειας 1.88 έως 2.37 MeV, δευτερίων ενέργειας 0.8 έως 8.2 MeV και δευτερίων από 0.8 έως 3.7 MeV. [CIER83]. Στο πείραμα της παρούσης εργασίας χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ ή αλλιώς **D-D αντίδραση** για την παραγωγή νετρονίων που φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (σχήμα 2.2). [Douk]



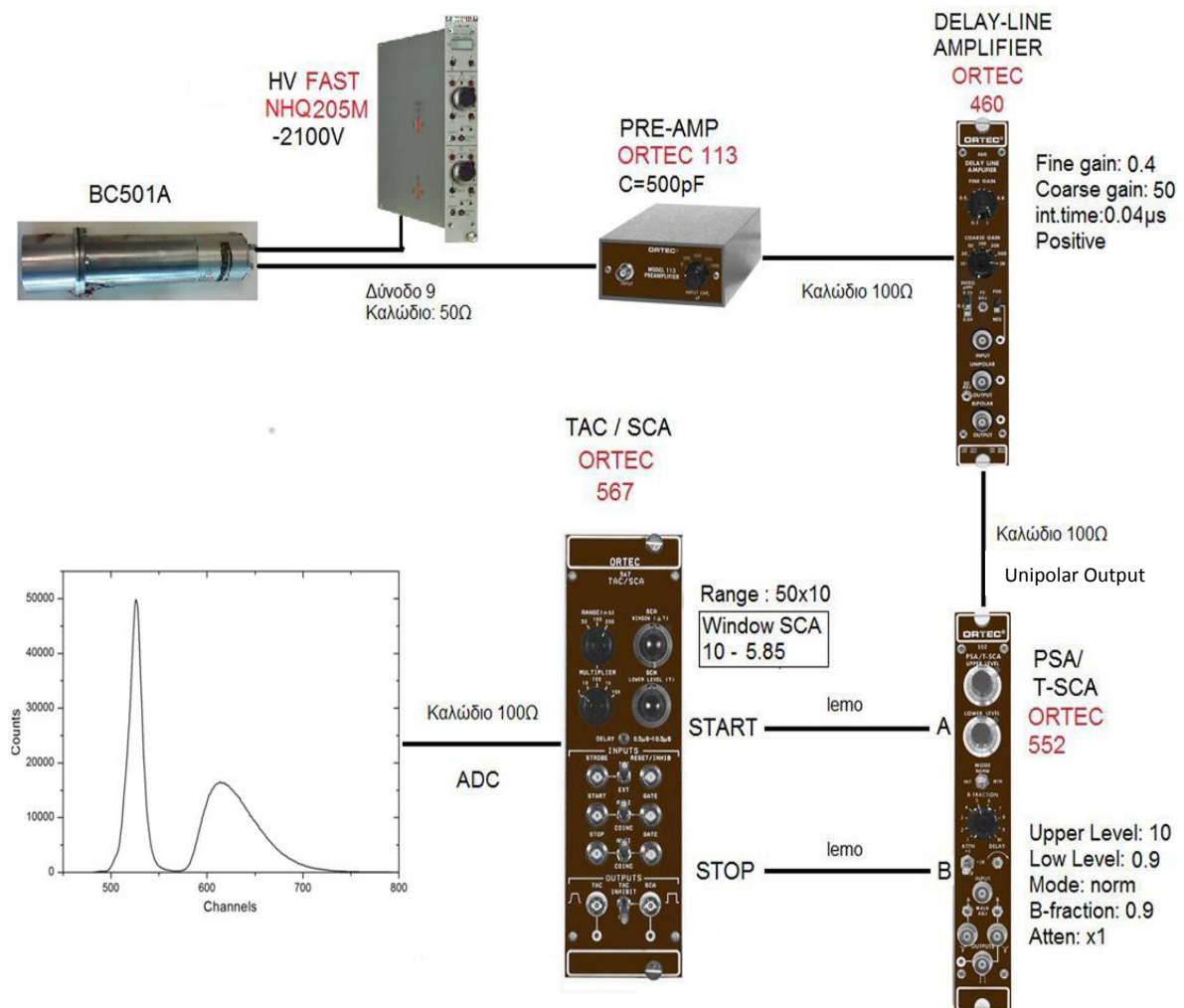
Σχήμα 2.2 Κυψελίδα δευτερίων.

Μέσα στην κυψελίδα υπάρχει δευτέριο σε αέρια μορφή, που συνδέεται με σωλήνα μέσω του οποίου μπορεί να μεταγγισθεί από μια μπουκάλα δευτέριο, στην περίπτωση που η πίεση του δευτερίου στην κυψελίδα δεν είναι η επιθυμητή (πίεση δευτερίου 3atm). Με την χρήση αερίου στόχου, αυξάνεται σημαντικά η παραγόμενη ροή νετρονίων σε σχέση με τους στερεούς στόχους. Η κυψελίδα βρίσκεται στη ίδια διεύθυνση με την δέσμη των δευτερίων και τα χαρακτηριστικά είναι τα εξής: έχει 3.7cm μήκος και 1cm διάμετρο. Το παράθυρο εισόδου αποτελείται από μολυβδαίνιο πάχους 5μm που προστατεύει το υψηλό κενό της γραμμής μεταφοράς από το

δευτέριο που περιέχεται στην κυψελίδα. Το παράθυρο εξόδου είναι κατασκευασμένο από πλατίνα πάχους 0.2mm και χρησιμοποιείται για την ανακοπή της δέσμης χωρίς όμως να παράγονται δευτερογενώς παρασιτικά νετρόνια.

2.2 ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Η ηλεκτρονική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τον χρονικό διαχωρισμό των ακτίνων γ από τα νετρόνια απεικονίζεται στο σχήμα 2.3. Η τροφοδοσία έγινε από την μονάδα της FAST την **NHQ205M**, η οποία έχει μεγάλο ρεύμα εξόδου (1-2 μ A). Η τάση λειτουργίας είναι -2100 V που είναι και η προτεινόμενη από την κατασκευαστική εταιρία του ανιχνευτή. Η τάση αυτή είχε επιβεβαιωθεί στο παρελθόν έτσι ώστε ο αριθμός των ανιχνευόμενων γεγονότων να είναι σταθερός για σταθερή ροή σωματιδίων, να έχει επίσης μικρό FWHM καθώς και μεγάλο λόγο peak to valley κ.α.



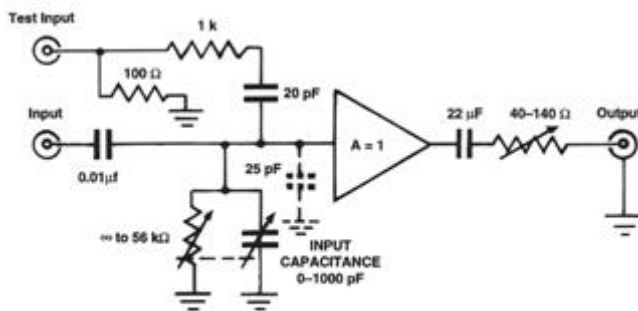
Σχήμα 2.3 Ηλεκτρονική διάταξη του ανιχνευτή BC501A για τον διαχωρισμό ακτίνων γ και νετρονίων



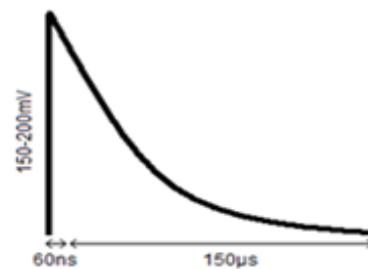
Σχήμα 2.4 (α) Προενισχυτής της ORTEC 113

Ο γρήγορος παλμός του ανιχνευτή, προερχόμενος από την ένατη δίοδο (9D) του φωτοπολλαπλασιαστή, οδηγείται μέσω ομοαξονικού καλωδίου στον προενισχυτή της **ORTEC 113 [Or113]**. Ο προενισχυτής έχει ως στόχο την ενίσχυση του παλμού που παράγεται από τον φωτοπολλαπλασιαστή του ανιχνευτή κατά

την ισχύ και όχι κατά πλάτος.



Σχήμα 2.4 (β) Κύκλωμα του προενισχυτή της ORTEC 113



Σχήμα 2.5 Σήμα εξόδου του προενισχυτή της ORTEC 113

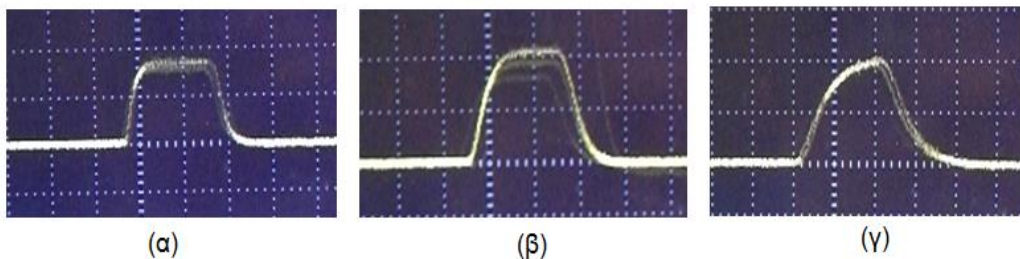


Σχ.2.6. Ενισχυτής ORTEC 460 Delay-Line Shaping

Η χωρητικότητα εισόδου του συγκεκριμένου μοντέλου είναι περίπου 45pF και δίνεται η δυνατότητα να προστεθεί επιπλέον χωρητικότητα που επιλέγεται μεταξύ 0, 100, 200, 500 και 1000pF από διακόπτη στην πρόσοψη του προενισχυτή (σχήμα 2.4 (α)) που στόχο έχει την επίτευξη της καλύτερης δυνατής σχέσης σήματος προς θόρυβο. Όπως απεικονίζεται και στο κύκλωμα του προενισχυτή στο σχήμα 2.4 (β), η μεταβλητή χωρητικότητα βρίσκεται παράλληλα με έναν ροοστάτη μεταβλητής αντίστασης που στόχο έχει να διατηρήσει σταθερό τον χρόνο πτώσης. Παρόλο που αναμένονταν σταθερή ενίσχυση $A=1$, η μεταβολή της χωρητικότητας παρατηρήθηκε ότι επηρέαζε την τελική ενίσχυση του σήματος. Μια τυπική έξοδος από τον προενισχυτή αυτόν απεικονίζεται στο σχήμα 2.5. Στο ηλεκτρονικό κύκλωμα του υγρού σπινθηριστή γίνεται χρήση του προενισχυτή 113 της ORTEC, καθώς παρέχει τη δυνατότητα για αρκετά μεγάλη συχνότητα αποδοχής παλμών, κάτι που απαιτείται σε

αυτές τις περιπτώσεις. Το σήμα από τον προενισχυτή

οδηγείται ύστερα στον ενισχυτή της **ORTEC 460 Delay- Line Amplifier [Or460]** (σχήμα 2.6) όπου ενισχύεται κατά έναν παράγοντα που καθορίζεται από ροοστάτες στην πρόσοψη της μονάδας (**Coarse/Fine Gain**) και διαμορφώνει το σήμα με τη βοήθεια ενός RC–CR κυκλώματος σε γκαουσιανή μορφή. Αναλυτικά, ο ενισχυτής 460 ενδείκνυται για φασματοσκοπία υγρών σπινθηριστών και ιδιαίτερα για διαχωρισμό νετρονίων από ακτίνες γ, προσφέροντας την δυνατότητα επιλογής του χρόνου επεξεργασίας του παλμού (**Shaping Time**) ανάμεσα στις τιμές 0.25μs, 0.1μs και 0.04μs, αλλάζοντας και την μορφή του σήματος όπως φαίνεται στο σχήμα 2.7. Στα πλαίσια της εργασίας αυτής επιλέχτηκε η τιμή 0.04μs έτσι ώστε να γίνεται γρήγορα η επεξεργασία του σήματος λόγω της μεγάλης συχνότητας αποδοχής παλμών (high counting rate). Ένα επιπλέον πλεονέκτημα του ενισχυτή 460 είναι ο γρήγορος χρόνος ανόδου και καθόδου καθώς και το μικρό χρονικό τρεμούλιασμα (timing jitter) λόγω του διπλού delay line shaping.

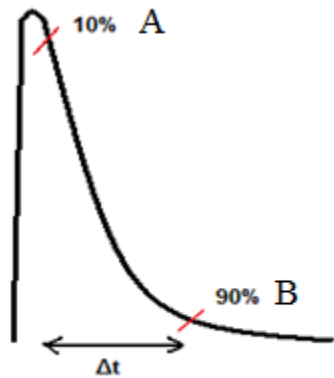


Σχήμα 2.7 Σήμα εξόδου του ενισχυτή 460 για διαφορετικά shaping times (α) 0.04μs, (β)0.1μs (γ) 0.25μs



Σχ.2.8 ORTEC 552 PSA/T-SCA

Στην συνέχεια, η μονοπολική έξοδος από τον ενισχυτή της ORTEC οδηγείται στην μονάδα της ORTEC την **PSA/T-SCA 552 [Or552]** (**Pulse shape Analyzer/ Timing Single Channel Analyzer**), η οποία επεξεργάζεται αρχικά τον παλμό και βγάζει σαν έξοδο την χρονική διαφορά ανάμεσα σε δυο σημεία ενός παλμού. Συνεπώς η μονάδα αυτή είναι κατάλληλη για τον χρονικό διαχωρισμό δυο διαφορετικών σωματιδίων. Επίσης, προσφέρει τη δυνατότητα απόρριψης παλμών με ύψος χαμηλότερο ή ψηλότερο από κάποιο όριο που καθορίζεται από τους ροοστάτες στην πρόσοψη της μονάδας (**Upper Level/ Lower Level**) (σχήμα 2.8). Βασικό χαρακτηριστικό της μονάδας αυτής, όπως αναφέραμε και νωρίτερα είναι ο χρονικός διαχωρισμός ενός παλμού που ελέγχεται από έναν ροοστάτη στην πρόσοψη που αναγράφει **B-FRACTION**. Όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.9,



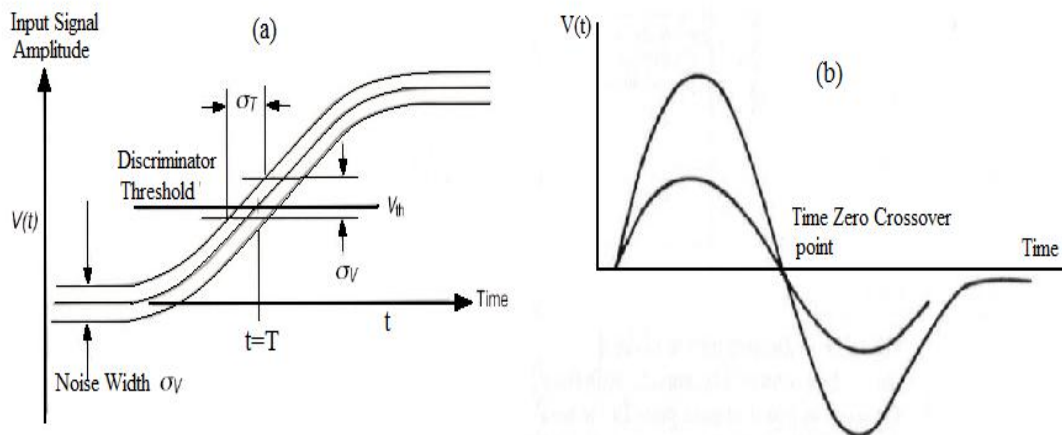
Σχ.2.9. A & B-fraction ενός παλμού

υπάρχουν δυο σημεία του παλμού, τα σημεία A και B από τα οποία θα δημιουργηθούν οι αντίστοιχοι λογικοί παλμοί. Το αρχικό σημείο A του παλμού έχει προεπιλεγεί εσωτερικά και αντιστοιχεί στο 10% από το μέγιστο του ύψους του παλμού και με τον ροοστάτη επιλέγουμε το δεύτερο σημείο B του παλμού, που είναι ίσο με 90% από το μέγιστο του ύψους του παλμού. Η

χρονική αυτή διαφορά ανάμεσα στα δυο αυτά σημεία (Δt) αποτελεί την ταυτότητα του είδους του

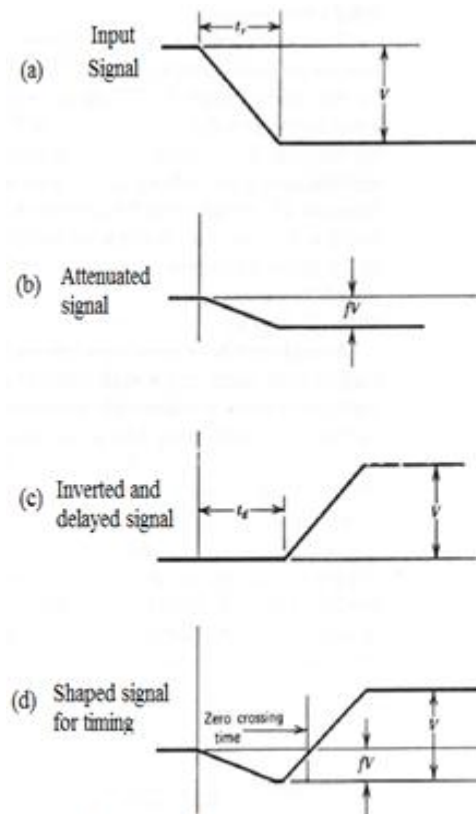
σωματιδίου. Στο σημείο αυτό μπορεί να γίνει αναφορά για τα 3 είδη δημιουργίας λογικών παλμών από αναλογικούς.

Αρχικά, υπάρχει η τεχνική **Leading Edge Triggering** που απεικονίζεται στο σχήμα 2.10(α) σύμφωνα με την οποία η πληροφορία του χρόνου δίνεται όταν ο παλμός περάσει κάποιο συγκεκριμένο κατώφλι (Discriminator threshold). Στην συνέχεια υπάρχει η τεχνική **Crossover Timing**, σύμφωνα με την οποία η πληροφορία του χρόνου δίνεται όταν ο παλμός περάσει το μηδέν (σχήμα 2.10(β)).



Σχήμα 2.10. Τεχνικές δημιουργίας λογικών παλμών από αναλογικούς: (α) **Leading edge Triggering**, (β) **Crossover Timing**

Τέλος, υπάρχει η τεχνική που χρησιμοποιήθηκε και στην περίπτωση της προαναφερθείσας μονάδας, η **Constant Fraction Timing** μέθοδος στην οποία ο λογικός παλμός δημιουργείται σύμφωνα με τον τρόπο που απεικονίζεται στο σχήμα 2.11, όπου f είναι ο παράγοντας που ονομάσαμε νωρίτερα fraction, δηλαδή το 10 και 90%. Η μονάδα PSA/T-SCA 552 περιέχει δυο τέτοιους μηχανισμούς Constant fraction timing, έναν για το A Fraction και έναν για το B Fraction. [AN42]



Σχήμα 2.11 Τεχνική Constant Fraction Timing

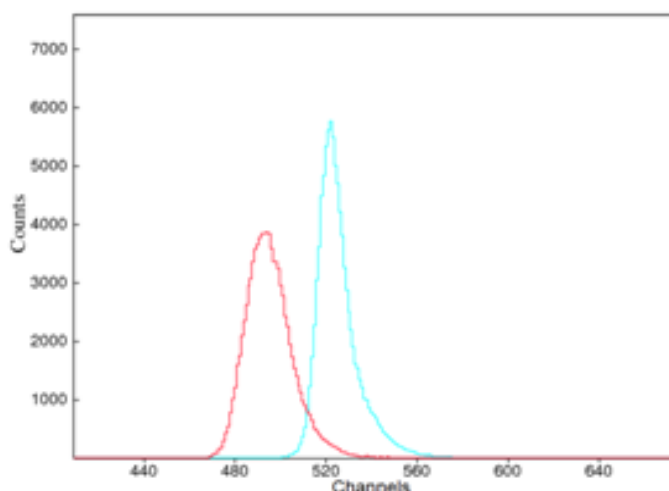
Αξίζει να σημειωθεί μια μικρή δυσκολία που παρουσιάστηκε κατά την ρύθμιση της συγκεκριμένης μονάδας έτσι ώστε να επιτευχθούν ικανοποιητικά χρονικά φάσματα. Η δυσκολία αυτή έγκειται στο γεγονός ότι, αντίθετα με τις θεωρητικές προβλέψεις, οι χρονικές διάρκειες του παλμού που αντιστοιχούν στο 10% και 90% του μεγίστου πλάτους, που δημιουργούν το Δt , παρουσιάζουν εξάρτηση και από άλλους παράγοντες πέρα από το είδος του σωματιδίου, όπως την ενέργεια του ή τη φωτεινή ένταση του παλμού που παράγεται. Συνεπώς, παλμοί που δημιουργούνται από το ίδιο είδος σωματιδίου διαφορετικής ενέργειας εμφανίζουν μια μικρή χρονική διακύμανση που γίνεται εντονότερη καθώς

αυξάνεται το εύρος των ενεργειών των σωματιδίων που ανιχνεύονται.

Στην πράξη παρατηρείται μια αδυναμία σύμπτωσης των σημείων που αντιστοιχούν στο 10% και 90% του μέγιστου πλάτους του σήματος, οπότε δημιουργείται μια μορφή αστιγματισμού. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται

βηματισμός χρόνου (Walk)

και είναι μια από τις αιτίες που μπορεί να οδηγήσουν σε ασυμμετρία των κορυφών του χρονικού φάσματος ακόμη και σε ολική παραμόρφωση του φάσματος. Η δυνατότητα ρύθμισης του βηματισμού χρόνου δίνεται από την μονάδα 552 PSA/ T-SCA, από τα ποτενσιόμετρα που αναγραφούν Walk Adj A και B στην



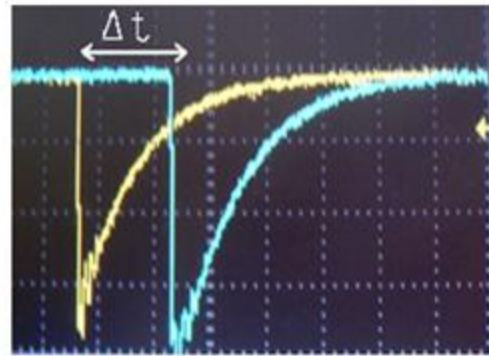
Σχ.2.12 Χρονικό φάσμα με διαφορετική ρύθμιση του walk

πρόσοψη της μονάδας που επιδιώκουν την μείωση του αστιγματισμού των σημείων

που αντιστοιχούν στο 10% και 90% του μεγίστου πλάτους του σήματος, με σκοπό την βέλτιστη δυνατή συμμετρία της κορυφής. Στο σχήμα 2.12 απεικονίζονται παλμοί του ίδιου σωματιδίου με διαφορετικά walk. Σκοπός είναι η δημιουργία συμμετρικής κορυφής και ταυτόχρονα όσο πιο στενής γίνεται για λόγους που θα αναφερθούν αργότερα.

Τελικά, ως έξοδο από την μονάδα 552

PSA/ T-SCA, παίρνουμε δυο αρνητικά σήματα, των οποίων η χρονική απόσταση εξαρτάται από το Δt που προαναφέρθηκε. Τα σήματα αυτά χωρίς το walk adj παρουσιάζουν ιδιαίτερη διακύμανση, ρυθμίζοντας το όμως, επιτυγχάνεται σταθεροποίηση των δυο αυτών κορυφών σε σχεδόν σταθερή απόσταση μεταξύ τους Δt (σχήμα 2.13).



Σχ 2.13 Έξοδος χρονικής πληροφορίας από την μονάδα ORTEC 552 PSA/T-SCA



Σχ.2.14 ORTEC - 567 TAC/SCA

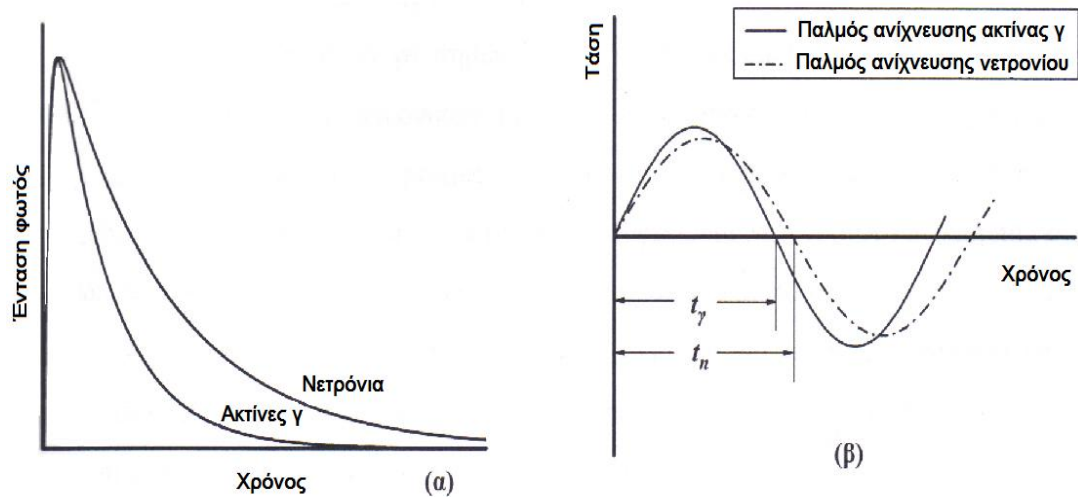
Τέλος, οι έξοδοι A και B από την μονάδα PSA/T-SCA 552 οδηγούνται στην μονάδα της ORTEC **567 TAC/SCA (Time to Amplitude Converter/ Single Channel Analyzer)** [Or567] στις εισόδους START και STOP αντίστοιχα (σχήμα 2.14). Η μονάδα αυτή μετρά την χρονική απόσταση ανάμεσα στους παλμούς START και STOP και παράγει έναν αναλογικό παλμό ανάλογο της χρονικής αυτής διαφοράς. Προσφέρει επίσης την δυνατότητα εξόδου του σήματος από το TAC αν και μόνο αν, το σήμα βρίσκεται εντός του παράθυρου που ο χρήστης έχει θέσει μέσω των ροοστατών **Window (Δt) – Lower Level (T)**. Οι ροοστάτες **Range** και **Multiplier** αφορούν το χρονικό εύρος της ανάλυσης που κυμαίνεται από τα 50ns (50ns·1) μέχρι τα 2ms (200ns·10K), δίνοντας την ελευθερία στον πειραματιστή να αναλύσει τα χρονικά φάσματα, στο χρονικό εύρος που επιθυμεί.

2.2.1 ΦΑΣΜΑΤΑ ΧΡΟΝΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ ΠΑΛΜΩΝ

Ο υγρός σπινθηριστής BC501A έχει την ιδιότητα να παράγει παλμούς διαφορετικής χρονικής διάρκειας για διαφορετικό είδος ακτινοβολίας που ανιχνεύεται, για λόγους που αναφέρθηκαν στο πρώτο κεφάλαιο. Συνεπώς, η χρονική διάρκεια κάθε παλμού αποτελεί ένδειξη για το είδος του σωματιδίου που τον δημιουργήσε. Ένα φάσμα λοιπόν, κατανομής των παλμών ως συνάρτηση του χρόνου ισοδυναμεί με φάσμα κατανομής σωματιδίων. Υποθέτοντας ότι ο χρόνος αποδιέγερσης του παλμού εξόδου του σπινθηριστή είναι ανεξάρτητος της ενέργειας του σωματιδίου και εξαρτάται αποκλειστικά από το είδος του, αναμένεται το χρονικό φάσμα να αποτελείται από πολύ λεπτές κορυφές ισάριθμους πλήθους με τα είδη των σωματιδίων που ανιχνεύονται. Η απόσταση των κορυφών μεταξύ τους αντιστοιχεί στη διαφορά της διάρκειας μεταξύ των παλμών [Winy71].

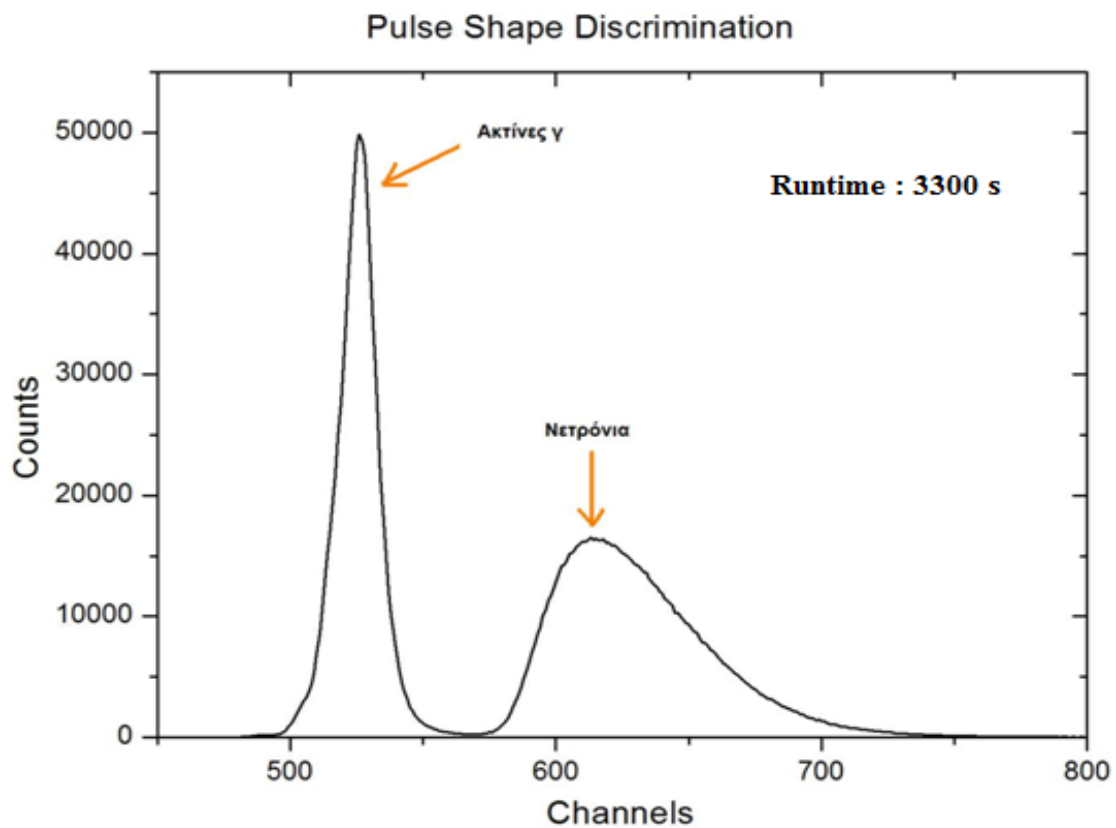
Ο σπινθηριστής BC501A έχει την δυνατότητα διάκρισης μεταξύ νετρονίων και ακτίνων γ , όταν εκτίθεται σε μεικτό πεδίο και των δυο ειδών ακτινοβολίας. Συνεπώς, το φάσμα κατανομής των παλμών ως προς την χρονική τους διάρκεια αναμένεται να αποτελείται από δυο κορυφές, κάθε μια αντιπροσωπευτική του είδους του σωματιδίου. Συγκεκριμένα, ο παλμός που δημιουργείται από ένα νετρόνιο συγκεντρώνει μεγαλύτερο ποσοστό φωτεινής ακτινοβολίας από καθυστερημένο φθορισμό ή φωσφορισμό με αποτέλεσμα η ουρά αποδιέγερσης του να είναι μεγαλύτερης διάρκειας και ενισχυμένη σε σχέση με αυτήν που δημιουργείται από μια ακτίνα γ ισοδύναμης ενέργειας.

Η χρονική εξάρτηση του παλμού από το είδος του σωματιδίου που ανιχνεύεται από έναν οργανικό σπινθηριστή μετά τον προενισχυτή απεικονίζεται στο σχήμα 2.15 (α). Μετά την ολοκλήρωση και την ενίσχυση των παλμών από τον ενισχυτή, η χρονική εξάρτηση της διπολικής μορφής του εξερχόμενου παλμού από το είδος του σωματιδίου παρουσιάζεται στο σχ.2.15 (β).



Σχήμα 2.15 Χρονική εξάρτηση του παλμού από το είδος του σωματιδίου από (α) Έξοδος προενισχυτή, (β) Έξοδος ενισχυτή

Συνεπώς, ένα τελικό χρονικό φάσμα από ένα μεικτό πεδίο (νετρόνια- ακτίνες γ), έχοντας το παράθυρο της μονάδας TAC/SCA στο μέγιστο επιτρεπτό (10-τυχαίες μονάδες), απεικονίζεται στο σχήμα 2.16.

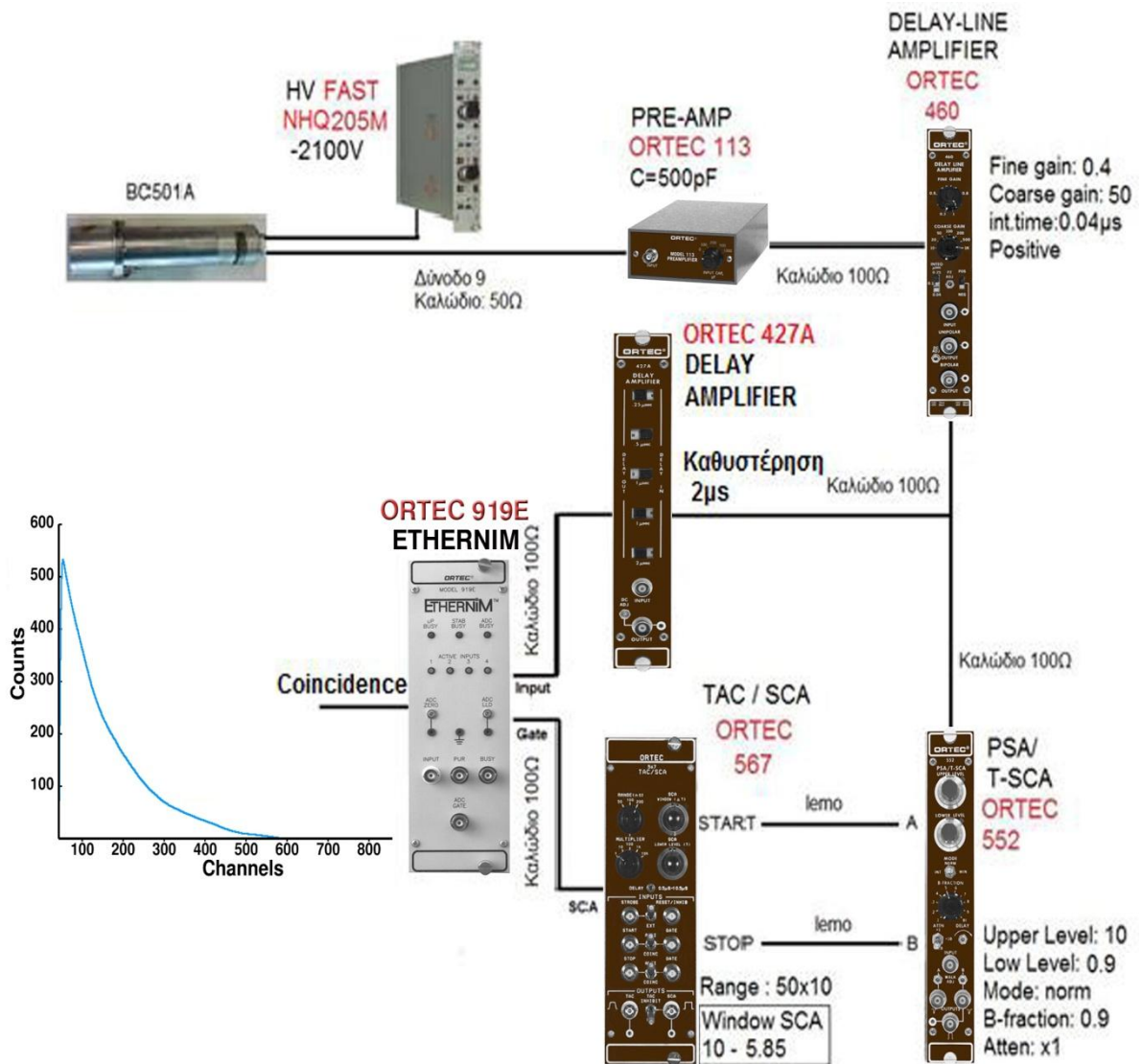


Σχήμα 2.16 Διαχωρισμός των νετρονίων από τις ακτίνες γ.

2.2.2 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ ΠΑΛΜΩΝ

Η ηλεκτρονική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την ενεργειακή καταγραφή μεικτού πεδίου απεικονίζεται στο σχήμα 2.17. Η γενική ιδέα είναι να καταγραφούν οι αναλογικοί παλμοί από την έξοδο του ενισχυτή –το ύψος των οποίων είναι ανάλογο της ενέργειας των νετρονίων και των ακτίνων γ- με κάποια όμως επιλογή. Η πληροφορία της επιλογής δίνεται από την μονάδα TAC/SCA και συγκεκριμένα από την λογική της έξοδο που δημιουργεί η μονάδα αυτή από τους αναλογικούς παλμούς – το ύψος των οποίων είναι ανάλογο της χρονικής διαφοράς START-STOP- και του ενσωματωμένου SCA (Single Channel Analyzer) ο οποίος έχει ρυθμιστεί κατάλληλα για να επιλέγει μόνο την περιοχή που σχετίζεται με τα νετρόνια.

Συνεπώς, το σήμα από τον ενισχυτή χωρίζεται έτσι ώστε το ένα να οδηγηθεί στον PSA/T-SCA όπου θα επεξεργαστεί για να γίνει ο διαχωρισμός νετρονίων από τις ακτίνες γ, ενώ το άλλο αφού πρώτα οδηγηθεί στον καθυστερητή της **ORTEC 427A DELAY AMPLIFIER**, κατευθύνεται στον πολυκαναλικό αναλυτή της **ORTEC 919E ETHERNIM**. Το πρώτο σήμα μετά την επεξεργασία, όπως αναφέρθηκε, θα αποτελέσει το λογικό παλμό που εισάγεται ως πύλη (**GATE**) στον πολυκαναλικό αναλυτή με αποτέλεσμα ο τελευταίος να ενεργοποιείται και να καταγράφει παλμούς μόνο κατά τον χρόνο που διαρκεί ο λογικός παλμός.



Σχήμα 2.17 Ηλεκτρονική διάταξη φασμάτων ενεργειακής κατανομής των παλμών.

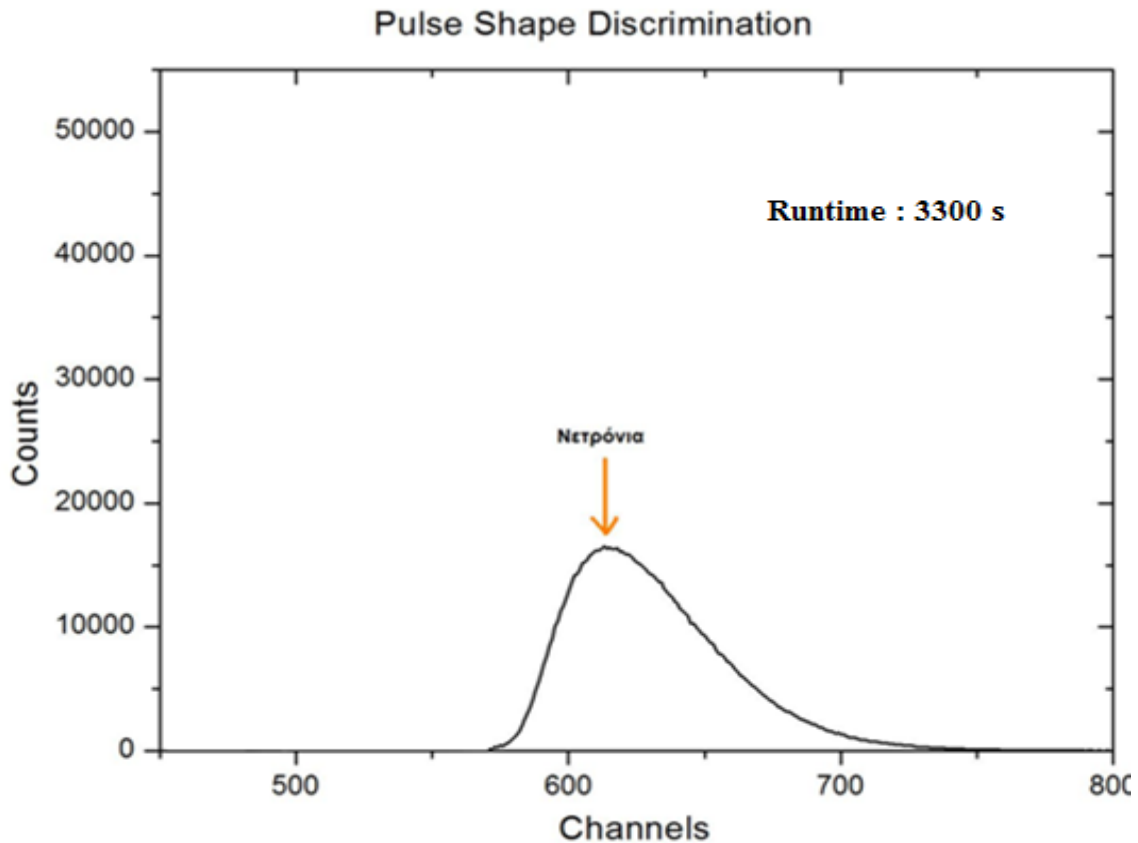
Ταυτόχρονα, το δεύτερο σήμα χρειάζεται καθυστέρηση, διότι πρέπει να είναι σε χρονική ταύτιση με τον λογικό παλμό (**Gate**), που λόγω της διαδικασίας δημιουργίας του εμφανίζεται καθυστερημένα σε σχέση με τον αναλογικό παλμό. Στην παρούσα εργασία η καθυστέρηση αυτή ήταν της τάξης των 2μs.

Στην πράξη η παραπάνω διαδικασία έχει ως αποτέλεσμα στην είσοδο 1 του ETHERNIM να καταγράφονται ενεργειακοί παλμοί ανίχνευσης σωματιδίων μόνο όταν αυτοί συμπίπτουν χρονικά με τον τετραγωνικό παλμό χρόνου που εξάγεται από την μονάδα TAC. Η χρονική σύμπτωση των δυο σημάτων επιτυγχάνεται παρεμβάλλοντας τον καθυστερητή που αναφέραμε παραπάνω. Το μέγεθος της καθυστέρησης που επιλέχθηκε, καθορίστηκε παρατηρώντας σε παλμογράφο τους ενεργειακούς παλμούς μονοπολικής μορφής ταυτόχρονα με τον λογικό παλμό πύλης

και φροντίζοντας ώστε η κορυφή του ενεργειακού παλμού να βρίσκεται ολόκληρη μέσα στην χρονική διάρκεια του λογικού. Η λειτουργία αυτή επιτυγχάνεται με την ενεργοποίηση της ρύθμισης coincidence (σύμπτωση) στο λογισμικό χειρισμού του ETHERNIM. Ταυτόχρονα, το χρονικό σήμα TAC οδηγείται σε μια δεύτερη μονάδα πολυκαναλικού αναλυτή (ETHERNIM2) όπου συλλέγεται το χρονικό φάσμα κατανομής των παλμών ενίσχυσης. Με αυτόν τον τρόπο, παρέχεται η δυνατότητα ταυτόχρονης καταγραφής των δυο φασμάτων από μια πηγή.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί στην ανάλυση της λειτουργίας της μονάδας TAC/SCA, ρυθμίζοντας κατάλληλη τους δυο ροοστάτες Window (Δt), Lower Level, επιλέγεται το αποδεκτό εύρος πλάτους των εξερχόμενων χρονικών παλμών. Η λειτουργία αυτή ισοδυναμεί με επιλογή καθορισμένου εύρους χρονικής διάρκειας των παλμών αντίχτυπου και κατά συνέπεια με επιλογή καθορισμένου εύρους καναλιών του χρονικού φάσματος. Συνεπώς, δίνεται η δυνατότητα να οριστεί το είδος του σωματιδίου του οποίου η καταγραφή είναι επιθυμητή.

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι ο χρονικός διαχωρισμός των νετρονίων από τις ακτίνες γ . Στην συγκεκριμένη περίπτωση το εύρος του παραθύρου ορίστηκε ως εξής : **window = 10.0** και **lower level = 5.85**, αποκλείοντας χρονικούς παλμούς με ύψος μικρότερο του 58.5% του μεγίστου. Ο χρόνος λήψης του φάσματος που απεικονίζεται στο σχήμα 2.18 καθώς και οι ρυθμίσεις των υπολοίπων ηλεκτρονικών μονάδων παρέμειναν ίδιες με αυτές που οδήγησαν στην λήψη του φάσματος του σχήματος 2.16.

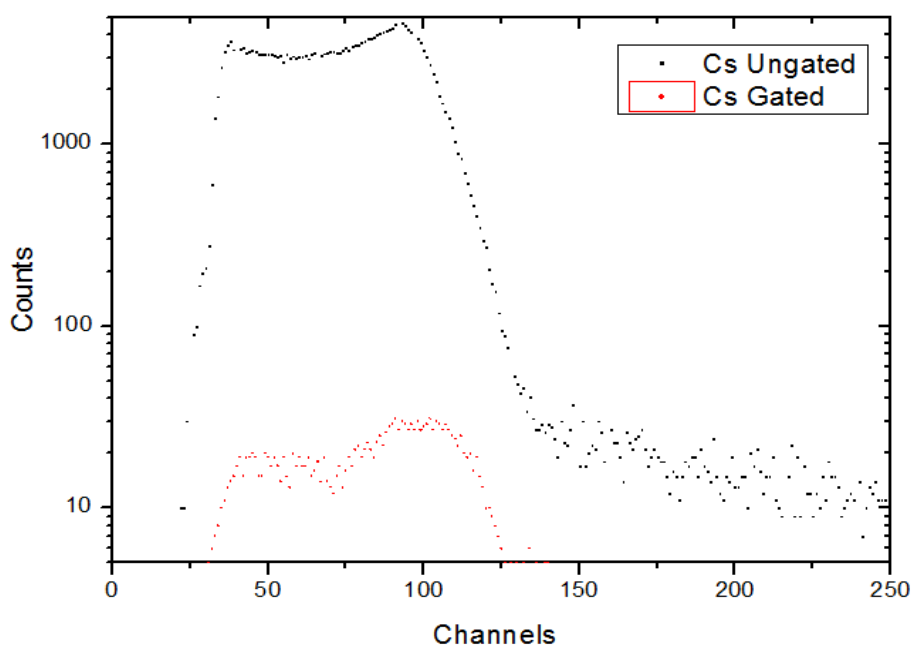


Σχήμα 2.18 Χρονικό φάσμα πηγής Am-Be με χρονικό παράθυρο στα νετρόνια

Παρατηρείται ότι η μόνη διαφορά είναι ότι στο δεύτερο φάσμα καταγράφονται παλμοί χρονικής διάρκειας μεγαλύτερης από το κατώφλι που ορίστηκε. Για να επιβεβαιωθεί η αντιστοιχία των κορυφών, ακολουθήθηκε η εξής πειραματική διαδικασία. Θέτοντας την ρύθμιση coincidence του πολυκαναλικού ενισχυτή σε on και off, καταγράφηκαν τα φάσματα του σχήματος 2.19 με πηγή ^{137}Cs . Το φάσμα με τον μεγαλύτερο αριθμό παλμών είναι αυτό στο οποίο η ρύθμιση coincidence ήταν off, οπότε στον πολυκαναλικό ενισχυτή θα έφταναν και ακτίνες γ και νετρόνια, ενώ το δεύτερο πάρθηκε με την ρύθμιση coincidence στο on, όπου θα έφταναν μόνο νετρόνια, οπότε απορρίπτονται σχεδόν όλες οι ακτίνες γ [Alevra].

Όπως παρατηρείται στο φάσμα που πήραμε με απαίτηση χρονικής σύμπτωσης των μονοπολικών ενεργειακών παλμών με τους χρονικούς παλμούς που εμπίπτουν στο χρονικό παράθυρο που θεωρήθηκε ότι ανήκει στα νετρόνια, ένα μικρό μόνο ποσοστό ακτίνων γ καταγράφεται από τα ηλεκτρονικά. Για να μειωθεί το ποσοστό αυτό, δόθηκε αρχικά πολύ μεγάλη προσοχή στην ρύθμιση του window του TAC/SCA έτσι ώστε το παράθυρο να αντιστοιχεί αυστηρά στην χρονική κορυφή των νετρονίων. Επίσης, δόθηκε πολύ μεγάλο βάρος στο χρονικό διαχωρισμό των νετρονίων από τις

ακτίνες γ , έτσι ώστε η ‘κοιλιάδα’ μεταξύ των δυο χρονικών κορυφών είναι όσο το δυνατόν χαμηλότερα γίνεται. Τέλος, λόγω πιθανότατα του μεγάλου ηλεκτρονικού θορύβου, υπήρχαν μεγάλης συχνότητας παλμοί της τάξης των μερικών εκατοντάδων mVolts, οι οποίοι κόπηκαν με το low level του PSA/T-SCA. Η ρύθμιση αυτή έγινε με τέτοιο τρόπο ώστε να περνούν ίσα-ίσα οι παλμοί από την πηγή του ^{137}Cs (661.7 keV), ‘κόβοντας’ κατ’ επέκταση ενεργειακούς παλμούς που οφείλονται σε νετρόνια 1.5 MeV και κάτω. Η ενεργειακή αυτή διαφορά οφείλεται στη διαφορετική απόκριση του ανιχνευτή για ακτίνες γ και νετρόνια, καθώς και στην διαφορετική βαθμονόμηση του για τα δυο αυτά είδη σωματιδίων [Klein02] [Klein03].



Σχήμα 2.19 Ενεργειακό φάσμα ακτίνων γ από πηγή ^{137}Cs με λογική πύλη και χωρίς.

2.3 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΑΛΜΩΝ ΑΠΟ ΠΗΓΕΣ

Στα πλαίσια της μελέτης της συμπεριφοράς του υγρού σπινθηριστή BC501A, πάρθηκαν ενεργειακά φάσματα από πηγές ακτίνων γ και νετρονίων.

2.3.1 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΑΛΜΩΝ ΑΠΟ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ γ

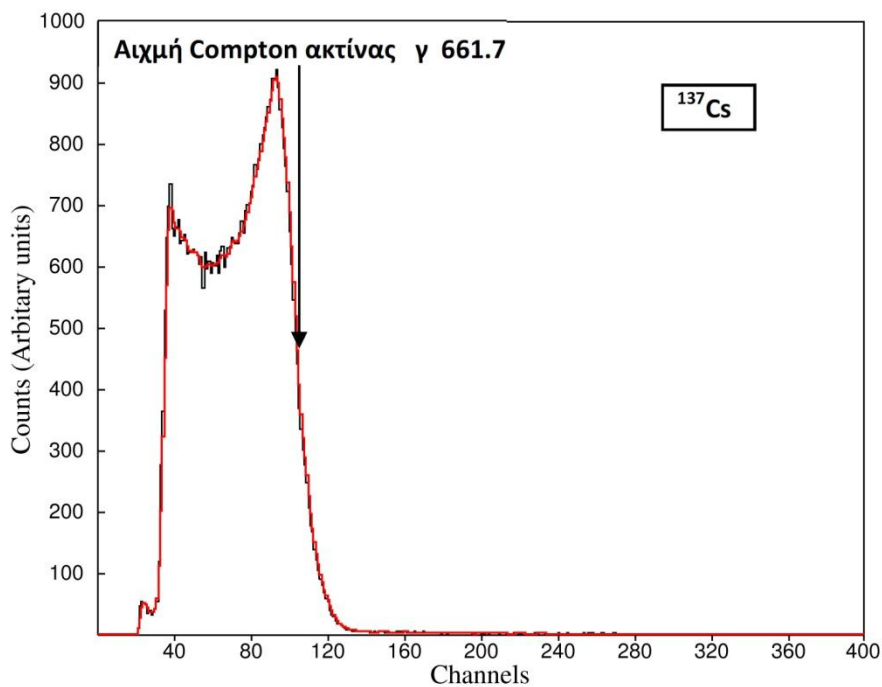
Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 1 (ενότητα 1.3.6), ο κυριότερος μηχανισμός ανίχνευσης μιας ακτίνας γ που εισέρχεται μέσα στον υγρό σπινθηριστή είναι η

σκέδαση Compton από ένα ηλεκτρόνιο. Ο μηχανισμός αυτός δημιουργεί ένα μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων Compton με ενεργειακό εύρος από το 0 μέχρι την ενέργεια αιχμής Compton (E_c), ενέργεια που συνδέεται με την ενέργεια της ακτίνας γ (E_γ), μέσω του τύπου:

$$E_c = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2 E_\gamma}} \quad (2.1)$$

όπου $m_e c^2$ η ενέργεια ηρεμίας ενός ηλεκτρονίου (511 keV). Προκειμένου να ελεγχθεί η ορθότητα του προτεινόμενου μηχανισμού ως προς την ανίχνευση ακτίνων γ , έγιναν μετρήσεις με κατάλληλες πηγές ακτίνων γ [DIET].

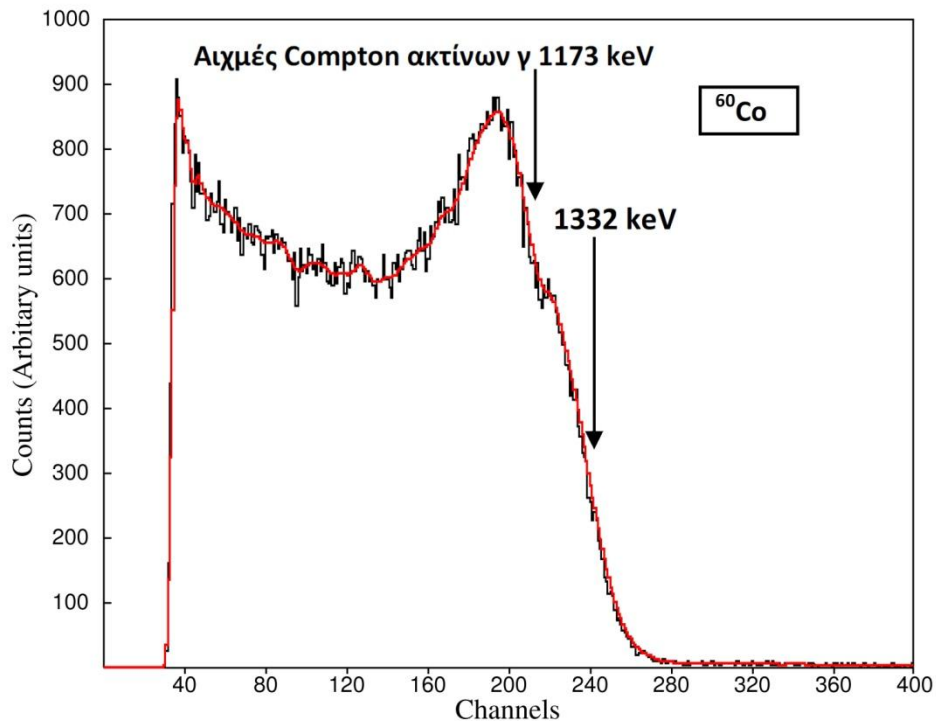
Αρχικά, έγινε μέτρηση με χρήση της πηγής ^{137}Cs , η οποία επιλέχτηκε καθώς πρόκειται για μια μονοενεργειακή πηγή ακτίνων γ , που εκπέμπει ακτίνα στα 661 keV. Η πηγή τοποθετήθηκε στα 5cm και η μέτρηση διήρκησε 10 min. Η ενέργεια αιχμής Compton (477.4 keV) αντιστοιχεί στο μέσο της πτώσης, όπως φαίνεται και από το σχήμα 2.20.



Σχήμα 2.20 Ενεργειακό φάσμα πηγής ^{137}Cs

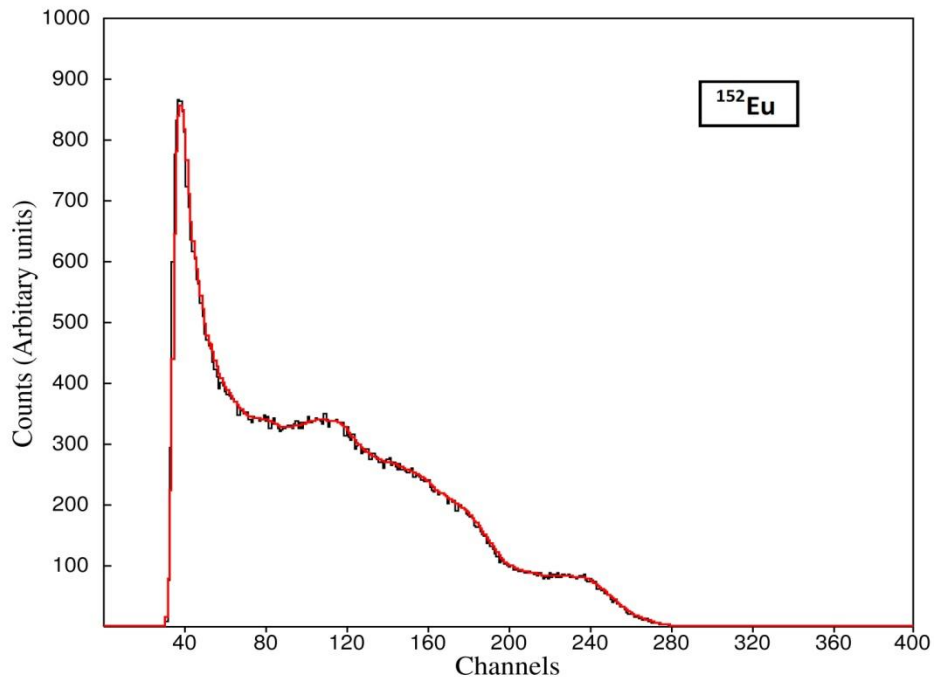
Στην συνέχεια, έγινε μέτρηση με την πηγή ^{60}Co , η οποία εκπέμπει ακτίνες γ στα 1173 keV και 1332 keV. Το ενεργειακό της διάγραμμα απεικονίζεται στο σχήμα 2.21. Η πηγή τοποθετήθηκε και αυτή στα 5cm και η μέτρηση διήρκησε 10 min Όπως φαίνεται και στο σχήμα, λόγω της ύπαρξης δυο αρκετά κοντινών ενεργειακά ακτίνων

γ, έχουμε αντίστοιχα δυο κορυφές στο σημείο της πτώσης της καμπύλης. Το μέσο της πτώσης κάθε κορυφής αντιστοιχεί στην ενέργεια αιχμής Compton των ακτίνων 1173 keV και 1332 keV.



Σχήμα 2.21. Ενεργειακό φάσμα πηγής ^{60}Co .

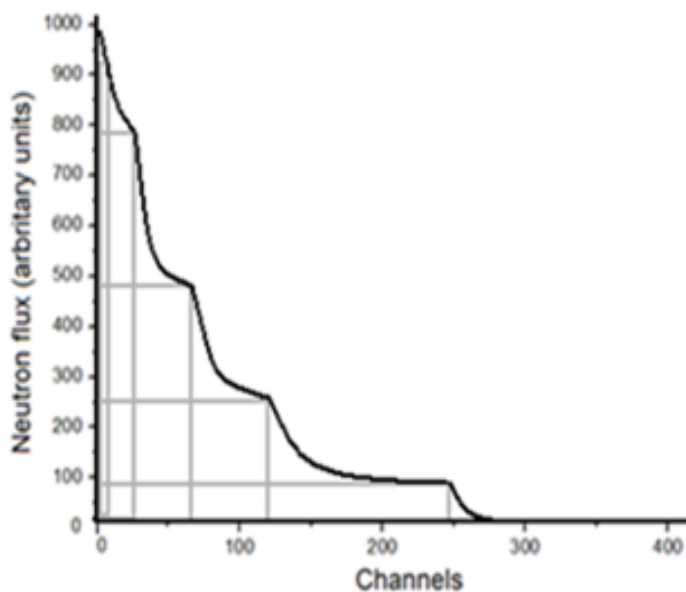
Τέλος, έγινε μέτρηση με χρήση της πηγής ^{152}Eu , η οποία εκπέμπει αρκετές ακτίνες γ διαφορετικών ενεργειών και γι αυτόν τον λόγο η καμπύλη παρουσιάζει αρκετά περίπλοκη μορφή όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.22. Η πηγή αυτή χρησιμοποιήθηκε κυρίως διότι έχει αρκετά μεγάλη ενεργότητα και έτσι δίνει την δυνατότητα να ελεγχθεί κατά πόσο το χρονικό παράθυρο που έχει οριστεί για τον αποκλεισμό των ακτίνων γ, είναι καλά καθορισμένο και δεν επηρεάζεται από την μεγάλη συχνότητα των παλμών. Όπως και οι προηγούμενες πηγές έτσι και αυτή, τοποθετήθηκε στα 5cm και η μέτρηση διήρκεσε 10 min.



Σχήμα 2.22. Ενεργειακό φάσμα πηγής ^{52}Eu

2.3.2 ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΑΛΜΩΝ ΑΠΟ ΠΗΓΗ Am-Be.

Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στο πρώτο κεφάλαιο, η μορφή της κατανομής των παλμών που προκύπτουν από την ανίχνευση μονοενεργειακών νετρονίων αναμένεται να μοιάζει με αυτήν του σχήματος 1.9. Κατά συνέπεια, η συνάρτηση απόκρισης του

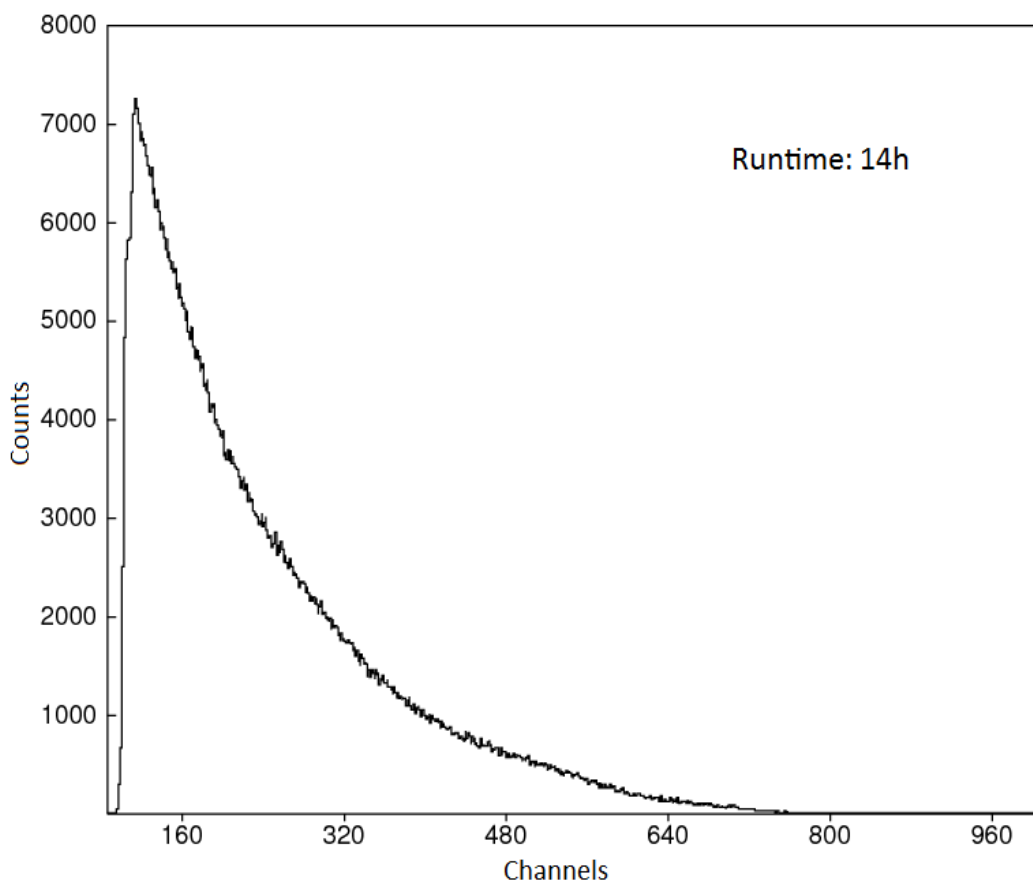


ανιχνευτή κατά την ανίχνευση νετρονίων διαφορετικής ενέργειας αναμένεται να έχει την μορφή διαδοχικών σκαλοπατιών, καθένα από τα οποία αντιστοιχεί σε διαφορετική ενέργεια νετρονίων, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.23.

Σχήμα 2.23 Ενεργειακή απόκριση σπινθηριστή για πολύ-ενεργειακή δέσμη νετρονίων

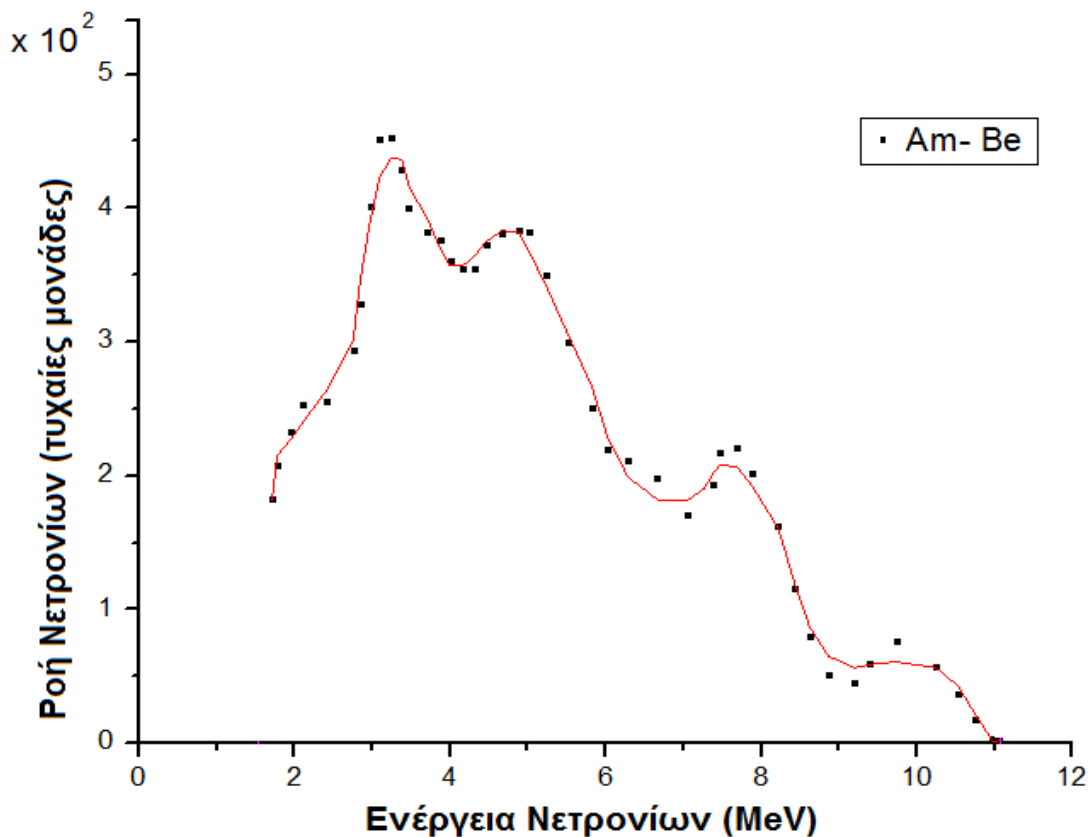
Διατηρώντας την ηλεκτρονική διάταξη που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2.2 για τον διαχωρισμό των ακτίνων γ από τα νετρόνια, έγινε μέτρηση με χρήση της πηγής **Am-Be** (Αμερικίου –Βηρυλλίου) σε απόσταση περίπου 10cm. Η μεικτή αυτή εκπομπή οφείλεται στην παρακάτω αντίδραση ${}^4_2\alpha + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + n$.

Το χρονικό παράθυρο για την αποκοπή των ακτίνων γ είναι το window:10.0 και low level: 5.85 και ο χρόνος συλλογής δεδομένων διήρκεσε περίπου 14h (51000 s), προκειμένου να επιτευχτεί καλή στατιστική, οπότε πρόεκυψε το φάσμα του σχήματος 2.24. Το παρατηρούμενο φάσμα απέχει κατά πολύ από το αναμενόμενο του σχήματος 2.23. Η διαφορά αυτή, όπως αναλυτικά περιγράφεται στην ενότητα 5.4, οφείλεται στον μηχανισμό παραγωγής νετρονίων από την αλληλεπίδραση σωματιδίων α με του πυρήνες του Be. Με αποτέλεσμα το φάσμα των νετρονίων που παράγεται από την πηγή Am-Be να είναι πολυενεργειακό και σχεδόν λευκό όπως απεικονίζεται και στο σχήμα 2.24.



Σχήμα 2.24 Ενεργειακό φάσμα πηγής Am-Be που βρίσκεται σε απόσταση 10cm από τον σπινθηριστή BC501A

Το βιβλιογραφικά αναμενόμενο φάσμα πηγής Am-Be απεικονίζεται στο σχήμα 2.25. Όπως παρατηρούμε από το φάσμα αυτό, η μεγαλύτερη ενέργεια νετρονίων που εκπέμπει η πηγή είναι κοντά στα 10-11 MeV. Παράλληλα, η μεγαλύτερη ενέργεια νετρονίων που επιλέχτηκε στα πειράματα με την μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων, όπως θα δούμε και αργότερα, ήταν τα 10 MeV, γι αυτόν τον λόγο η πηγή Am-Be βοήθησε στην επιλογή της ενίσχυσης. Αναλυτικά, όσο μεγαλύτερη είναι η ενίσχυση τόσο πιο δεξιά μεταφέρεται το φάσμα, δηλαδή σε μεγαλύτερο κανάλι. Συνεπώς, η τελική ενίσχυση που επιλέχτηκε ήταν αυτή για την οποία το φάσμα της πηγής Am-Be καλύπτει σχεδόν όλα τα κανάλια του πολυκαναλικού αναλυτή, επιτυγχάνοντας με αυτόν τον τρόπο καλή διακριτική ικανότητα και στις χαμηλότερες ενέργειες νετρονίων.



Σχήμα 2.25 Αναμενόμενο ενεργειακό φάσμα νετρονίων πηγής Am- Be [Borio01]

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ BC501A ΜΕ ΜΟΝΟΕΡΓΕΙΑΚΗ ΔΕΣΜΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

3.1 ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

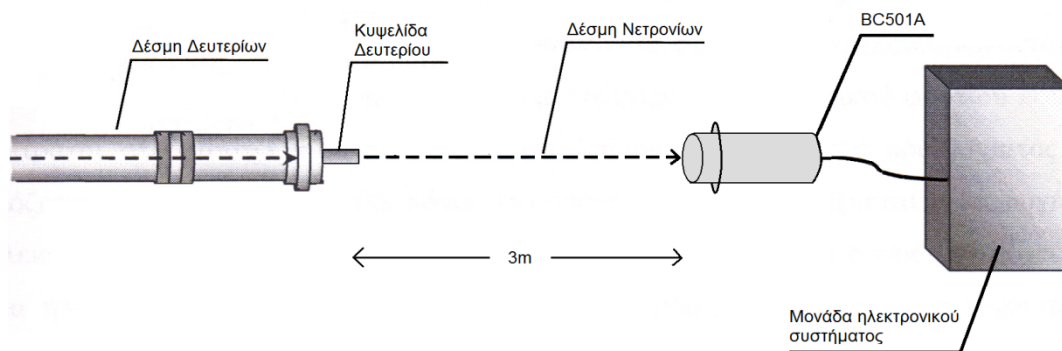
Γενικά οι επιταχυντές έχουν την δυνατότητα να επιταχύνουν μόνο φορτισμένα σωματίδια και συνεπώς η παράγωγή νετρονίων, όπως είχε αναφερθεί και στο κεφάλαιο 2.1.2, μπορεί να γίνει έμμεσα μέσω κατάλληλης πυρηνικής αντίδρασης. Για παράγωγή νετρονίων ενέργειας από 4-11,5 MeV που χρειάστηκαν για την μελέτη του υγρού σπινθηριστή BC501A, χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση ${}^2\text{H}(d,n)$ με $Q=3.3$ MeV και αντίστοιχες δέσμες δευτερίων ενέργειας από 0.8 έως 8.2 MeV. Αναλυτικά, πραγματοποιήθηκαν πειράματα με οκτώ διαφορετικές ενέργειες νετρονίων από τα 5.5 MeV μέχρι τα 10 MeV. Παρακάτω βρίσκεται ο σχετικός πίνακας με τις ενέργειες νετρονίων και τις αντίστοιχες ενέργειες δευτερίων.

Πίνακας 3.1 Ενέργειες νετρονίων και δευτερίων της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n)$

Ενέργεια Νετρονίων (MeV)	Ενέργεια Δευτερίων (MeV)
5.5	2.81
6.25	3.47
7.0	4.15
8.0	5.15
8.5	5.65
9.0	6.10
9.5	6.60
10.0	7.20

3.2 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ BC501A ΑΠΟ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΔΕΣΜΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

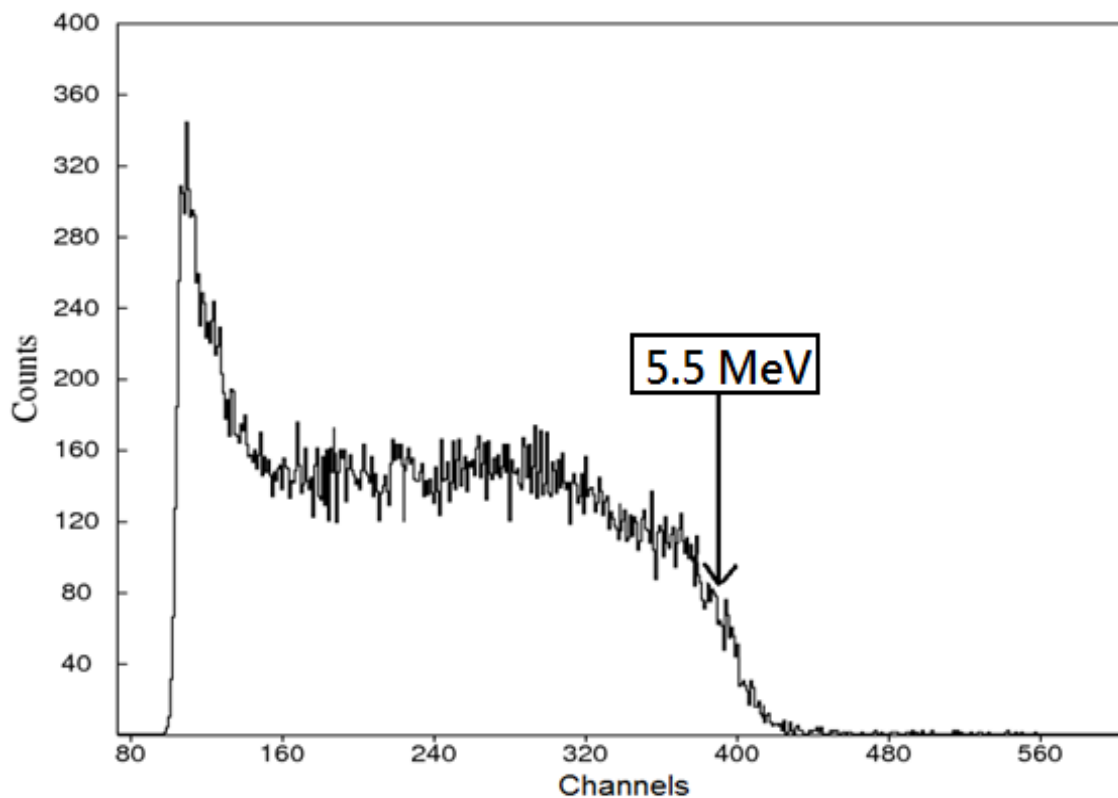
Για την πραγματοποίηση πειραμάτων με μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων, χρειάστηκε να τοποθετηθεί ο υγρός σπινθηριστής BC501A στην ευθεία με την γραμμή παραγωγής νετρονίων και σε απόσταση 3m, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.1. Με αυτόν τον τρόπο, ο ανιχνευτής δέχονταν νετρόνια σχεδόν μονοενεργειακά από άποψη γωνιακής κατανομής. Παράλληλα, έπρεπε να βρεθεί ο βέλτιστος αριθμός ανιχνευόμενων νετρονίων/sec ώστε αφ' ενός να υπάρχει καλή στατιστική και αφ' ετέρου να μην δημιουργούνται προβλήματα pile up εάν η ροή νετρονίων ήταν πολύ υψηλή. Αυτό επιτεύχθηκε με δυο τρόπους, αρχικά ο ανιχνευτής μεταφέρθηκε σε μεγάλη απόσταση μειώνοντας αρκετά την στερεά γωνία καταγραφής των νετρονίων, ενώ παράλληλα επιλέχτηκε πολύ χαμηλό ρεύμα δευτερίων, της τάξης 15-20 nA, μειώνοντας κατ' επέκταση και τον αριθμό των νετρονίων που παράγονταν. Σε αυτό το σημείο, αξίζει να σημειωθεί ότι πέρα από χαμηλό ρεύμα στον στόχο, είναι επιθυμητό να γίνεται και καλή εστίαση της δέσμης των δευτερίων, διότι διαφορετικά η δέσμη των νετρονίων παύει να είναι καθαρή και μονοενεργειακή, παραμορφώνοντας και το τελικό ενεργειακό φάσμα.



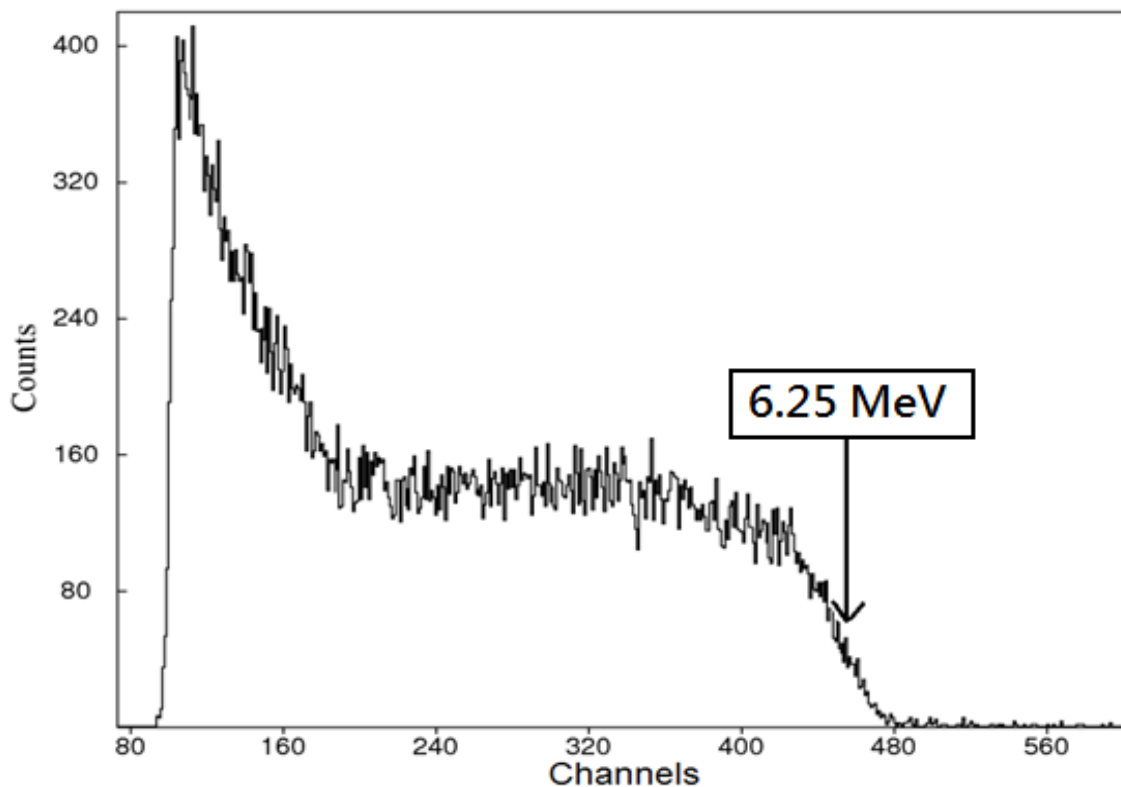
Σχ.3.1 Πειραματική διάταξη γραμμής παράγωγης νετρονίων και υγρού σπινθηριστή

Πραγματοποιώντας τα πειράματα για τις διάφορες ενέργειες νετρονίων προέκυψαν τα φάσματα που απεικονίζονται στα παρακάτω σχήματα. Για την ενεργειακή βαθμονόμηση του ανιχνευτή έπρεπε να προσδιοριστεί για κάθε ενεργειακό φάσμα το μέσο της πτώσης το οποίο αντιστοιχεί στην ενέργεια των

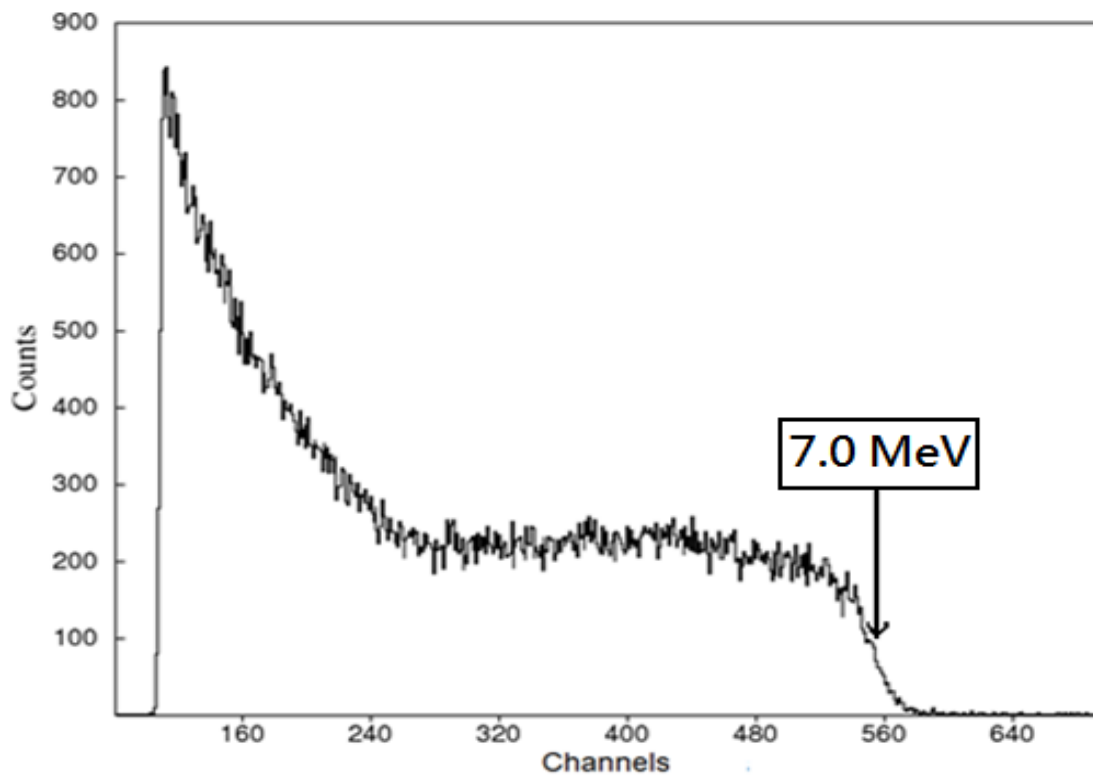
νετρονίων της δέσμης, όπως έχει επισημανθεί και στα σχήματα που ακολουθούν [Knoll]. Αυτό επιτεύχθηκε με δυο μεθόδους. Η πρώτη (γεωμετρική μέθοδος) στηρίζεται στην χάραξη της μεσοπαράλληλου μεταξύ της έναρξης της πτώσης και της βάσης (μηδενικά γεγονότα). Η δεύτερη κάνει χρήση της διαφόρισης του φάσματος μετά από κάποια εξομάλυνση λόγω της περιορισμένης στατιστικής. Ένα τέτοιο διαφορικό φάσμα παρουσιάζεται στο σχήμα 3.9. Και οι δυο μέθοδοι έδωσαν παρόμοια αποτελέσματα, η δεύτερη όμως μέθοδος έχει την δυνατότητα προσδιορισμού του σφάλματος στην κεντρική τιμή καθώς και της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή (FWHM).



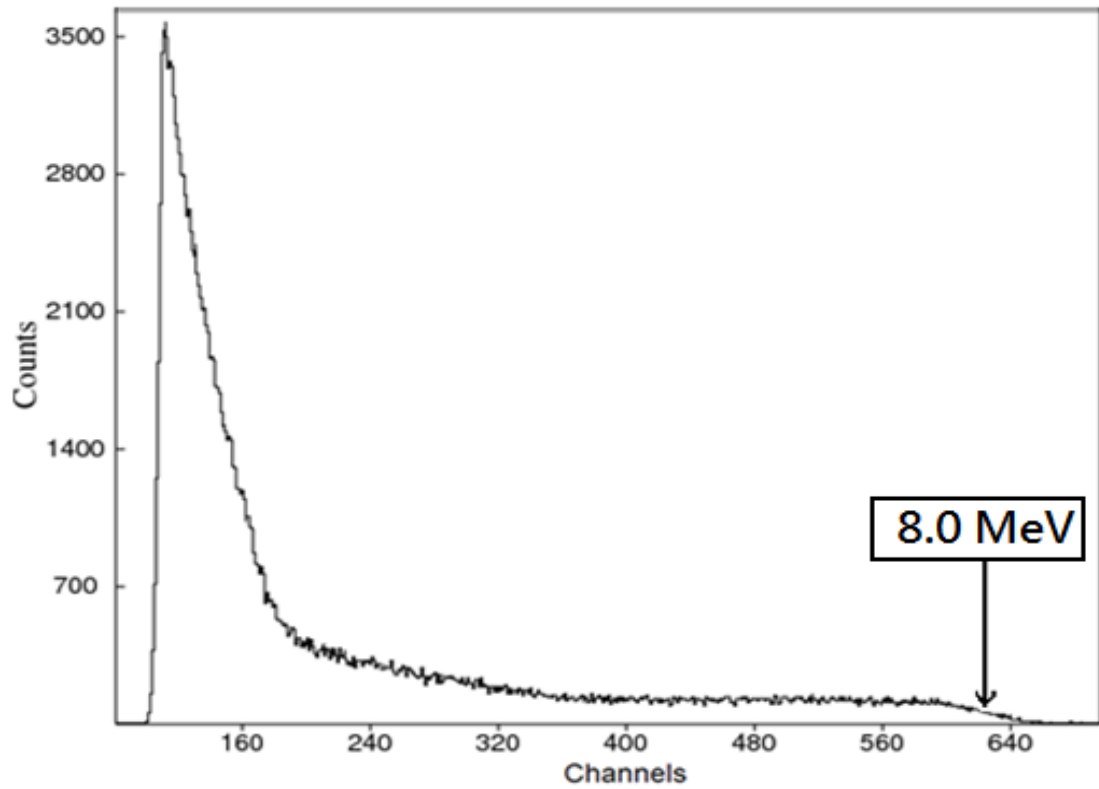
Σχήμα 3.2. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 5.5 MeV διάρκειας 2700s με ρεύμα δευτερίων 15nA στο στόχο και 30nA στον collimator



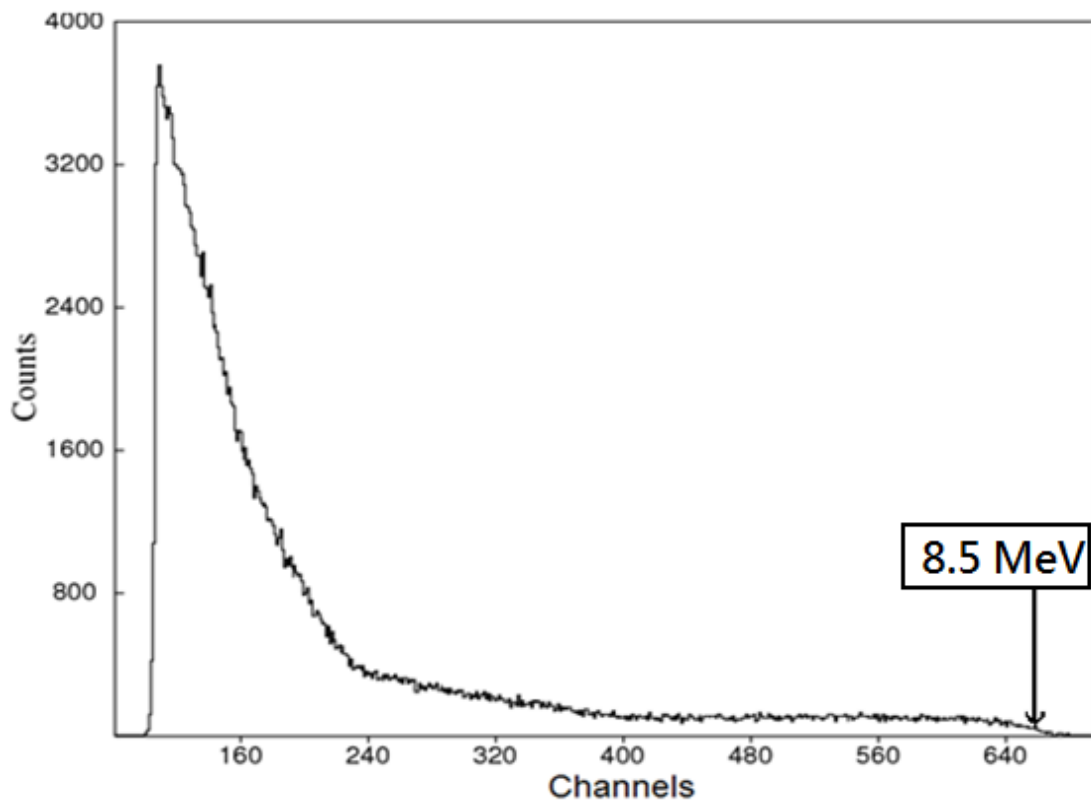
Σχήμα 3.3. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 6.25 MeV διάρκειας 2300s με ρεύμα δευτερίων 15nA στο στόχο και 20nA στον collimator



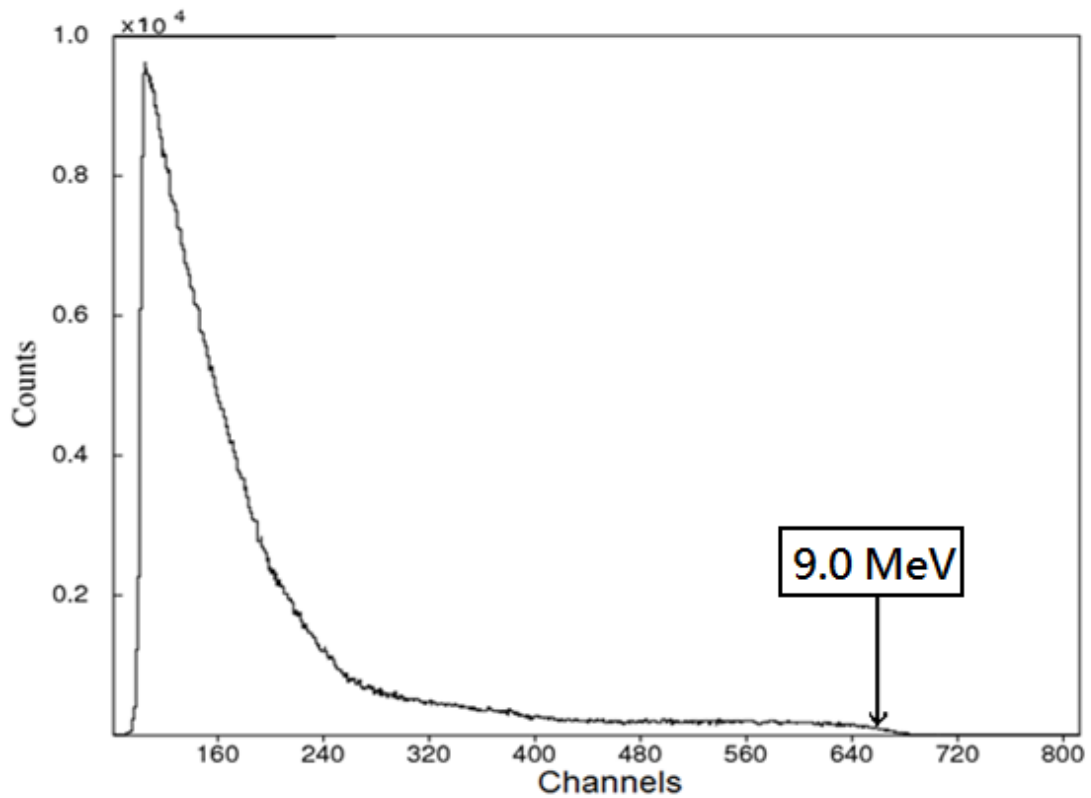
Σχήμα 3.4. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 7 MeV διάρκειας 3100s με ρεύμα δευτερίων 15nA στο στόχο και 200nA στον collimator



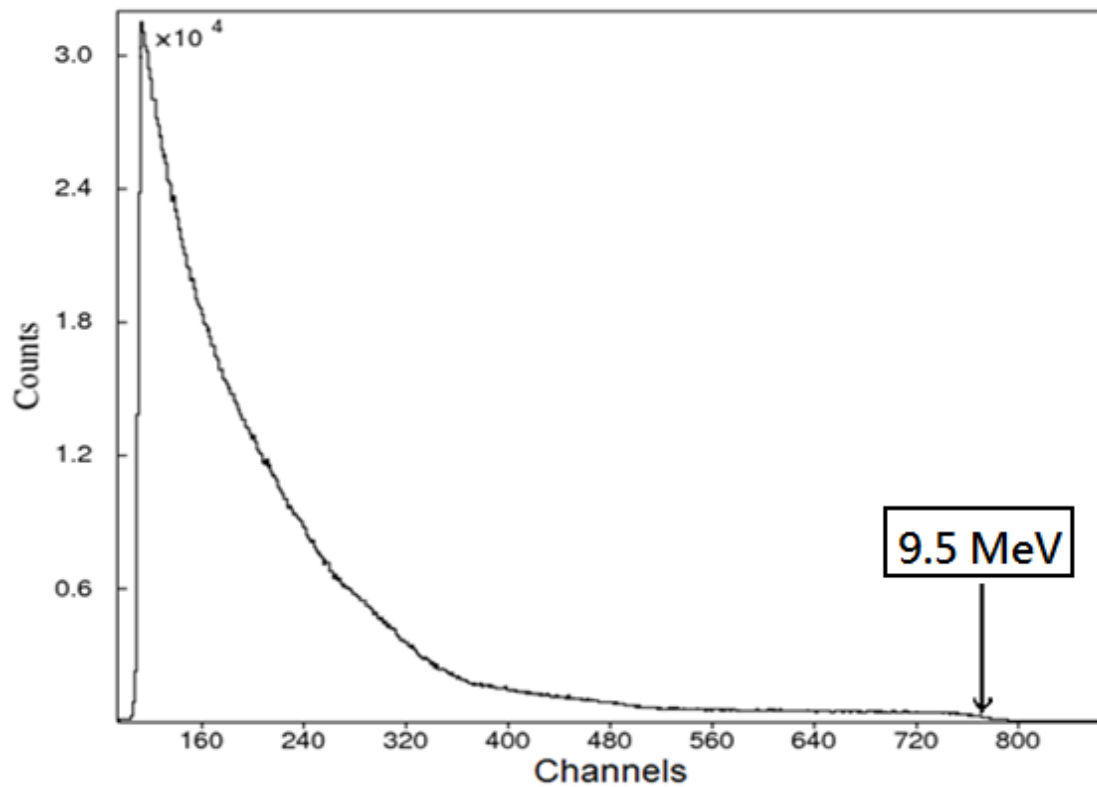
Σχήμα 3.5. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 8 MeV διάρκειας 5000s με ρεύμα δευτερίων 5nA στο στόχο και 50nA στον collimator



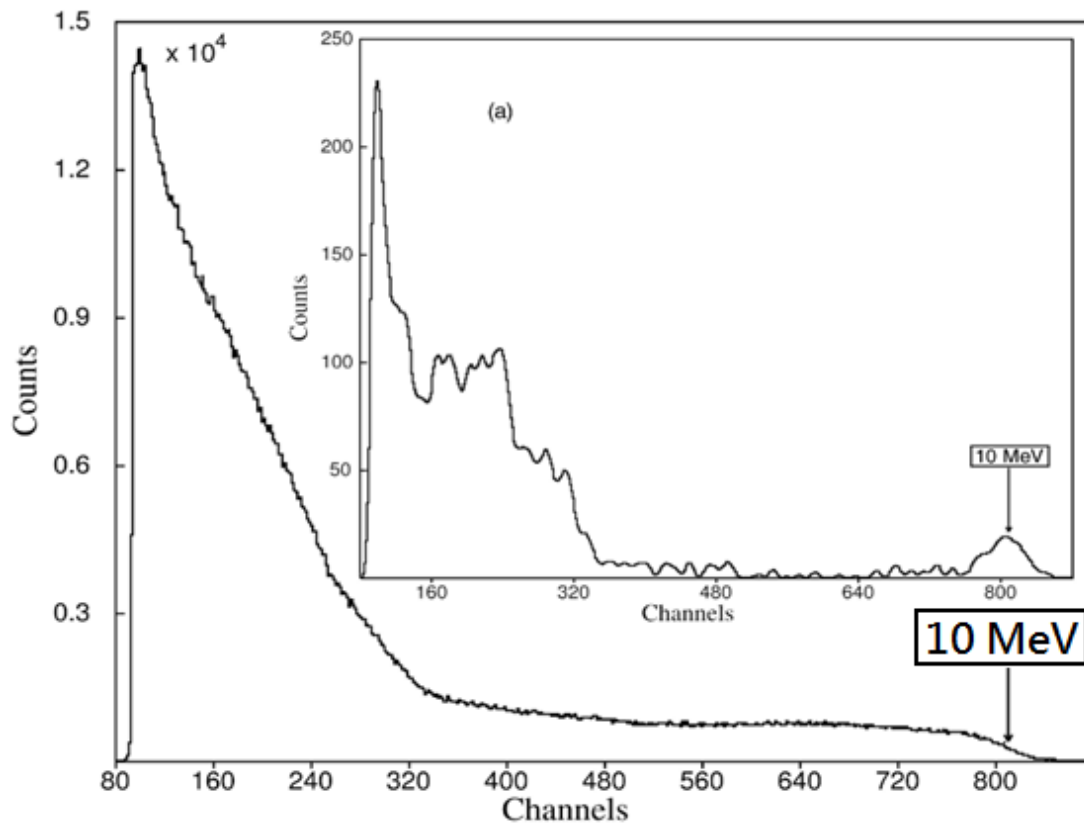
Σχήμα 3.6. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 8.5 MeV διάρκειας 4200s με ρεύμα δευτερίων 5nA στο στόχο και 30nA στον collimator



Σχήμα 3.7. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 9 MeV διάρκειας 7700s με ρεύμα δευτερίων 5nA στο στόχο και 100nA στον collimator

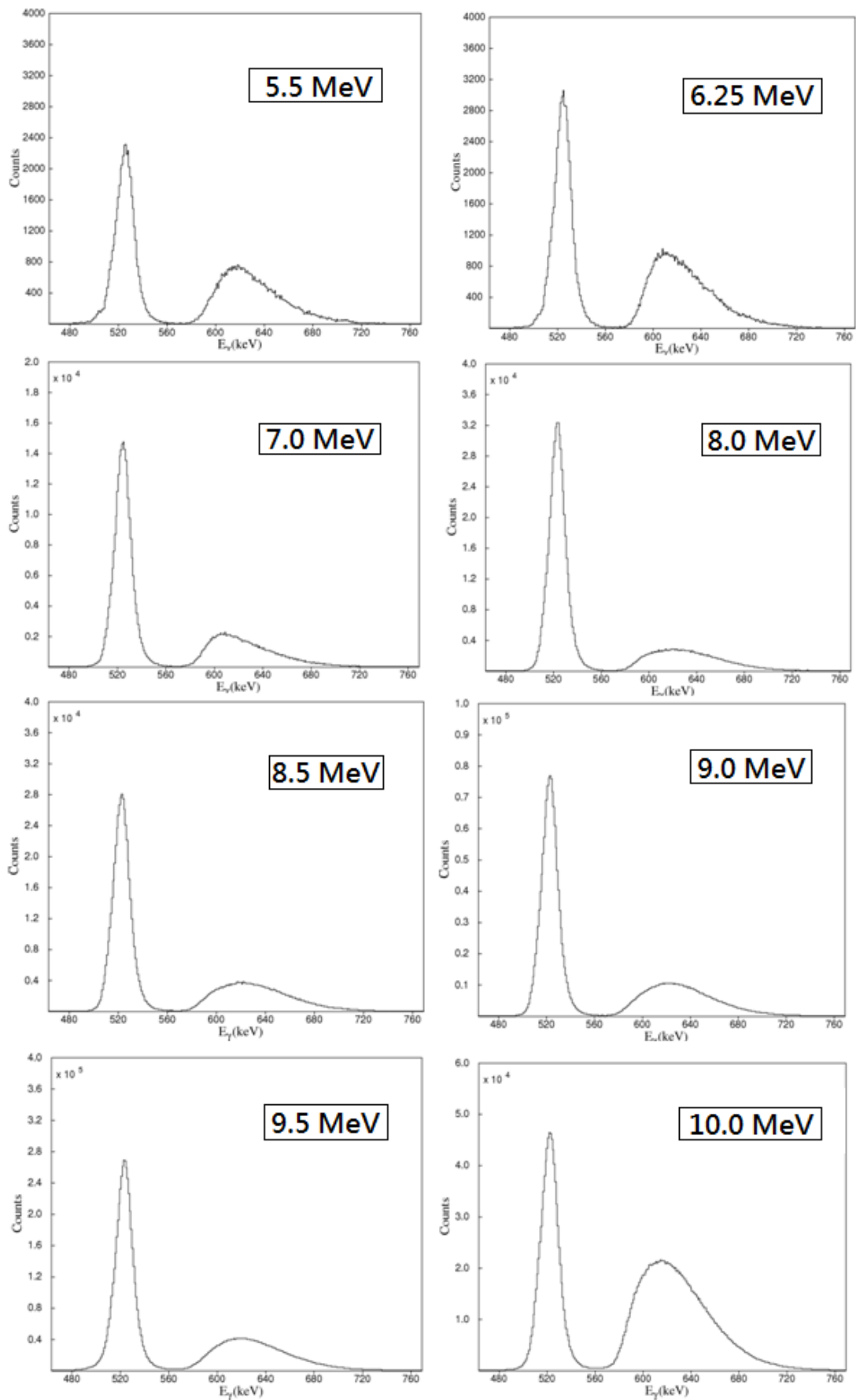


Σχήμα 3.8. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 9.5 MeV διάρκειας 4500s με ρεύμα δευτερίων 30nA στο στόχο και 300nA στον collimator



Σχήμα 3.9. Ενεργειακό φάσμα νετρονίων ενέργειας 10 MeV και το αντίστοιχο φάσμα διαφοράς διάρκειας 3300s με ρεύμα δευτερίων 30nA στο στόχο και 30nA στον collimator

Στην συνέχεια ακολουθούν τα αντίστοιχα χρονικά φάσματα όπως προκύπτουν από την μονάδα TAC/SCA και για τις οκτώ ενέργειες νετρονίων [Patr07]. Οι διαφοροποιήσεις στην αναλογία νετρονίων προς ακτίνες γ οφείλονται κατά κύριο λόγο στην διακύμανση του ρεύματος της δέσμης των δευτερίων καθώς και στην κακή εστίασή της, που προκαλεί αντίστοιχη μεταβολή στην ροή των νετρονίων προς τη ροή των ακτίνων γ.



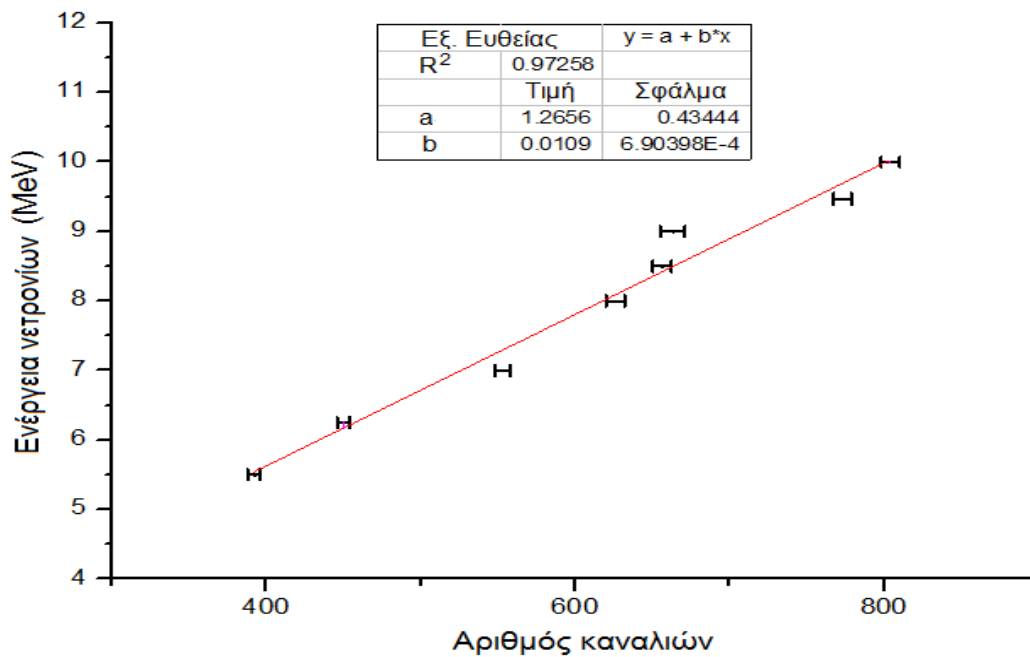
Σχήμα 3.10 Χρονικά φάσματα για τις διάφορες ενέργειες νετρονίων

3.3 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ

Ο συγκεντρωτικός πίνακας των στοιχείων που χρησιμοποιήθηκαν για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή σε αυτές τις ενέργειες νετρονίων παρατίθεται στη συνέχεια (Πίνακας 3.2) οπότε προκύπτει και το γράφημα στο σχήμα 3.11. Το σφάλμα στην τιμή του καναλιού υπολογίστηκε από την πιθανή απόκλιση (1 standard deviation) του μέσου της κλίσης του αντίστοιχου σκαλοπατιού στο ενεργειακό φάσμα μέσω κατάλληλου λογισμικού αναλύσεως φασμάτων, όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα. Αναμένεται από τη θεωρία, η απόκριση του υγρού σπινθηριστή για ενέργειες νετρονίων από 5 MeV και πάνω να είναι γραμμική [Icarus97] [Verbin]. Συνεπώς, με την βοήθεια κατάλληλου λογισμικού υπολογίστηκε η ευθεία που προσεγγίζει τα σημεία του γραφήματος κατά το βέλτιστο δυνατό τρόπο.

Πίνακας 3.2

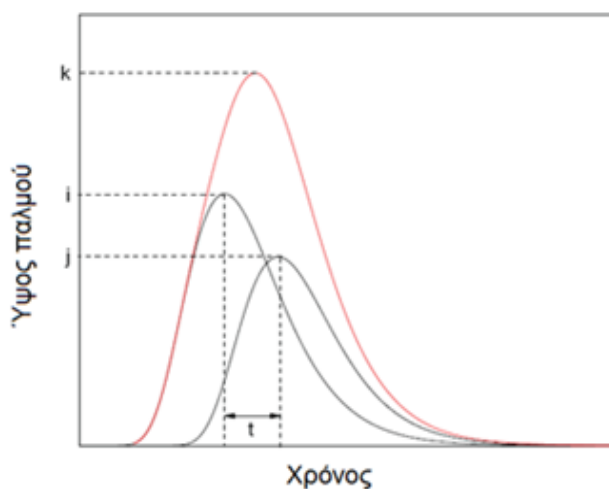
Ενέργεια Νετρονίων (MeV)	Αριθμός Καναλιού	Σφάλμα Αρ. Καναλιού
10	804	5
9.5	773	5
9.0	663	5
8.5	656	5
8.0	626	5
7	553	5
6.25	450	4
5.5	392	4



Σχήμα 3.11. Ενεργειακή βαθμονόμηση του ανιχνευτή

3.3.1 ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΣΥΣΣΩΡΕΥΣΗΣ ΓΕΓΟΝΟΤΩΝ (PILE UP)

Όπως είχε αναφερθεί και νωρίτερα ο υγρός σπινθηριστής BC501A όπως γενικά όλοι οι ανιχνευτές, παρουσίαζε προβλήματα σε μεγάλη συχνότητα γεγονότων. Όταν λοιπόν φτάσουν στην πρόσοψη του ανιχνευτή δυο γεγονότα υπάρχει πιθανότητα η διαδικασία δημιουργίας των αντίστοιχων **ρευματοπαλμών** να οδηγήσει στην άθροιση τους. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται φαινόμενο συσσώρευσης (pile-up) και μπορεί να περιοριστεί με την μείωση της συχνότητας των γεγονότων που καταγράφονται από τον ανιχνευτή μέσω της απομάκρυνσης του ανιχνευτή από την

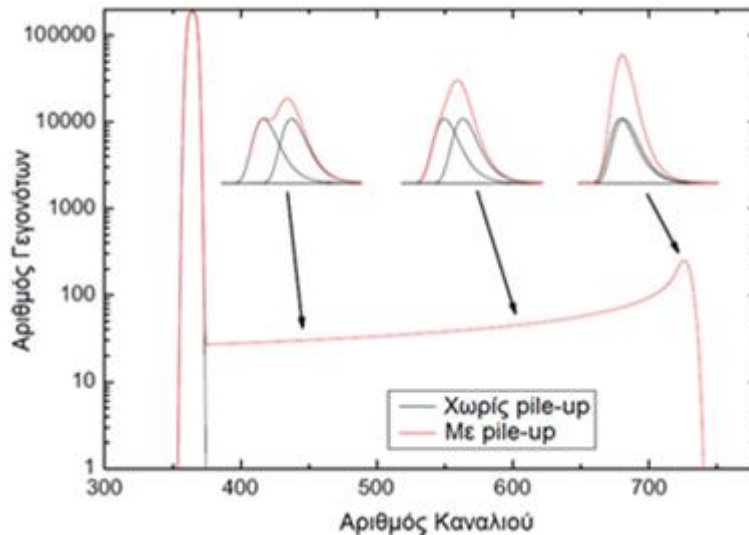


Σχ. 3.12 Φαινόμενο pile-up σε έναν παλμό

κυψελίδα δευτερίων - μείωση στερεάς γωνίας.

Δυο παλμοί ύψους i και j αντίστοιχα, αν δημιουργηθούν στον ανιχνευτή σχεδόν ταυτόχρονα, μπορεί να ερμηνευτούν από το σύστημα σαν ένας ύψους k ($k=i+j$), όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.12. Στην περίπτωση φάσματος με μια μόνο κορυφή, το φαινόμενο της συσσώρευσης γεγονότων

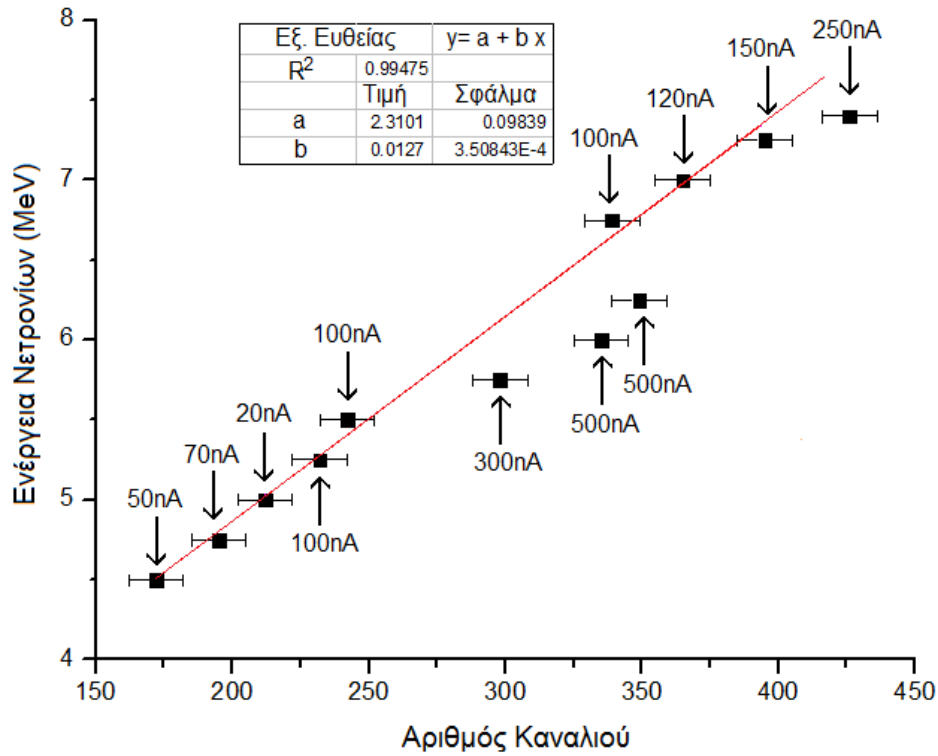
παραμορφώνει το φάσμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.13. Δυο γεγονότα¹ που φτάνουν σχεδόν ταυτόχρονα, μπορούν να δώσουν διαφορετικούς παλμούς με χρονικό εύρος από τον αρχικό χρόνο μέχρι το διπλάσιό του, οδηγώντας σε ένα φάσμα που εκτείνεται από την αρχική κορυφή (κανάλι 370) μέχρι το διπλάσιο αριθμό καναλιού (κανάλι 740). [SIMN]



Σχήμα 3.13 Φαινόμενο pile-up στην περίπτωση φάσματος με μια μόνο κορυφή [SIMN]

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής, το φαινόμενο pile-up έγινε έντονα αντιληπτό σε περιπτώσεις που το ρεύμα δευτερίων στο στόχο ήταν μεγαλύτερο της τάξης των 15-30nA και δεν ήταν σταθερό. Σε παλιότερο πείραμα με μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων από τα 4.5-7.5 MeV, παρατηρήθηκε ότι στην ενεργειακή βαθμονόμηση υπήρχαν αρκετές αποκλίσεις. Το φαινόμενο αυτό ερμηνεύτηκε όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.14 από τις διαφορές στα ρεύματα δευτερίων. Αναλυτικά, μεγάλα ρεύματα μετατοπίζουν το πλατό σε μεγαλύτερο κανάλι, λόγω του φαινομένου του pile up.

¹ Με τον όρο γεγονότα εννοούνται ακτινοβολίες γ, α ή νετρόνια



Σχήμα 3.14 Ενεργειακή βαθμονόμηση μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων με διαφορετικά ρεύματα δευτερίων

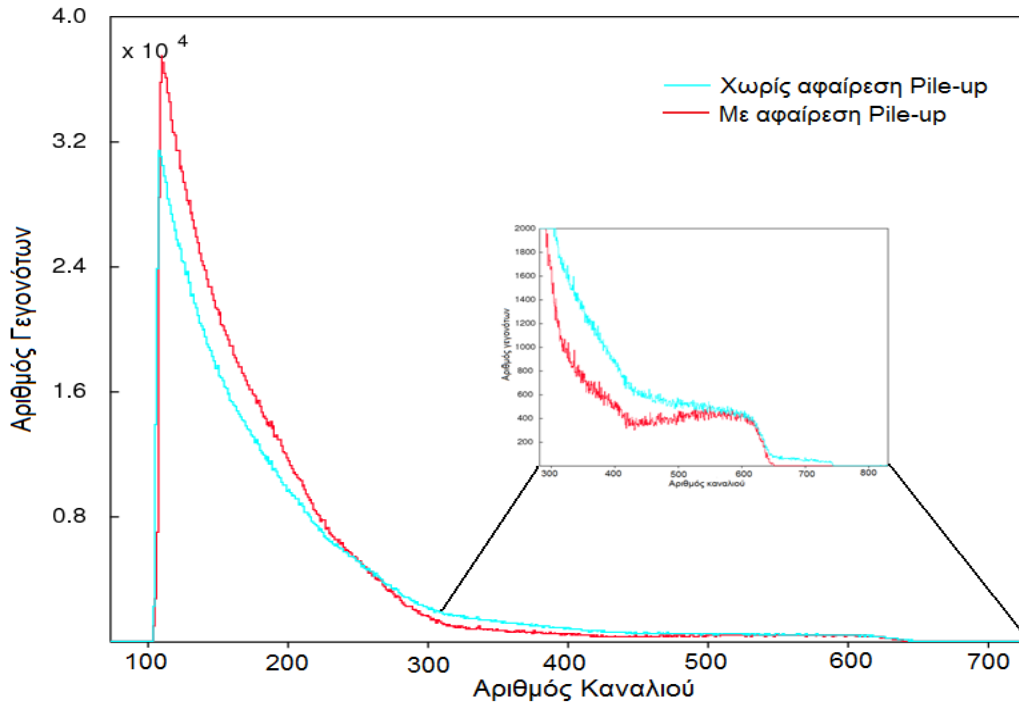
Για να αποφευχθούν τέτοια φαινόμενα, τα οποία είναι πολύ δύσκολο να διορθωθούν εκ των υστέρων, διατηρήθηκε το ρεύμα σε πολύ χαμηλά επίπεδα και τα φάσματα που προέκυψαν παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 3.2. Όμως ακόμη και τότε, παρατηρήθηκε η εμφάνιση του φαινομένου της συσσώρευσης γεγονότων σε μικρότερο όμως βαθμό και γι αυτόν τον λόγο ήταν και επιλύσιμο.

Η διόρθωση του φαινομένου αυτού έγινε μέσω του προγράμματος SIMNRA. Αναλυτικά, χρησιμοποιήθηκε ένα μαθηματικό μοντέλο που στηρίζεται στην κατανομή Poisson, σύμφωνα με το οποίο αρκεί να υπολογιστεί η πιθανότητα P_{ijk} ένας παλμός ύψους i να αθροιστεί με έναν παλμό ύψους j και να δώσει έναν παλμό ύψους k , υπό την προϋπόθεση ότι ο παλμός j θα φτάσει σε χρονικό διάστημα $[t, t+\Delta t]$ από τον χρόνο άφιξης T_w του παλμού i , σύμφωνα με το τύπο:

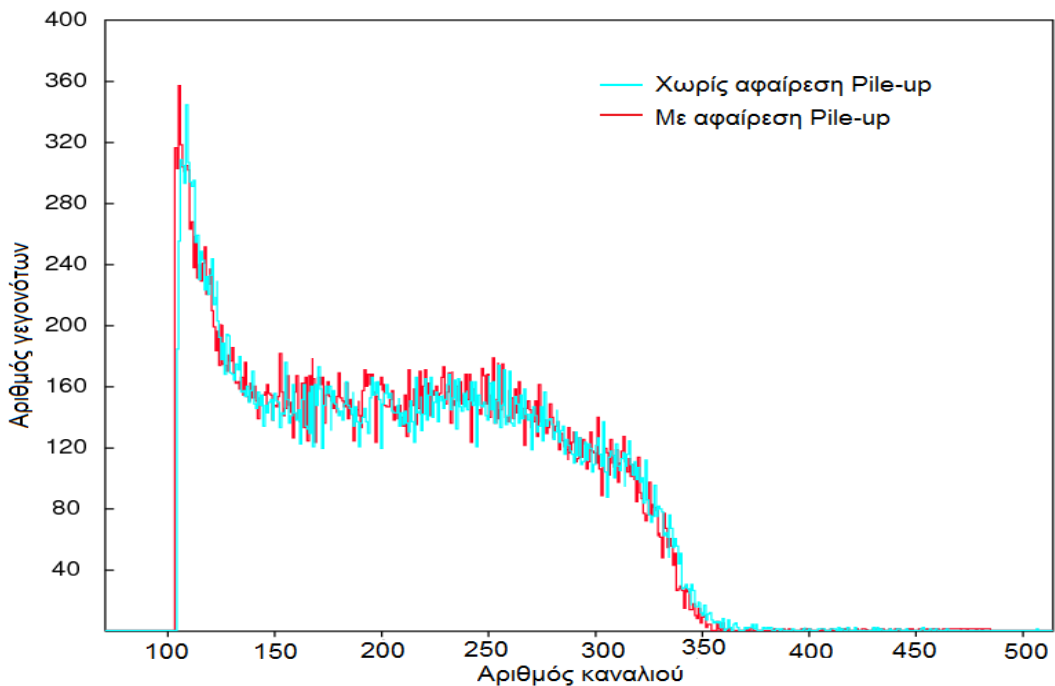
$$P_{ijk} = a e^{-a T_w \Delta t_{ijk}} \quad (3.1)$$

Οι διορθώσεις μέσω του προγράμματος SIMNRA έγιναν και στα οκτώ φάσματα και οι αλλαγές δεν επηρέασαν τον συνολικό αριθμό των γεγονότων αλλά την μορφή

του φάσματος και συγκεκριμένα επηρέασε περισσότερο τα φάσματα από τα 8 MeV και πάνω, όπου το φαινόμενο του pile-up ήταν εντονότερο (βλ. σχήμα 3.15) ενώ στο φάσμα των 5.5MeV, το φαινόμενο του pile-up ήταν σχεδόν ανύπαρκτο (βλ. σχήμα 3.16). Αυτό οφείλεται στην αντίστοιχη αύξηση των παραγόμενων νετρονίων λόγω της αύξησης της ενεργού διατομής καθώς και του ρεύματος δευτερίων.



Σχήμα 3.15 Ενεργειακό φάσμα νετρονίων 9.5MeV πριν και μετά την αφαίρεση του pile-up



Σχήμα 3.16 Ενεργειακό φάσμα νετρονίων 5.5 MeV πριν και μετά την αφαίρεση του pile-up

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΑΠΟΣΥΝΕΛΕΞΗΣ ΦΑΣΜΑΤΩΝ – DIFBAS

4.1 ΓΕΝΙΚΑ

Τα ενεργειακά φάσματα όπως προέκυψαν από τον υγρό σπινθηριστή BC501A απεικονίζουν την απόκριση του ανιχνευτή όταν νετρόνια ορισμένης ενέργειας αλληλεπιδράσουν με αυτόν, όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 1.3.4. Πρόκειται για pulse height φάσματα (**PH**) όπως συνήθως ονομάζονται και απαιτείται η επεξεργασία τους μέσω κατάλληλου λογισμικού αποσυνέλιξης (**deconvolution**) έτσι ώστε να προκύψουν ενεργειακά φάσματα νετρονίων. Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της εργασίας αυτής για την αποσυνέλιξη των φασμάτων από μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων αλλά και από την πηγή Am-Be είναι το DIFBAS.

Το πρόγραμμα DIFBAS είναι γραμμένο σε FORTRAN-77 και είναι συμβατό με υπολογιστές (PC) αλλά και VAX. Βασικός στόχος του κώδικα DIFBAS είναι η αποσυνέλιξη φασμάτων που προέρχονται από ανιχνευτές ανακρουόμενων πρωτονίων (όπως οι οργανικοί σπινθηριστές κ.α.) με σκοπό την μετατροπή τους σε φάσματα νετρονίων. Ο αλγόριθμος βασίζεται στην δεσμευμένη πιθανότητα κατά Bayes, υποθέτοντας ότι το pulse height φάσμα ακολουθεί κανονική κατανομή. Ο κώδικας περιλαμβάνει αρκετές υπορουτίνες πέρα από το βασικό πρόγραμμα difbas.exe, τις οποίες θα αναλύσουμε στη συνέχεια.

Η διαδικασία της αποσυνέλιξης στηρίζεται στην λύση της εξίσωσης :

$$Y^m = \int A(E, E') \varphi_E(E) dE' \quad \text{ή} \quad Y^m = A \cdot X \quad (\text{μορφή πίνακα}) \quad (4.1)$$

όπου Y^m το pulse height φάσμα, $A(E, E')$ η μήτρα απόκρισης του ανιχνευτή και $\varphi_E(E)$ το ενεργειακό φάσμα (νετρονίων ή ακτίνων γ ανάλογα με τον ανιχνευτή). Η λύση της εξίσωσης στηρίζεται στον τύπο της δεσμευμένης πιθανότητας, σύμφωνα με τον οποίο: $P(X|Y^m) \propto P(Y^m|X) \cdot P(X)$, όπου $P(X|Y^m)$ είναι η πιθανότητα να γίνει το X δεδομένου του Y^m και αντίστοιχα η $P(Y^m|X)$ ή αλλιώς A είναι η μήτρα απόκρισης του ανιχνευτή για το συγκεκριμένο σωματίδιο που θεωρείται γνωστή.

4.2 ΕΠΕΞΑΡΓΑΣΙΑ ΑΡΧΕΙΩΝ ΠΡΙΝ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ

Ο κώδικας DIFBAS συνοδεύεται και από άλλα εκτελέσιμα αρχεία τα οποία επιτρέπουν την μετατροπή αρχείων σε κατάλληλη μορφή με σκοπό την χρήση τους έπειτα ως είσοδοι στο difbas.exe.

TRANSMAT:

Το πρόγραμμα αυτό δέχεται ως είσοδο το αρχείο neut.asc που περιέχει την μήτρα απόκρισης του ανιχνευτή για νετρόνια και δίνει ως έξοδο το neut.daf που είναι direct access αρχείο και είναι σε unformatted μορφή και αποτελεί είσοδο για το βασικό πρόγραμμα difbas.exe.

TRANSPHS :

Το πρόγραμμα αυτό δέχεται ως είσοδο το αρχείο pht14.asc που περιέχει το pulse height φάσμα, δηλαδή το φάσμα όπως προκύπτει από τον υγρό σπινθηριστή μαζί με τις τιμές της συνδιακύμανσης και δίνει ως έξοδο το pht14.bci που περιέχει τις ίδιες τιμές αλλά είναι direct access αρχείο.

4.2.1 ΑΡΧΕΙΟ NEUT.ASC [Carte05] [John77]

Το αρχείο neut.asc έχει την μορφή του σχήματος 4.1 αναφέρεται σε ανιχνευτές ανακρουόμενου πρωτονίου και συνδέει ουσιαστικά την απόκριση του φωτός με την ενέργεια των νετρονίων που δεν είναι γραμμική σχέση [Knoll]. Αναλυτικά, έχει πεντάστηλη διάταξη και περιέχει 258 τιμές της απόκρισης του φωτός (light units – L.U.) με εύρος 0-12.96 L.U, 183 τιμές ενέργειας νετρονίων με εύρος 0.5-20 MeV και τέλος 258 ομάδες (μια ομάδα για κάθε τιμή της απόκρισης του φωτός) που η καθεμία τους έχει 183 τιμές. Σχεδιάζοντας τις τιμές των 258 ομάδων σε γράφημα 3-διαστάσεων προκύπτει το σχήμα 4.2, που για λόγους κατανόησης απεικονίζει σε δυο διαστάσεις μόνο δυο τιμές ενέργειας στο σχήμα 4.3. Από το γράφημα αυτό μπορεί να βρεθεί η τιμή της απόκρισης του φωτός που αντιστοιχεί στην κάθε ενέργεια νετρονίων. Γνωρίζοντας ότι το μέσο της πτώσης κάθε PH φάσματος αντιστοιχεί στην ενέργεια νετρονίων που ανιχνεύτηκε από τον υγρό σπινθηριστή, μπορεί να γίνει η ίδια διαδικασία για κάθε φάσμα από τα 183 που απεικονίζονται στο 3-D φάσμα του σχήμα 4.2. Διαφορετικά, για λόγους ευκολίας μπορούμε απλά να διαφορίσουμε όλα αυτά τα φάσματα. Με την διαφόριση θα προκύψει μια κορυφή στα κανάλια που αντιστοιχούν στο μέσο της πτώσης, ενώ στο πλατό θα είναι σχεδόν μηδέν, όπως

φαίνεται και στο σχήμα 4.4 για την ενέργεια των 15.5 MeV νετρονίων. Από την διαφόριση και των 183 φασμάτων προκύπτει το 3-D φάσμα του σχήματος 4.5 στο οποίο μπορούμε να διακρίνουμε ήδη την μη γραμμική σχέση της απόκρισης του

RESPONSE MATRIX NEUT.DAF			
NO. ROWS, NO.OF COLUMNS, RECL IN NO. OF VAR.:			
258,	183,	190	
LIGHT OUTPUT SCALE:			
0.00000000E+00	0.19469984E-03	0.77879935E-03	0.17522986E-02
0.31151974E-02			
0.48674964E-02	0.70091942E-02	0.95402924E-02	0.12460790E-01
0.15770687E-01			
0.19469986E-01	0.23558680E-01	0.28036777E-01	0.32904275E-01
0.38161170E-01			
	•		
	•		
0.11214710E+02	0.11308360E+02	0.11402402E+02	0.11496831E+02
0.11591650E+02			
0.11686857E+02	0.11782454E+02	0.11878443E+02	0.11974819E+02
0.12071585E+02			
0.12168740E+02	0.12266284E+02	0.12364218E+02	0.12462543E+02
0.12561255E+02			
0.12660357E+02	0.12759849E+02	0.12859729E+02	0.12959999E+02
NEUTRON ENERGY SCALE:			
0.50000000E+00	0.56450003E+00	0.62900001E+00	0.69449997E+00
0.76100004E+00			
0.82900000E+00	0.89749998E+00	0.96600002E+00	0.10360000E+01
0.11064999E+01			
0.11770000E+01	0.12490000E+01	0.13215001E+01	0.13940001E+01
0.14680001E+01			
0.15425000E+01	0.16174999E+01	0.16930000E+01	0.17685001E+01
0.18455000E+01			
	•		
	•		
0.18249500E+02	0.18383999E+02	0.18519999E+02	0.18657000E+02
0.18792500E+02			
0.18929499E+02	0.19066500E+02	0.19204000E+02	0.19341000E+02
0.19480000E+02			
0.19617500E+02	0.19756500E+02	0.19895500E+02	0.20034500E+02
RESPONSE MATRIX BY ROWS:			
1-TH ROW			
0.23277996E+04	0.22346990E+04	0.21395881E+04	0.20056979E+04
0.19245585E+04			
0.18588735E+04	0.17561779E+04	0.16728873E+04	0.16362711E+04
0.15793148E+04			
	•		
	•		
0.75162463E+03	0.74852100E+03	0.75293463E+03	0.76403217E+03
0.75976721E+03			
0.76874634E+03	0.79201605E+03	0.79549622E+03	
2-TH ROW			
0.18942999E+04	0.18318785E+04	0.17288247E+04	0.16154131E+04
0.15533601E+04			
0.14713323E+04	0.14113640E+04	0.13401902E+04	0.12868938E+04
	•		
	•		
	•		
258-TH ROW			
0.00000000E+00	0.00000000E+00	0.00000000E+00	0.00000000E+00
0.00000000E+00			
	•		
	•		
0.00000000E+00	0.00000000E+00	0.20633501E-04	
END OF FILE			

Light Output Scale: 0 - 12.96 L.U (258 τιμές)

Neutron Energy Scale: 0.5 - 20 MeV (183 τιμές)

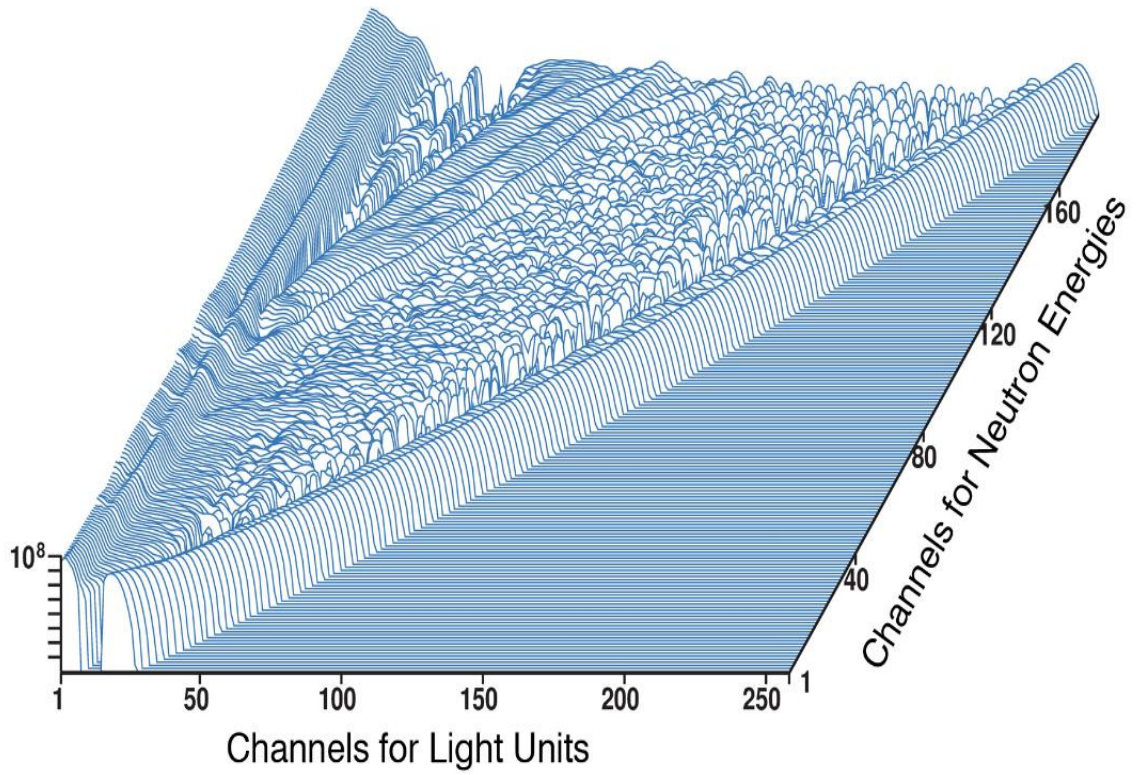
1η γραμμή (183 τιμές)

2η γραμμή (183 τιμές)

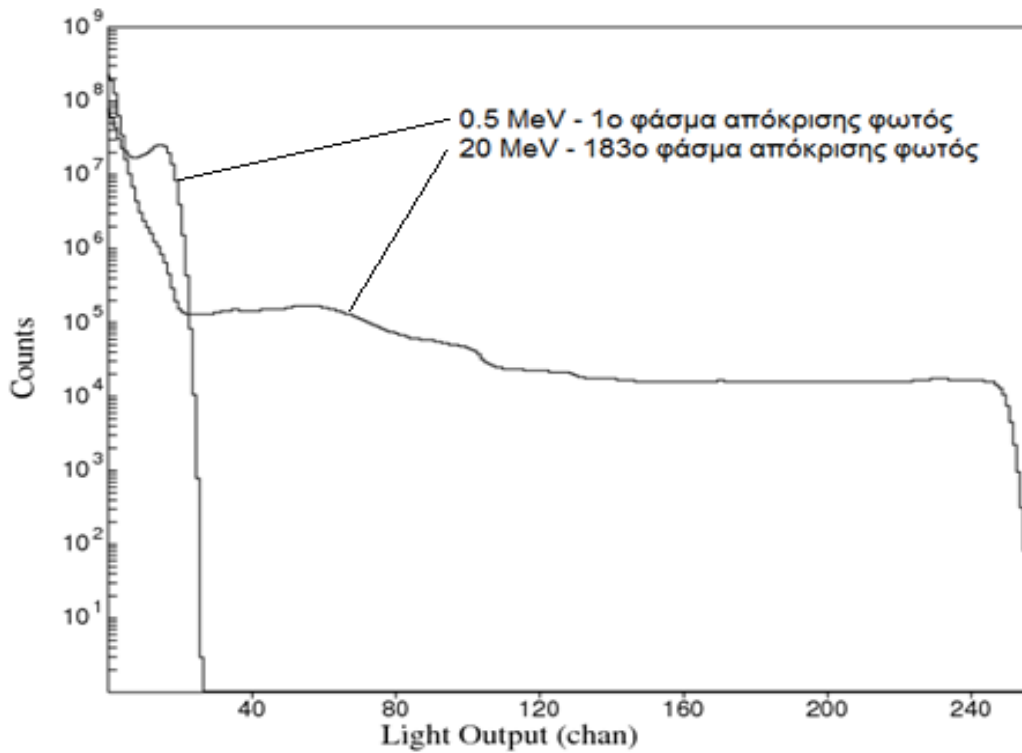
258η γραμμή (183 τιμές)

φωτός συναρτήσει την ενέργειας νετρονίων.

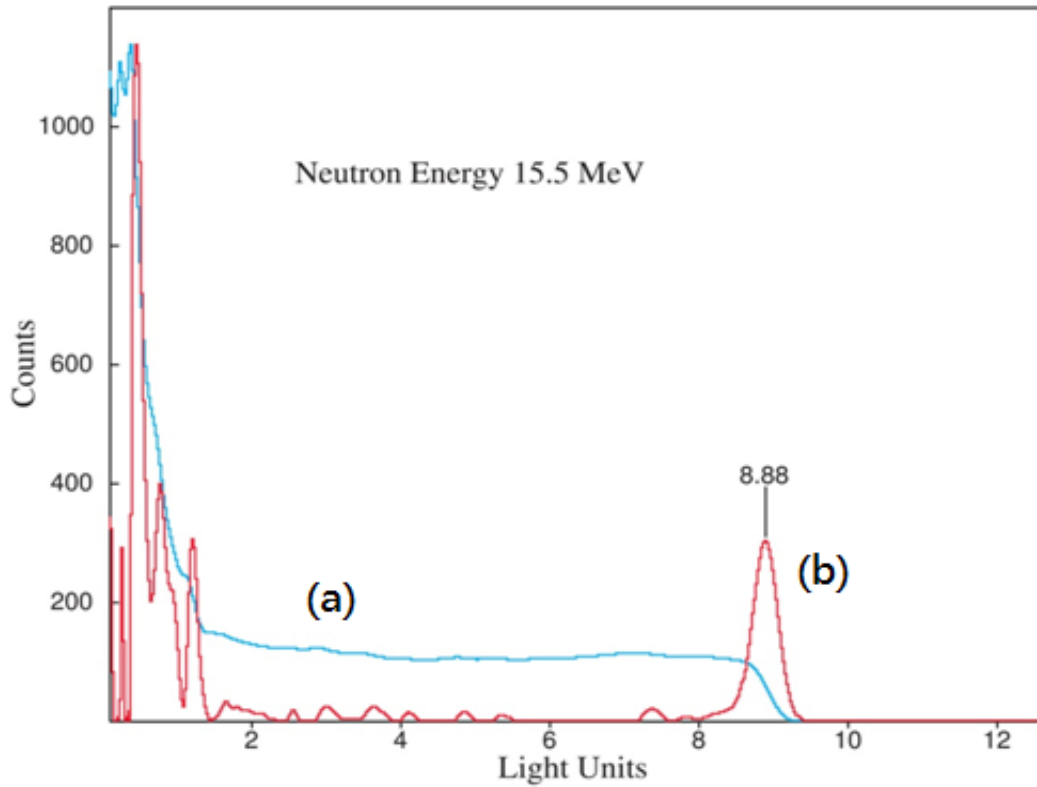
Σχήμα 4.1. Μορφή του αρχείου NEUT.ASC



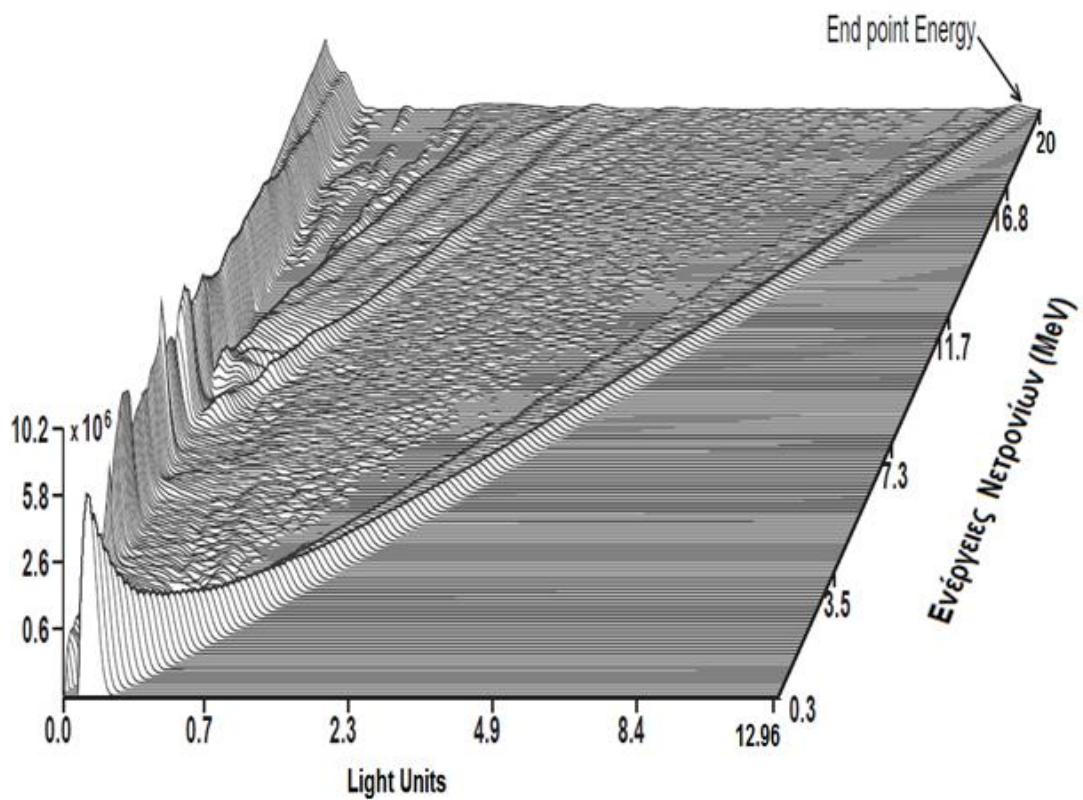
Σχήμα 4.2 Λογαριθμικό τρισδιάστατο φάσμα απόκρισης του ανιχνευτή για ενέργειες νετρονίων από τα 0.5-20MeV



Σχήμα 4.3 Πρώτο και τελευταίο φάσμα απόκρισης φωτός.

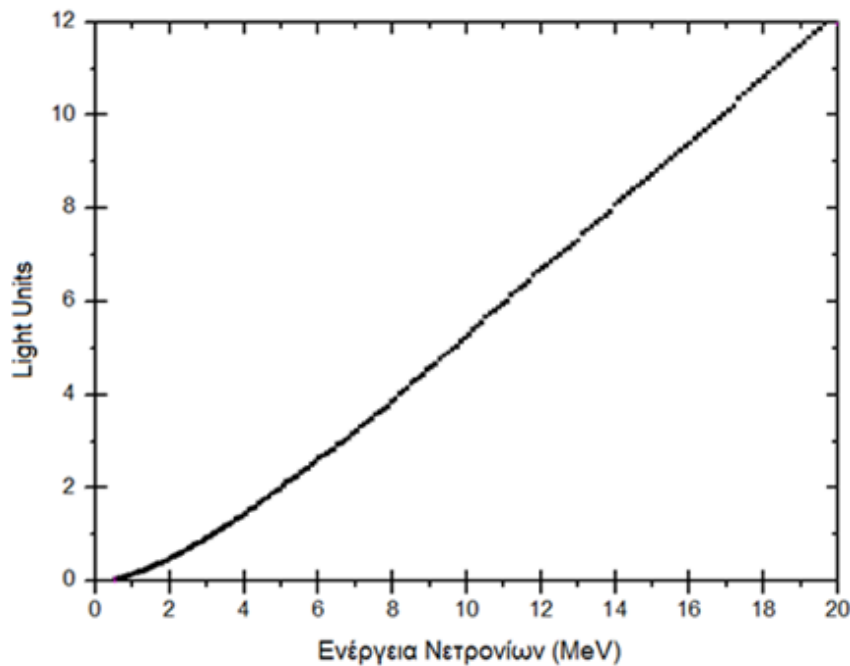


Σχήμα 4.4 Φάσματα απόκρισης (a) και διαφόρισης (b) για ενέργεια 15.5MeV νετρονίων



Σχήμα 4.5 Τρισδιάστατο γράφημα με τα 183 διαφόρισμα φάσματα

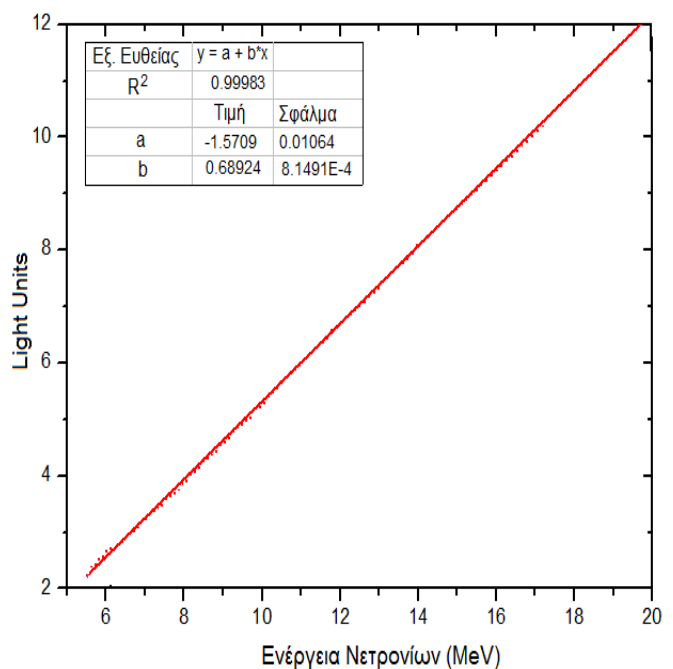
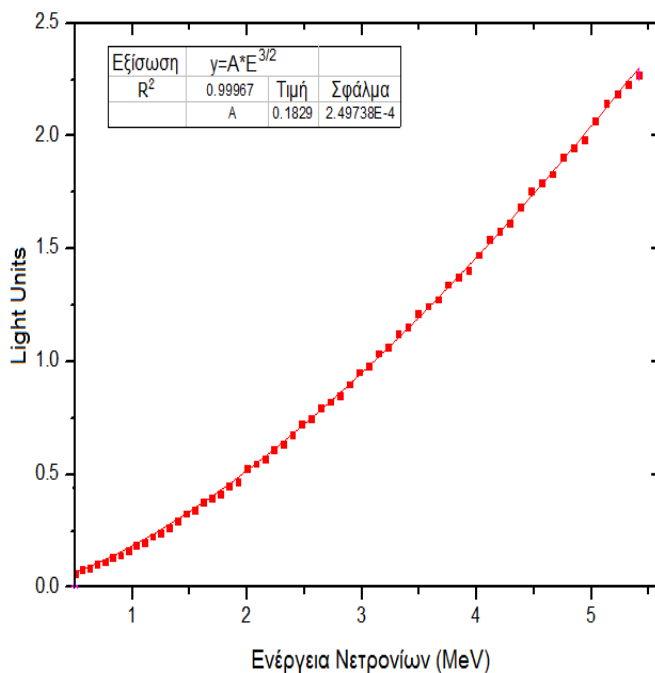
Από την διαφόριση των 183 φασμάτων, προσδιορίστηκε η αντιστοίχιση της ενέργειας νετρονίων σε τιμές light units (απόκριση φωτός). Η σχέση των δυο αυτών ποσοτήτων απεικονίζεται στο σχήμα 4.6. Όπως αναμένεται και από την θεωρία, η



Σχ.4.6. Ενέργεια νετρονίων συναρτήσει της απόκρισης του φωτός

σχέση μεταξύ ενέργειας νετρονίων και απόκρισης του φωτός δεν είναι γραμμική. Αναλυτικά, για ενέργειες νετρονίων μέχρι τα 5.5MeV η σχέση αυτή προσεγγίζεται σχεδόν τέλεια όπως είχε αναφερθεί και στην ενότητα 1.3.4 από τον τύπο $H=A E^{3/2}$ (βλ. σχήμα 4.7), ενώ

για ενέργειες άνω των 5.5 MeV είναι σχεδόν γραμμική (βλ.σχήμα 4.8).



Σχήμα 4.7 Γραμμικό και μη γραμμικό μέρος της σχέσης μεταξύ της ενέργειας νετρονίων και της απόκρισης του φωτός

4.2.2 ΑΡΧΕΙΟ PHT14.ASC

Το αρχείο αυτό περιέχει τις τιμές του φάσματος (pulse height φάσμα), δηλαδή τα ενεργειακά βήματα -απόκριση του φωτός- μαζί με τα αντίστοιχα γεγονότα καθώς και τις τιμές της συνδιακύμανσης των γεγονότων (βλ.σχ.4.8). Οι τιμές της συνδιακύμανσης είναι στατιστικό μέγεθος που προκύπτει από τον τύπο :

$$Cov(X, Y) = E[(X - E[X])(Y - E[Y])] \quad (4.2)$$

και δείχνει κατά πόσο δυο μεταβλητές X,Y μεταβάλλονται με τον ίδιο τρόπο σε σχέση με την μέση τους τιμή.

TEST PH SPECTRUM AND COVARIANCES			
NO. OF BINS, START. BIN			
178	32	→ (m τιμές, αρχικό bin)	
ENERGY SCALE			
0.18710655E+00	0.19937263E+00	0.21202812E+00	0.22507302E+00
0.23850730E+00			
0.25233099E+00	0.26654404E+00	0.28114656E+00	0.29613847E+00
0.31151977E+00			
0.32729042E+00	0.34345052E+00	0.36000001E+00	0.37693888E+00
0.39426717E+00			
0.41198489E+00	0.43009192E+00	0.44858843E+00	0.46747434E+00
0.48674956E+00			
		⋮	
0.74795895E+01	0.75561061E+01	0.76330123E+01	0.77103081E+01
0.77879930E+01			
0.78660688E+01	0.79445324E+01	0.80233860E+01	0.81026287E+01
0.81822605E+01			
0.82622814E+01	0.83426943E+01	0.84234943E+01	0.85046835E+01
PH SPECTRUM			
0.52284890E+07	0.50417230E+07	0.48071540E+07	0.46024085E+07
0.44543960E+07			
0.43892485E+07	0.41893250E+07	0.38938333E+07	0.38474115E+07
0.36613668E+07			
0.34374750E+07	0.32967008E+07	0.31616415E+07	0.30039680E+07
0.28511515E+07			
		⋮	
0.51546574E+05	0.42024250E+05	0.31331846E+05	0.16974332E+05
0.74877764E+04			
0.29222957E+04	0.87008923E+03	0.42549649E+03	
PH SPECTRUM COVARIANCE			
0.33774272E+09	0.11024614E+09	0.56947476E+08	0.22339587E+09
0.90104712E+08			
0.15716666E+09	-0.24629662E+09	0.16608426E+09	0.44631964E+08 -
0.57964308E+08			
0.35652288E+08	0.40402748E+08	0.31212798E+08	-0.10729906E+09 -
0.31089904E+08			
0.22765714E+08	0.12833706E+09	-0.15956869E+09	0.85907280E+08 -
0.67922784E+08			
		⋮	
-0.15031453E+05	0.27370492E+08	0.25553324E+08	0.63892955E+07
0.48479980E+07			
-0.11766875E+05	0.24108036E+08	0.60108755E+07	0.45590910E+07 -
0.11065651E+05			
0.15364188E+07	0.11406334E+07	-0.27675977E+04	0.87545981E+06 -
0.19681199E+04			
0.48877158E+04			
RESP. MATRIX FILENAME			
neut.daf → Αρχείο μήτρας απόκρισης του υγρού σπινθηριστή			
PH SPECTRUM COMMENT			
14 MeV total			
test of SPHC+DIFBAS Jan. 93 → Σχόλια			

Απόκριση του φωτός
0.18-8.5 L.U.

m+1 τιμές

Γεγονότα του φάσματος για
κάθε τιμή Light Unit

m τιμές

Τιμές συνδιακύμανσης των
γεγονότων του φάσματος

$\frac{m*(m+1)}{2}$ τιμές

Σχήμα 4.8 Μορφή αρχείου pht14.asc

Η μορφή του αρχείου pht14.asc είναι κατάλληλη για είσοδο στο βασικό πρόγραμμα difbas.exe, όμως ο πολυκαναλικός αναλυτής ETHERNIM δεν δίνει ως έξοδο αρχεία τέτοιας μορφής. Τα αρχεία που προκύπτουν απευθείας από τον υγρό σπινθηριστή είναι δίστηλα, με την μια στήλη να περιέχει τα κανάλια και την άλλη στήλη τον αριθμό των γεγονότων. Γι αυτόν τον λόγο απαιτείται πρώτα η μετατροπή τους σε αρχεία της μορφής του σχήματος 4.8. Αυτό γίνεται με την βοήθεια του προγράμματος SPHC.exe (**Παράρτημα Ι**).

4.2.3 ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ SPHC.EXE

Το πρόγραμμα SPHC.EXE επιτρέπει την μετατροπή των φασμάτων όπως προκύπτουν από τον υγρό σπινθηριστή σε αρχεία έτοιμα για επεξεργασία από το πρόγραμμα difbas.exe. Το SPHC.EXE δέχεται ως είσοδο:

- Ένα μονόστηλο αρχείο τύπου **.spe**²
- Ένα αρχείο που ονομάζεται **sphcdat.txt**
- Την μήτρα απόκρισης του ανιχνευτή την **neutdaf.txt** (sequential access)³.

Το αρχείο sphcdat.txt έχει την μορφή που απεικονίζεται στο σχ.4.9. Όπως φαίνεται απαιτείται η τιμή του Gain που δίνεται σε κανάλια/L.U και το zero shift που δίνεται σε κανάλια, τα οποία υπολογίζονται από την βαθμονόμηση του φάσματος σε light units. Για τον υπολογισμό των τιμών αυτών χρειάζεται πρώτα να γνωρίζουμε την αντιστοιχία των ενεργειών των νετρονίων σε τιμές light units βάσει των σχέσεων που αναφέρονται στο σχήμα 4.6 και ύστερα να γίνει η βαθμονόμηση όπως είχε περιγραφεί στην ενότητα 3.3. Η κλίση της ευθείας που προκύπτει από την βαθμονόμηση αποτελεί το Gain, ενώ ο συντελεστής μετατόπισης της ευθείας αυτής σε κανάλια αποτελεί το Zero Shift. Ύστερα, απαιτείται το κατώφλι του φάσματος σε κανάλια, δηλαδή το πρώτο έγκυρο –μη μηδενικό- κανάλι του Pulse Height φάσματος. Τέλος, απαιτείται κάποιος συντελεστής κανονικοποίησης καθώς και το όνομα του αρχείου εξόδου. Ως έξοδος από το πρόγραμμα SPHC.EXE δίνεται ένα αρχείο τυπου .txt το οποίο περιέχει πέρα από τις τιμές των light units, τα αντίστοιχα γεγονότα καθώς και τις τιμές της συνδιακύμανσης των γεγονότων, δηλαδή όμοιο με το αρχείο pht14.asc.

² ASCII φάσμα από το σύστημα συλλογής και καταγραφής δεδομένων Maestro της ORTEC

³ Κάποια αρχεία εισόδου και εξόδου μετατράπηκαν από direct access σε sequential για τον καλύτερο έλεγχο και κατανόησή τους.

141.0 , 1.0	→	Gain σε κανάλια/ L.U. και η αβεβαιότητα του επί τοις %
1 , 0.5	→	Zero Shift σε κανάλια και η αβεβαιότητα του επί τοις %
2	→	Κατώφλι - το πρώτο έγκυρο κανάλι του PH φάσματος
0 , 0	→	Συντελεστής κανονικοποίησης και η αβεβαιότητα του επί τοις %
PROTONSP.TXT	→	Όνομα αρχείου εξόδου

Σχήμα 4.9 Μορφή αρχείου sphcdat.txt

Σε αυτό το σημείο, πρέπει να σημειωθεί ότι για λόγους εύχρηστης αλλά και επιτυχούς λειτουργίας των προγραμμάτων difbas.exe και sphc.exe, έγιναν ορισμένες αλλαγές δεδομένου ότι όλα τα προγράμματα ήταν γραμμένα σε αρκετά παλιά FORTRAN και οι νέοι compilers αντιμετώπισαν προβλήματα στην επεξεργασία τους. Συνεπώς, εκτός από τις αναγκαίες αλλαγές στη δομή του προγράμματος για λόγους συμβατότητας, κάποια αρχεία εισόδου και εξόδου μετατράπηκαν από direct access σε sequencial για τον καλύτερο έλεγχο και κατανόηση τους. Επίσης, προστέθηκαν επιπλέον αρχεία εξόδου (.spe και .ps) έτσι ώστε ο χρήστης να έχει άμεση εποπτία των αποτελεσμάτων.

Αναλυτικά, το πρόγραμμα sphc.exe δέχεται ως είσοδο αρχεία τύπου XXX.SPE (9mev.SPE) δίνοντας την επιλογή εκ των υστέρων να αλλάξει ο χρήστης στην γραμμή εντολών το threshold channel NN. Ως έξοδο δίνει ένα αρχείο τύπου XXXNN.TXT (9mev10.TXT), όπου NN το πρώτο έγκυρο κανάλι του φάσματος (threshold channel), το οποίο έχει την μορφή του σχήματος 4.8 και ένα αρχείο τύπου XXXNNW.FTD (9mev10W.FTD⁴) που έχει δύστηλη μορφή με την πρώτη στήλη να είναι τα bins της απόκρισης του φωτός (light units) και την δεύτερη τα γεγονότα που αντιστοιχούν στα αντίστοιχα L.U. bins. Το πρώτο αρχείο εξόδου είναι αυτό που θα χρησιμοποιηθεί ως είσοδος για το πρόγραμμα difbas.exe, ενώ το δεύτερο αρχείο υπάρχει μόνο για λόγους άμεσης εποπτίας. Στο σχήμα 4.10 απεικονίζεται η γραμμή εντολών κατά την εκτέλεση του προγράμματος sphc.exe

⁴ Δίσηλο αρχείο ASCII


```

C:\Users\Eύα\Desktop>SPHC.exe
response matrix filename: (only format conv.=NO)
FROM 0.00000000 L.U. TO 12.9599991 L.U.
NUMBER OF RECORDS 258
ENTER SPECTRUM FILE NAME (Maestro .SPE): 9MEU.SPE ← Είσοδος

NUMBER OF POINTS: 1024
COMMENT (2 LINES):
HELLO
WORLD
gain [chan/l.u.] & uncertainty [%]
141.000 1.000
zero shift [channels] & uncertainty [%]
1 0.500
threshold [channels]
2
normalization factor & uncertainty [%]
0.000 0.000
THRESHOLD CHANNEL Number (DEFAULT = 2): 10 ← Είσοδος

1024 non-zero groups
INPUT SPECTRUM RANGE: 0.064 - 7.255 [L.U.]
IE= 193 NA= 1023
IS= 10
REBINNED TO 184 BINS FROM 0.063 TO 7.177 [L.U.]
INTEGRAL = 737910.688
Output BSR spectrum filename: 9MEU10.TXT
184 10
TWO COLUMN OUTPUT FILE: 9MEU10W.FTD

C:\Users\Eύα\Desktop>_

```

Σχήμα 4.10 Η γραμμή εντολών κατά την εκτέλεση του προγράμματος sphc.exe

4.3 ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ DIFBAS.EXE

Βασικός στόχος του κώδικα DIFBAS όπως είχε αναφερθεί και νωρίτερα είναι η αποσυνέλιξη φασμάτων που προέρχονται από ανιχνευτές ανακρουόμενων πρωτονίων με σκοπό την μετατροπή τους σε φάσματα νετρονίων. Η διαδικασία της αποσυνέλιξης στηρίζεται στην λύση της εξίσωσης : $Y^m = A \cdot \varphi_E$ (4.3), όπου Y^m είναι το pulse height φάσμα όπως προκύπτει από τον ανιχνευτή, $A(E, E')$ η μήτρα απόκρισης του ανιχνευτή και $\varphi_E(E)$ η ροή νετρονίων. Τα ενεργειακά βήματα της μήτρας απόκρισης του ανιχνευτή είναι ταυτόσημα με τα ενεργειακά βήματα του pulse height (Y^m) και του νετρονικού φάσματος (φ_E). [Tichy88] [ManDif]

Το πρόγραμμα difbas.exe δέχεται ως είσοδο:

1. Το τροποποιημένο αρχείο όπως προκύπτει από το SPHC.EXE (9mev10.TXT)
2. Τη μήτρα απόκρισης του ανιχνευτή neut.daf
3. Ένα αρχείο που ονομάζεται difbasinp.txt

4.3.1 ΑΡΧΕΙΟ DIFBASINP.TXT

Το αρχείο difbasinp.txt έχει την μορφή που απεικονίζεται στο σχήμα 4.11. Τα ονόματα των αρχείων που περιέχει είναι τα εξής:

1. record: **ICNAME** Είναι το αρχείο που περιέχει τις αρχικές τιμές της συνδιακύμανσης δηλαδή πριν την επεξεργασία.
2. record: **OCNAME** Είναι το αρχείο που περιέχει τις τελικές τιμές της συνδιακύμανσης δηλαδή μετά την επεξεργασία.
3. record: **UVNAME** Είναι το αρχείο που χρησιμοποιείται κατά την διάρκεια της εκτέλεσης του προγράμματος και το οποίο περιέχει βοηθητικές μεταβλητές.
4. record: **QWNAME** Είναι το αρχείο που περιέχει συντελεστές απαραίτητους για τον υπολογισμό των τιμών της συνδιακύμανσης.
5. record: **CNORM** Κανονικοποίηση του a priori φάσματος⁵ και των τιμών της συνδιακύμανσης του αν επιλεγεί ‘Y’ και ‘N’ για να μην γίνει κανονικοποίηση.
6. record: **EMIN, EMAX** Η μέγιστη και η ελάχιστη ενέργεια που θα αποτελέσουν τα ενεργειακά όρια του a priori φάσματος.
7. record: **THETA** Όταν το πρόγραμμα διαβάσει από το αρχείο εισόδου (PH φάσμα) τις τιμές της συνδιακύμανσης, τοποθετεί τις τιμές αυτές σε έναν πίνακα, τον οποίο επεξεργάζεται ανάλογα με την τιμή θ που θα δώσει ο χρήστης.
 - $\theta < 0$ Οι τιμές της συνδιακύμανσης λαμβάνονται υπόψιν όπως ακριβώς είναι στο αρχείο.
 - $\theta = 0$ Μόνο η διαγώνιος του πίνακα λαμβάνεται υπ’ όψιν.
 - $\theta > 0$ Οι τιμές της συνδιακύμανσης δεν λαμβάνονται υπόψιν και το πρόγραμμα δημιουργεί Gaussian συσχετίσεις βασιζόμενο στον τύπο:

$$\text{corr } x_i x_j = \theta \cdot e^{-\frac{(L_i - L_j)^2}{2\sigma^2}}, \theta \in (0,1), i \neq j \quad (4.4)$$

όπου L_i, L_j οι τιμές του pulse height φάσματος για το i και j bin αντίστοιχα.

8. record: **VARIATION COEFFICINETS** % - Συντελεστές Μεταβλητότητας. Πρόκειται για τις τυπικές αποκλίσεις του a priori φάσματος και μπορούν να δοθούν σε βήματα (μέγιστος αριθμός βημάτων: 20). Κάθε σκαλοπάτι περιέχει δυο αριθμούς, ο πρώτος είναι η αρχική ενέργεια του σκαλοπατιού (και το τέλος του προηγούμενου

⁵ Είναι βοηθητικό φάσμα στην εκτέλεση του προγράμματος. Θα εξηγήσουμε αναλυτικά τον ρόλο του αρχείου αυτού στην ενότητα 4.3.2.

σκαλοπατιού) και ο δεύτερος είναι η τυπική απόκλιση του συγκεκριμένου σκαλοπατιού. Το τελευταίο σκαλοπάτι σταματά στην μεγίστη ενέργεια που έχει οριστεί σε προηγούμενο record (E_{max}).

9. record: **STRENGTH OF CORRELATION**- Συντελεστής Συσχέτισης. Μπορεί να χωριστεί σε σκαλοπάτια με την ίδια λογική όπως με τους συντελεστές μεταβλητότητας. Το σ μπορεί να πάρει τιμές που εξαρτώνται από το FWHM. Αναλυτικά, οι τιμές του σ προκύπτουν από τον τύπο:

$$FWHM=2.335 \cdot \sigma \quad (4.5) \quad \text{όπου} \quad FWHM(L_i) = \left(a^2 + \frac{\beta^2}{L_i} + \frac{\gamma^2}{L_i^2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot L_i \quad (4.6)$$

όπου L_i η τιμή του pulse height φάσματος για το i bin και a, β, γ οι συντελεστές της διακριτικής ικανότητας που εξαρτώνται από τον ανιχνευτή και τον φωτοπολλαπλασιαστή.

10. record: **RESOLUTION FUNCTION** – Συντελεστές απόδοσης. Οι τρεις αυτές τιμές αντιστοιχούν στις μεταβλητές a, β, γ του τύπου (1) και δίνουν το FWHM για τις διάφορες τιμές ενέργειας νετρονίων L_i . Είναι χρήσιμο για τον υπολογισμό αργότερα των συντελεστών συσχέτισης.

```

pht14.dic Αρχικές τιμές συνδιακύμανσης
pht14doc.txt Τελικές τιμές συνδιακύμανσης
pht14.dw1 ) Βοηθητικά αρχεία
pht14.dw2 )
Y Κανονικοποίηση του φάσματος
-1
0. 10.3 Ελάχιστη/ Μέγιστη τιμή ενέργειας (MeV)
-1 Τιμή του θ
-1
1
VARIATION COEFFICIENTS [%] Συντελεστής μεταβλητότητας
0.0 10. 10% για ενέργειες 0.0-7.0 MeV
7.0 8. 8% για ενέργειες 7.0-7.3 MeV
7.3 6. 6% για ενέργειες 7.3-7.5 MeV
7.5 5. 5% για ενέργειες 7.5-13.2 MeV
13.7 100. 100% για ενέργειες 13.2-14.2 MeV
14.2 5. 5% για ενέργειες 14.2- τέλος φάσματος
STRENGTH OF CORRELATION: Συντελεστής συσχέτισης
0 0.98
RESOLUTION FUNCTION & PARAMETERS:
1. 12. 25 Συντελεστές απόδοσης FWHM (α, β, γ)
END

```

Σχήμα 4.11 Δομή αρχείου difbasinp.txt

4.3.2 A PRIORI ΦΑΣΜΑ

Συχνά αναφέρθηκε ο όρος **a priori** φάσμα. Το φάσμα αυτό αποτελεί βοηθητικό αρχείο για την αποσυνέλιξη του Pulse height φάσματος καθώς βοηθά το ίδιο το πρόγραμμα να καταλήξει στο σωστό αποτέλεσμα. Ουσιαστικά αποτελεί κάτι σαν αρχική τιμή του φάσματος.

Αναλυτικά, στην περίπτωση που δεν είναι γνωστό από πριν το αποτέλεσμα της αποσυνέλιξης βάζουμε την λέξη **CONST** υποθέτοντας ουσιαστικά ένα σταθερό φάσμα, δηλαδή ένα φάσμα με σταθερό αριθμό γεγονότων για όλο το ενεργειακό εύρος που επιλέξαμε στο difbasinp.txt (record 6), δίνοντας μεγάλη προσοχή στα σκαλοπάτια και στις τιμές των συντελεστών μεταβλητότητας στο αρχείο difbasinp.txt (record 8).

Αν πάλι είναι γνωστή η μορφή του τελικού φάσματος, τότε αυτή δίνεται σε μορφή δίστηλου αρχείου με την πρώτη στήλη να είναι οι ενέργειες των νετρονίων και την δεύτερη ο αριθμός των γεγονότων. Σε αυτήν την περίπτωση, η αποσυνέλιξη θα δώσει καλύτερο προσεγγιστικά αποτέλεσμα. Είναι επιθυμητό σε αυτήν την περίπτωση να δίνονται μεγάλες τιμές στους συντελεστές μεταβλητότητας έτσι ώστε το πρόγραμμα να επεξεργάζεται το αρχικό φάσμα 'αμερόληπτα'.

4.3.3 ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ

Το πρόγραμμα difbas.exe εκτελείται όπως και το sphc.exe σε περιβάλλον του DOS. Στο σχήμα 4.12 απεικονίζεται η γραμμή εντολών για την εκτέλεση του προγράμματος. Όπως παρατηρείται, απαιτείται ως είσοδος -στο παράθυρο της γραμμής εντολών- το αρχείο όπως έχει προκύψει από το SPHC.exe καθώς και το a priori φάσμα (**CONST** ή το όνομα του φάσματος). Ως έξοδοι προκύπτουν τα εξής αρχεία.

- Ενεργειακό φάσμα νετρονίων σε μορφή **.spe** (9mev10#.SPE)
- Ενεργειακό φάσμα νετρονίων σε μορφή **.ps** (9mev10#.PS)⁶
- Ενεργειακό φάσμα νετρονίων σε μορφή **.ftd** (9mev10#.FTD)⁷
- Το αρχείο **Difbplot.txt** που περιέχει: το ενεργειακό εύρος του φάσματος, το φάσμα εισόδου, εξόδου καθώς και το a priori φάσμα, το χρόνο εκτέλεσης του

⁶ Αρχείο postscript

⁷ Δίστηλο αρχείο ASCII

προγράμματος, τον συντελεστή κανονικοποίησης καθώς και τον συντελεστή χ^2 /βαθμό ελευθερίας⁸.

- Το αρχείο **LOGBOOK.TXT** που περιέχει την πρόοδο της εκτέλεσης του προγράμματος.

```
C:\Users\Eύα\Desktop> DIFBAS.exe

Πνευματικά δικαιώματα (c) 2006 Microsoft Corporation. Με επιφύλαξη κάθε νό
δικαιώματος.

C:\Users\Eύα\Desktop> DIFBAS.exe

THE PROTON TXT FILENAME IS PRODUCED BY SPHC
ENTER PSNAME <PROTON TXT FILENAME> OR PRESS [ENTER] : 9MEU10.TXT

THE APRIORI FLUX FILE IS EITHER "CONSTANT"
OR THE .FTD OUTPUT OF DIFBAS-EVA WHEN RUN
PREVIOUSLY WITH "CONSTANT" FLUX
=====

PRESS [ENTER] FOR "CONSTANT" NEUTRON FLUX
OR TYPE THE FLUX FILE NAME (<.FTD or .TXT>): CONST

WARNING !! PREVIOUS pht14doc.txt etc FILES WILL BE DELETED
***DIFBAS***

17:18 24-12-2010

INPUT FILES:
PULSE HEIGHT SPECTRUM          9MEU10.TXT
NEUTRON SPECTRUM                9MEU10_U.SPE
OUTPUT FILES:
NEUTRON SPECTRUM<.SPE FORM>    9MEU10#U.SPE
NEUTRON SPECTRUM <2 COLUMN FTD> 9MEU10_U.FTD
A PRIORI COVARIANCE MATRIX     pht14.dic
A POSTERIORI COVARIANCE MATRIX  pht14doc.txt
UPDATING VECTORS WORKING FILE:  pht14.dw1
SECOND WORKING FILE:           pht14.dw2

-----
N, IS 184 10
NSET 260
-----
A PRIORI NEUT. SP. IS CONSTANT
REQ. NEG. INTEGRAL FLUENCE= 0.00000000

C:\Users\Eύα\Desktop>
```

Σχήμα 4.12 Γραμμή εντολών κατά την εκτέλεση του προγράμματος difbas.exe

⁸ Όσο μικρότερος τόσο καλύτερη είναι η προσέγγιση που έχει γίνει κατά την αποσυνέλιξη του φάσματος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

5.1 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΑΠΟΣΥΝΕΛΙΞΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΔΕΣΜΗΣ ΑΠΟ ΤΟΝ ΥΓΡΟ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ BC501A.

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα από την αποσυνέλιξη των οκτώ φασμάτων που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 3.2. Τα φάσματα αυτά προέρχονται από μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων και καταγράφηκαν με την βοήθεια ενός υγρού σπινθηριστή BC501A. Η αποσυνέλιξη όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο έγινε με τη βοήθεια κατάλληλου λογισμικού που ονομάζεται DIFBAS.

5.1.1 ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΣΕ ΤΙΜΕΣ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Όπως είχε αναφερθεί και στην ενότητα 4.3.2, τα φάσματα όπως προκύπτουν από τον πολυκαναλικό αναλυτή πρέπει να μετατραπούν σε αρχεία κατάλληλα για επεξεργασία. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω του προγράμματος SPHC.exe, πρώτα όμως πρέπει να βαθμονομηθούν έτσι ώστε να υπολογιστούν οι συντελεστές του gain και zero shift. Αρχικά, πρέπει να βρεθεί η αντιστοιχία των ενεργειών των νετρονίων σε απόκριση του φωτός (light units), η οποία απεικονίζεται στον πίνακα 5.1.

Πίνακας 5.1

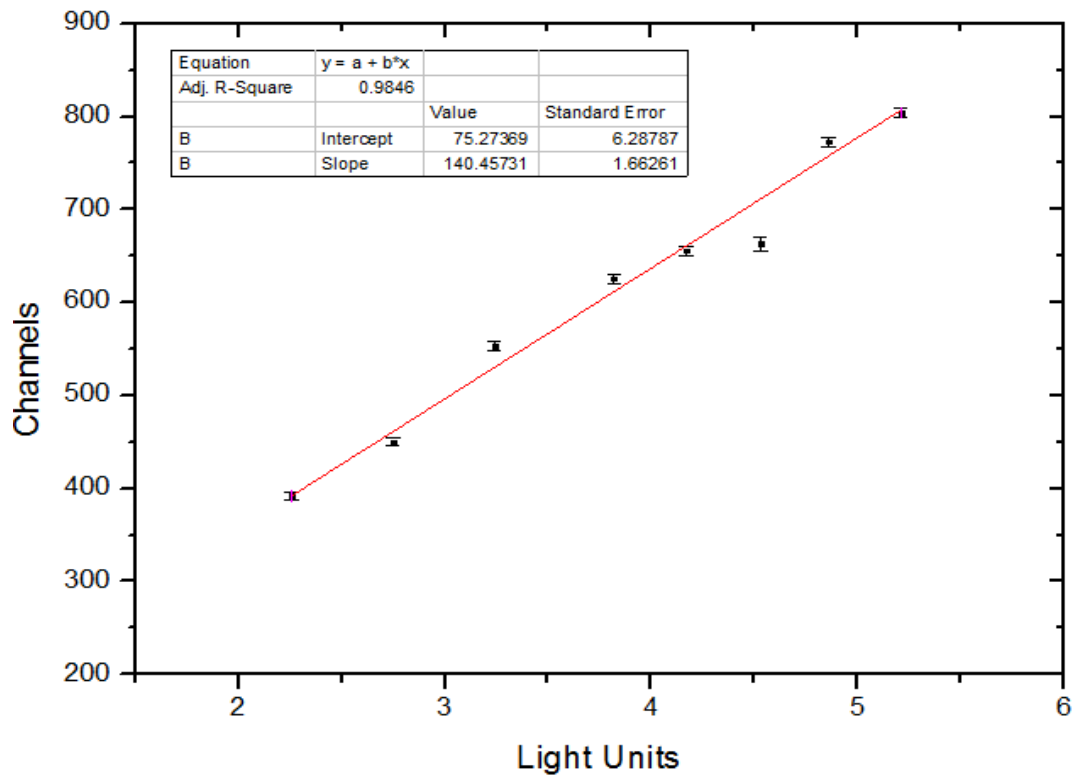
Ενέργεια Νετρονίων (MeV)	Απόκριση του φωτός (L.U)
5.5	2.26
6.25	2.75
7.0	3.24
8.0	3.82
8.5	4.17
9.0	4.53
9.5	4.86
10.0	5.21

Με την βοήθεια του παραπάνω πίνακα και του πίνακα 5.2 που περιέχει τον αριθμό του καναλιού που αντιστοιχεί στο μέσο της πτώσης κάθε φάσματος, θα γίνει η βαθμονόμηση των οκτώ φασμάτων.

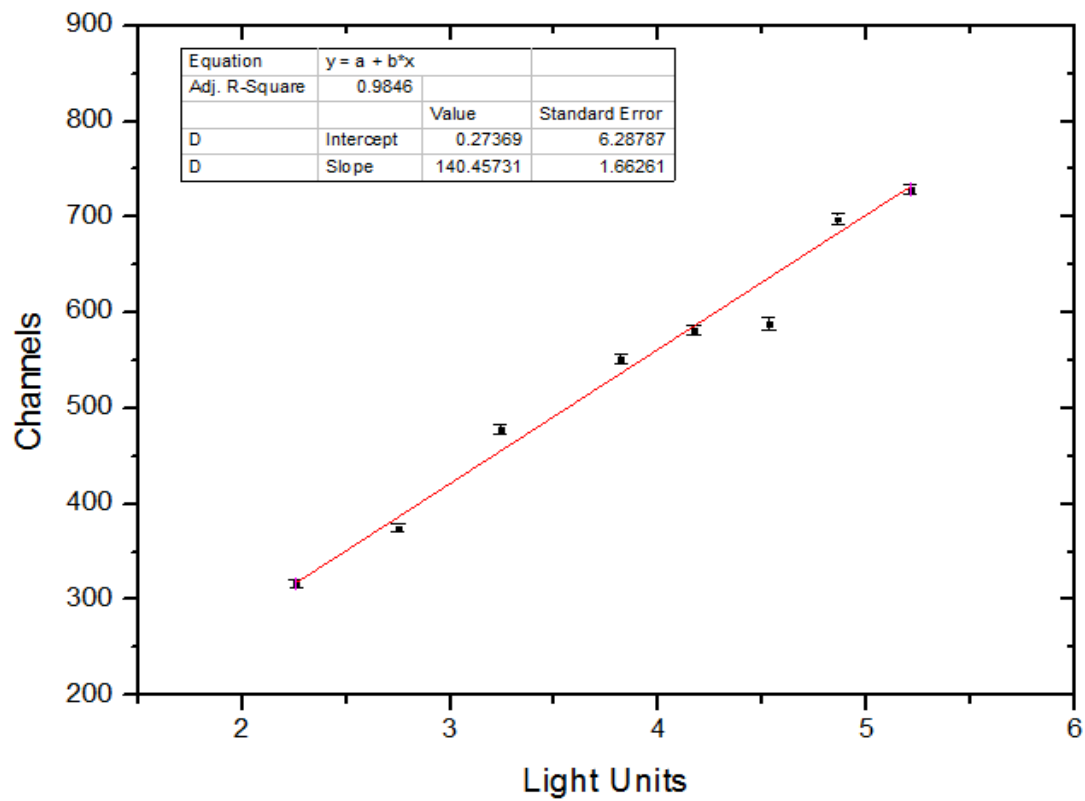
Πίνακας 5.2

Απόκριση του φωτός (L.U.)	Αριθμός Καναλιού	Σφάλμα Αρ. Καναλιού
5.21	804	5
4.86	773	5
4.53	663	7
4.17	656	5
3.82	626	5
3.24	553	5
2.75	450	4
2.26	392	4

Παρακάτω στο σχήμα 5.1 απεικονίζεται η βαθμονόμηση των φασμάτων σε τιμές απόκρισης του φωτός. Με τη βοήθεια κατάλληλου λογισμικού υπολογίστηκε η ευθεία που προσεγγίζει τα σημεία του γραφήματος κατά τα βέλτιστο δυνατό τρόπο. Από τις τιμές του a και b της βέλτιστης ευθείας, υπολογίζονται οι συντελεστές gain και zero shift, οι οποίοι είναι ίσοι με $G=140.46\pm 1.66$ (Channel/L.U.) και $ZS=75\pm 6$ (channels). Παρατηρούμε ότι ο συντελεστής μετατόπισης της ευθείας ZS, αποτελεί ταυτόχρονα και τον αριθμό των μηδενικών καναλιών που βρίσκονται στην αρχή όλων των φασμάτων, που οφείλει την ύπαρξη του στο lower level του PSA/T-SCA. Για την ευκολότερη επεξεργασία των φασμάτων από τα προγράμματα SPHC και DIFBAS, αφαιρέθηκαν από όλα τα φάσματα, τα 75 πρώτα κανάλια χωρίς να αλλάζει η μορφή του φάσματος, καθώς είναι όλα τους μηδενικά. Με αυτόν τον τρόπο, η βαθμονόμηση σε τιμές απόκρισης του φωτός έγινε όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.2 και η ευθεία που προσεγγίζει τα σημεία του γραφήματος κατά τα βέλτιστο δυνατό τρόπο έχει ως συντελεστές τους $G=140.46\pm 1.66$ (Channel/L.U.) και $ZS=0\pm 6$ (channels).



Σχήμα 5.1 Βαθμονόμηση των φασμάτων σε τιμές απόκρισης του φωτός



Σχήμα 5.2 Βαθμονόμηση των τροποποιημένων φασμάτων σε τιμές απόκρισης του φωτός

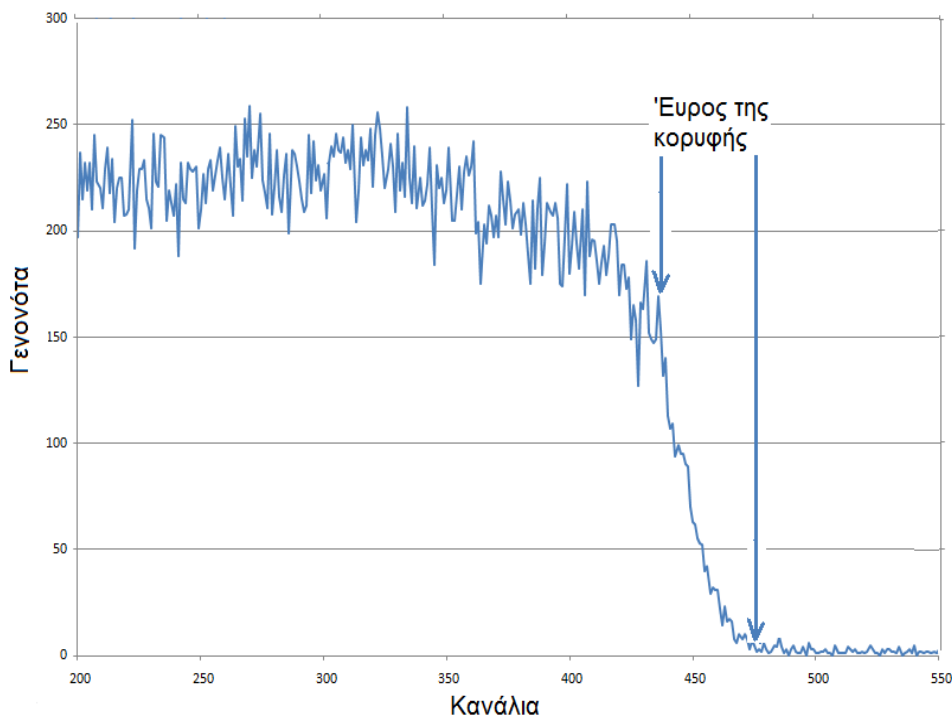
5.1.2 ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ DIFBAS ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Χρησιμοποιώντας τις τιμές που υπολογίστηκαν προηγουμένως για το **Gain** και το **Zero Shift** εκτελείται το πρόγραμμα SPHC, το οποίο δίνει ως έξοδο οκτώ φάσματα κατάλληλα για επεξεργασία από το πρόγραμμα Difbas. Για την εκτέλεση του προγράμματος Difbas, χρειάζεται η σωστή προετοιμασία του αρχείου difbasinp.txt. Αρχικά, απαιτείται ο υπολογισμός του εύρους της κορυφής που θα είναι χρήσιμος για τους συντελεστές μεταβλητότητας. Αναλυτικά, το εύρος της κορυφής

```
pht14.dic
pht14doc.txt
pht14.dwl
pht14.dw2
0. 7.6
-1
VARIATION COEFFICIENTS [%]
0 10.
6.65 100.
7.15 15.
STRENGTH OF CORRELATION:
0 0.98
RESOLUTION FUNCTION & PARAMETERS:
1. 12. 25
END
```

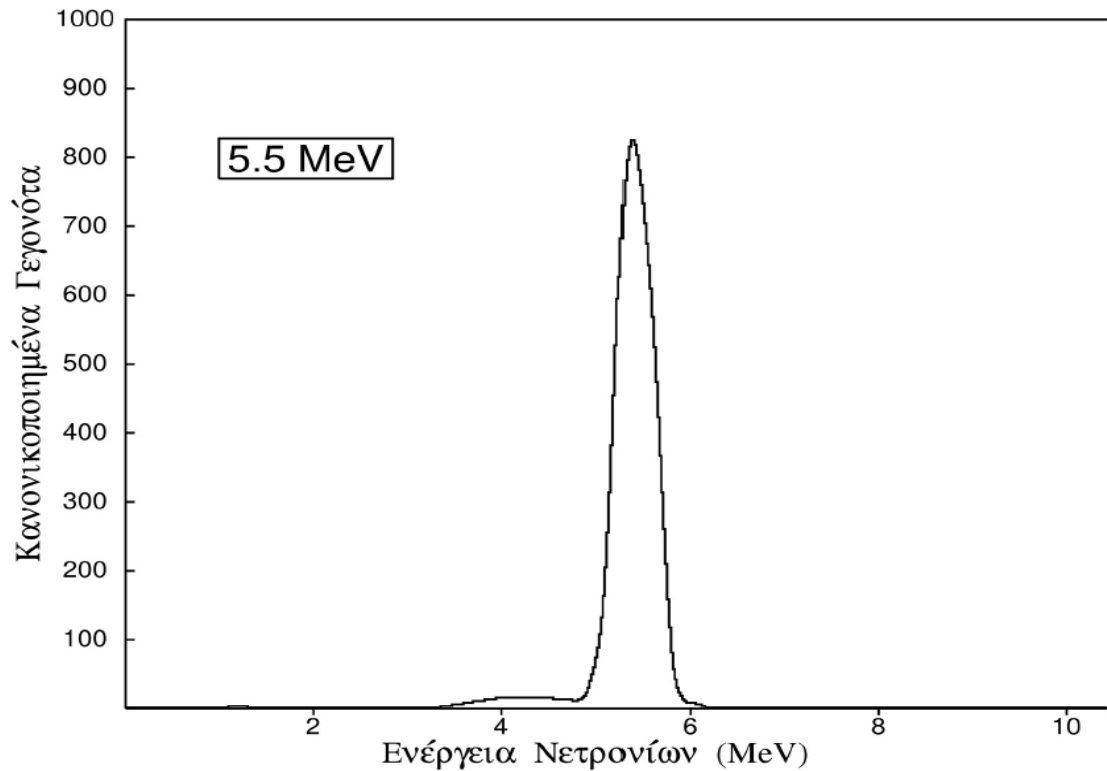
υπολογίζεται από το εύρος της πτώσης του φάσματος όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.3. Το εύρος αυτό υπολογίζεται σε ενέργεια νετρονίων και όχι σε τιμές απόκρισης του φωτός και για το εύρος αυτό θεωρείται ότι η τιμή της τυπικής απόκλισης είναι 100%, ενώ για ενέργειες μικρότερες ή μεγαλύτερες η τυπική απόκλιση είναι της τάξης του 10-15%, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.4.

Σχήμα 5.4. Αρχείο Difbasinp.txt για τα 7 MeV νετρονίων

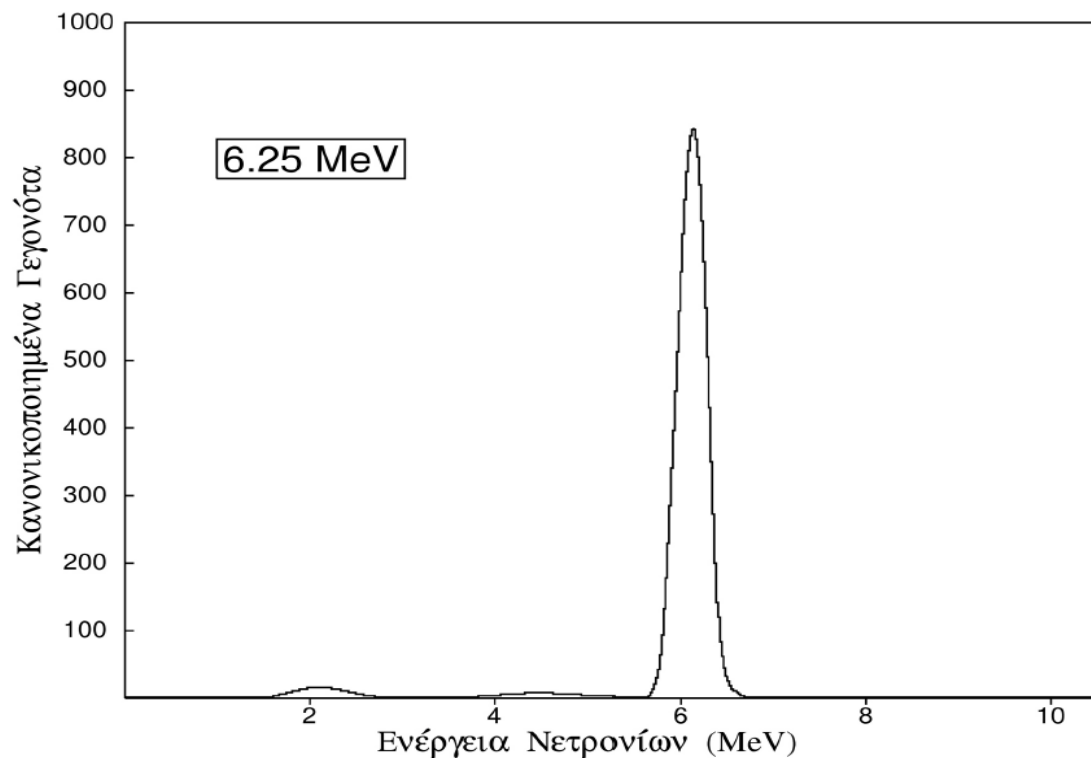


Σχήμα 5.3. Υπολογισμός του εύρους της κορυφής σε ένα φάσμα

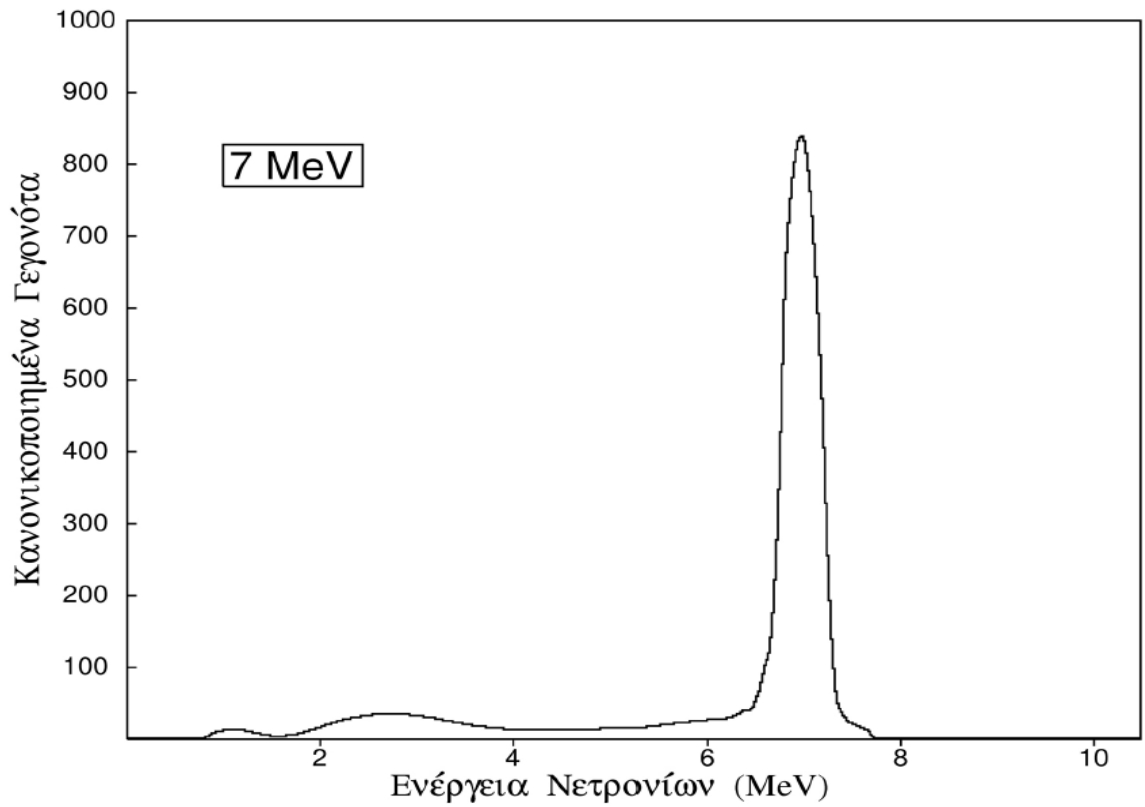
Συνεπώς, από την εκτέλεση του προγράμματος Difbas.exe προέκυψαν για τις οκτώ ενέργειες νετρονίων τα παρακάτω φάσματα.



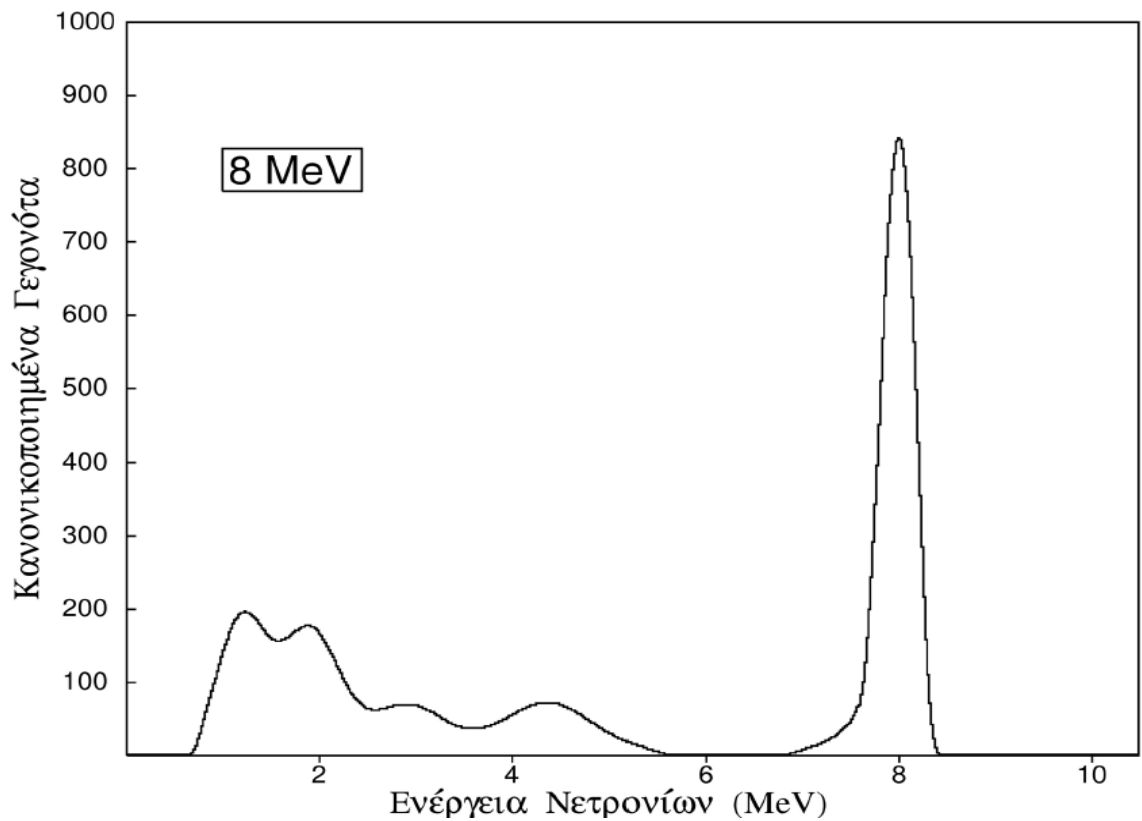
Σχήμα 5.4 Νετρονικό φάσμα των 5.5 MeV



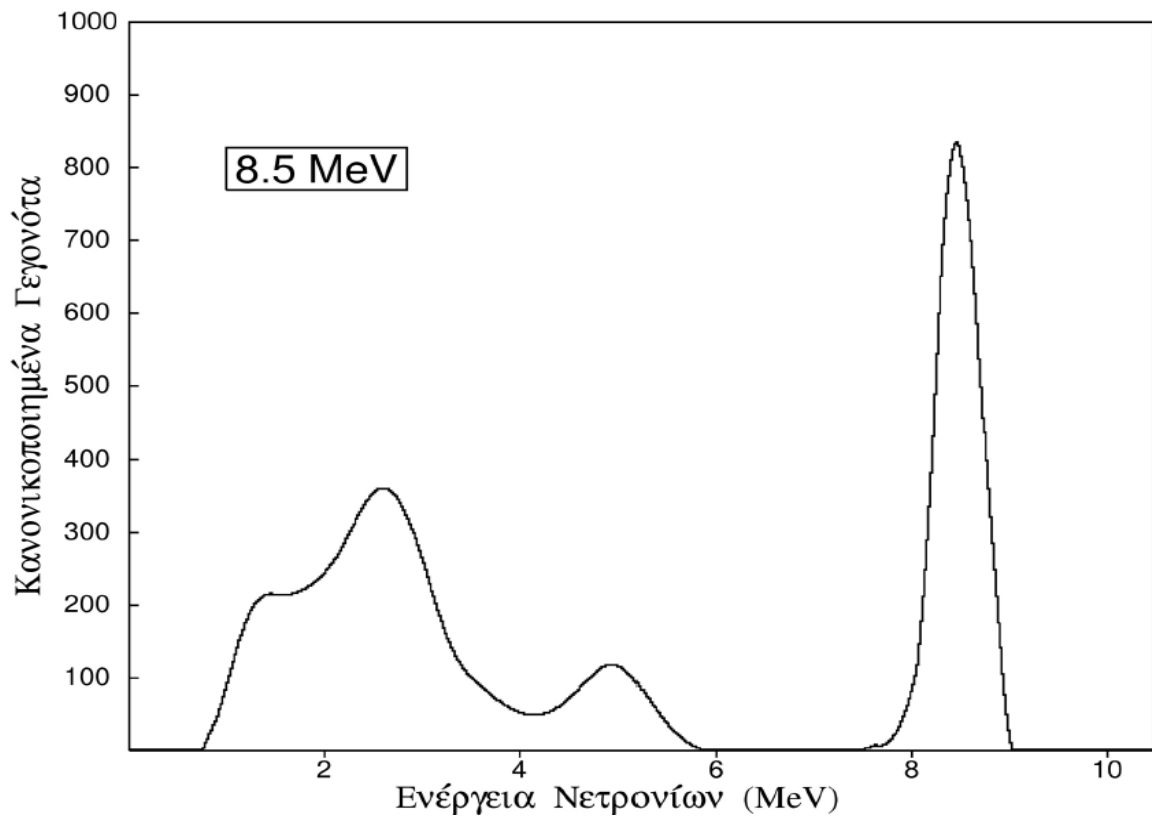
Σχήμα 5.5 Νετρονικό φάσμα των 6.25 MeV



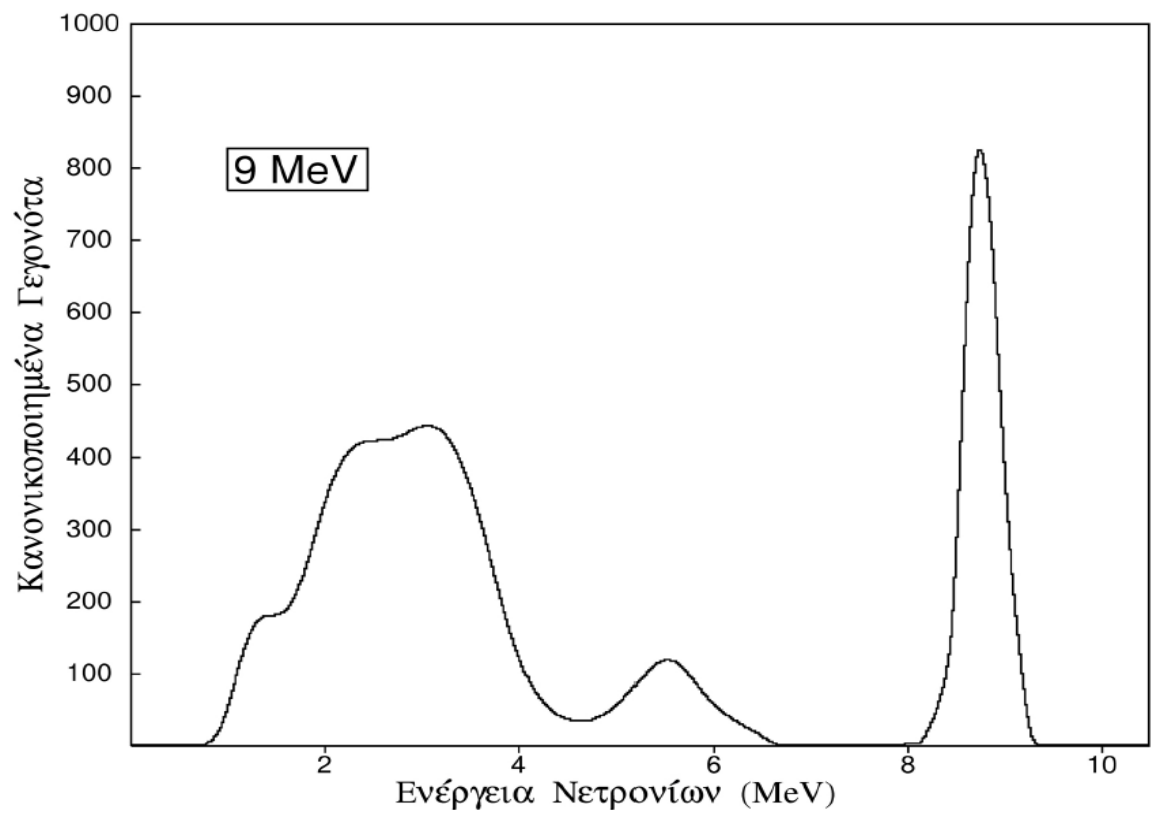
Σχήμα 5.6 Νετρονικό φάσμα των 7.0 MeV



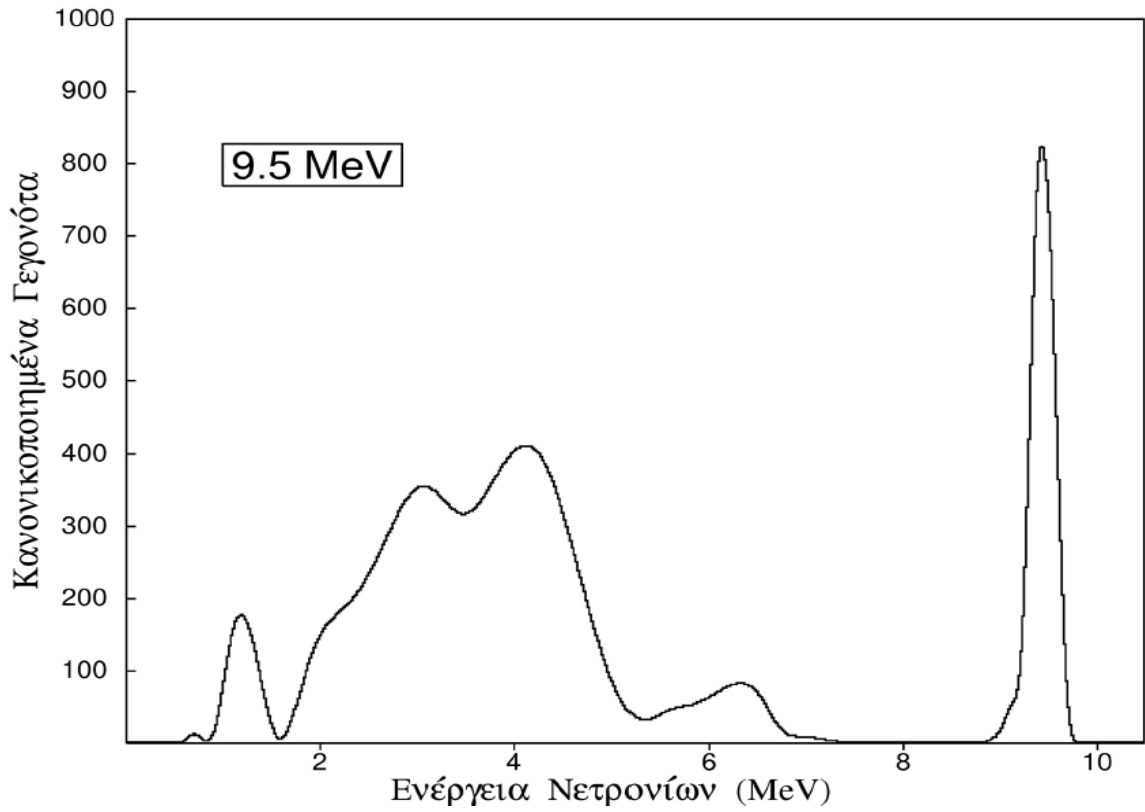
Σχήμα 5.7 Νετρονικό φάσμα των 8.0 MeV



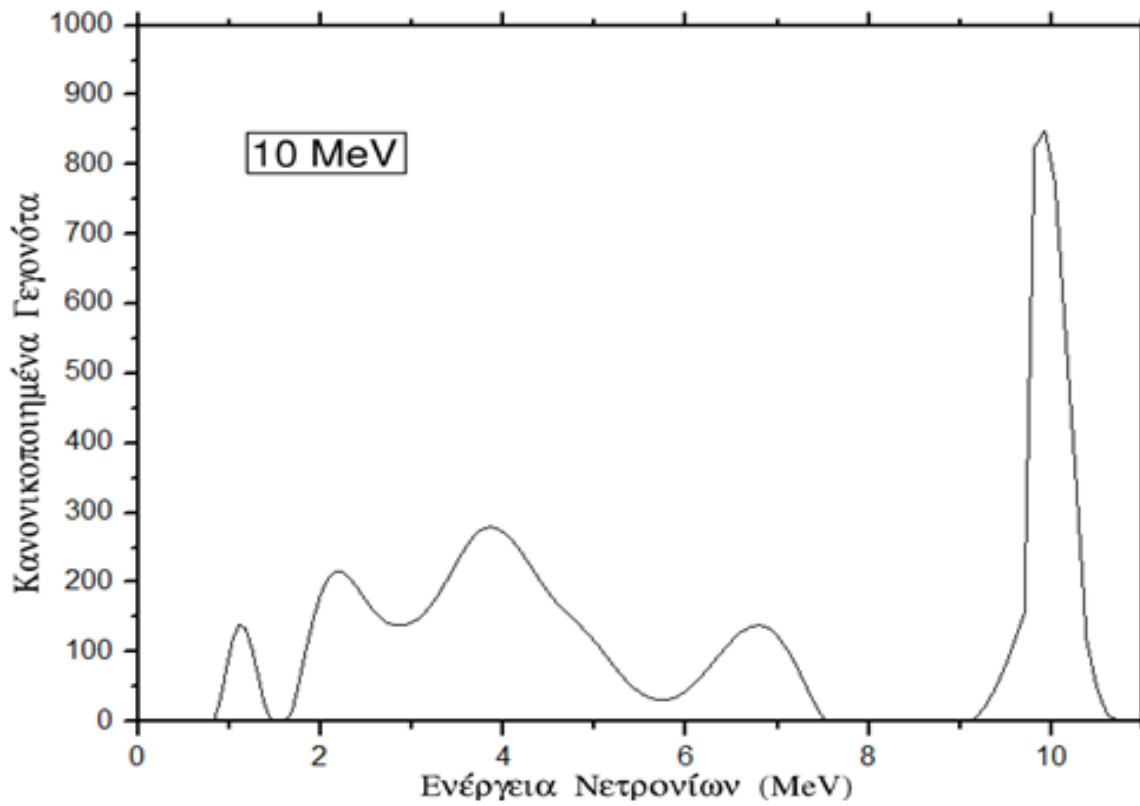
Σχήμα 5.8 Νετρονικό φάσμα των 8.5 MeV



Σχήμα 5.9 Νετρονικό φάσμα των 9.0 MeV



Σχήμα 5.10 Νετρονικό φάσμα των 9.5 MeV



Σχήμα 5.11 Νετρονικό φάσμα των 10.0 MeV

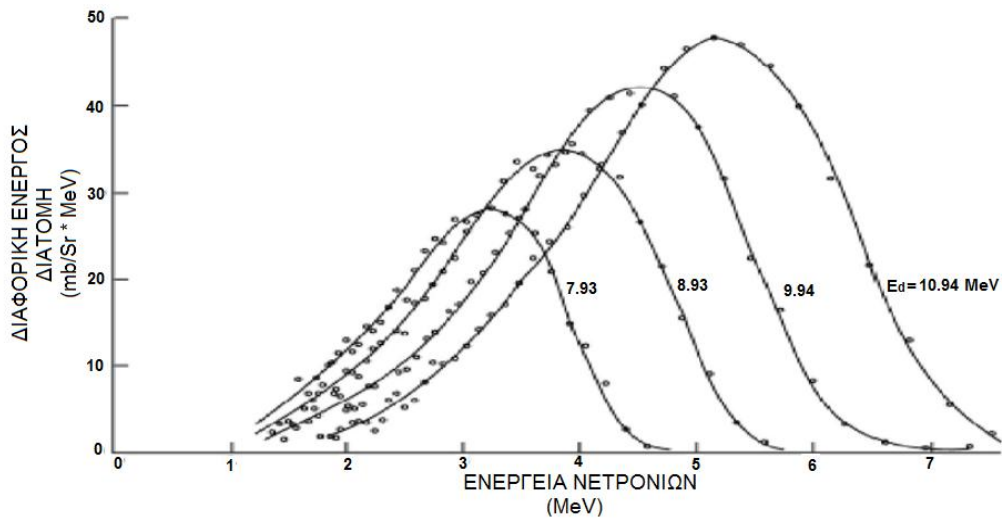
Τα φάσματα αυτά προέκυψαν από την αποσυνέλιξη των αντίστοιχων pulse height φασμάτων και όπως εύκολα κάποιος παρατηρεί δεν είναι αυστηρώς μονοενεργειακά. Από τα 7 MeV και πάνω, ο υγρός σπινθηριστής κατέγραφε και νετρόνια χαμηλότερων ενεργειών τα οποία όλο και αυξάνονταν σε πλήθος καθώς αυξάνονταν η ενέργεια των νετρονίων με εξαίρεση τα 10 MeV, όπου τα παρασιτικά νετρόνια μειωθήκαν σε σχέση με τα αυτά των 9.5 MeV. Αυτό οφείλεται πιθανότατα στο γεγονός ότι η δέσμη στην ενέργεια αυτή προσέπιπτε στην κυψελίδα δευτερίων ευθυγραμμισμένα, εκπέμποντας αναλογικά περισσότερα νετρόνια που αντιστοιχούν στην μονοενεργειακή δέσμη σε σχέση με τις ακτίνες γ αλλά και τα παρασιτικά νετρόνια, με αποτέλεσμα να έχει αυτήν την μορφή.

Όσον αφορά στα **παρασιτικά νετρόνια** όπως ονομάζονται, οφείλουν την ύπαρξη τους σε άλλες αντιδράσεις εκτός της ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ (D-D) αντίδρασης. Αναλυτικά, η μονοχρωματικότητα της δέσμης νετρονίων, επηρεάζεται κυρίως από τις αντιδράσεις διάλυσης του δευτερίου ${}^2\text{H}(d,pn){}^2\text{H}$ και ${}^2\text{H}(d,2n){}^2\text{He}$ αλλά και από την αλληλεπίδραση της δέσμης του επιταχυντή με τον στόχο, με τα παράθυρα διαχωρισμού των αέριων στόχων από το κενό και με τα κατευθυντήρια διαφράγματα του επιταχυντή **[Vlast]**.

Αρχικά, οι αντιδράσεις διάλυσης του δευτερίου ${}^2\text{H}(d,pn){}^2\text{H}$ και ${}^2\text{H}(d,2n){}^3\text{H}$ επηρεάζουν την μονοχρωματικότητα της ροής νετρονίων όταν η ενέργεια της δέσμης δευτερίων ξεπεράσει τις ενέργειες των 4.45 και 8.9 MeV αντίστοιχα για κάθε αντίδραση. Τέτοιου είδους αντιδράσεις οδηγούν στην πλάτυνση της ενεργειακής κατανομής των νετρονίων ενώ παράλληλα παράγονται και παρασιτικά νετρόνια με ενέργεια πολύ μικρότερη από την κύρια δέσμη νετρονίων. Όταν η ενέργεια δευτερίων αυξάνεται από τα 5 MeV στα 10 MeV, η ενεργός διατομή της αντίδρασης διάλυσης αυξάνεται κατά 50 φορές περίπου **[PERD]**. Συνεπώς, για ενέργειες δευτερίων από τα 8 MeV και πάνω, παρατηρείται πειραματικά μια διεύρυνση των ενεργειών νετρονίων από την αντίδραση διάλυσης, η οποία φτάνει το 10% **[CIER83]** της κύριας δέσμης νετρονίων που παράγεται από την D-D αντίδραση. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης διάλυσης για διάφορες ενέργειες δευτερίων παρουσιάζεται στο σχήμα 5.12, όπου μπορούμε να διαπιστώσουμε τις ενέργειες των νετρονίων που παράγονται από την αντίδραση αυτή.

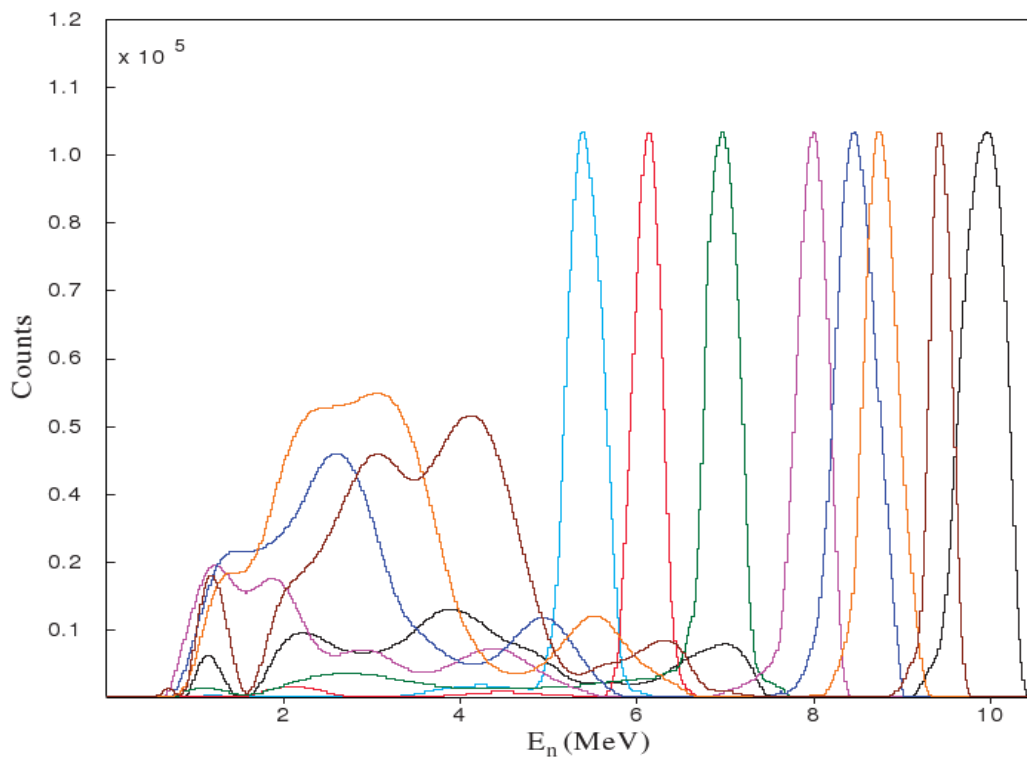
Επιπλέον, έχουμε τις αντιδράσεις ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(d,n)$ και ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(d,2n)$ που οφείλονται στην αλληλεπίδραση του δευτερίου με το παράθυρο μολυβδαινίου. Οι αντιδράσεις αυτές

ανοίγουν για ενέργειες δευτερίων από 4MeV και πάνω και παρουσιάζουν ραγδαία αύξηση μέχρι τα 10 MeV.

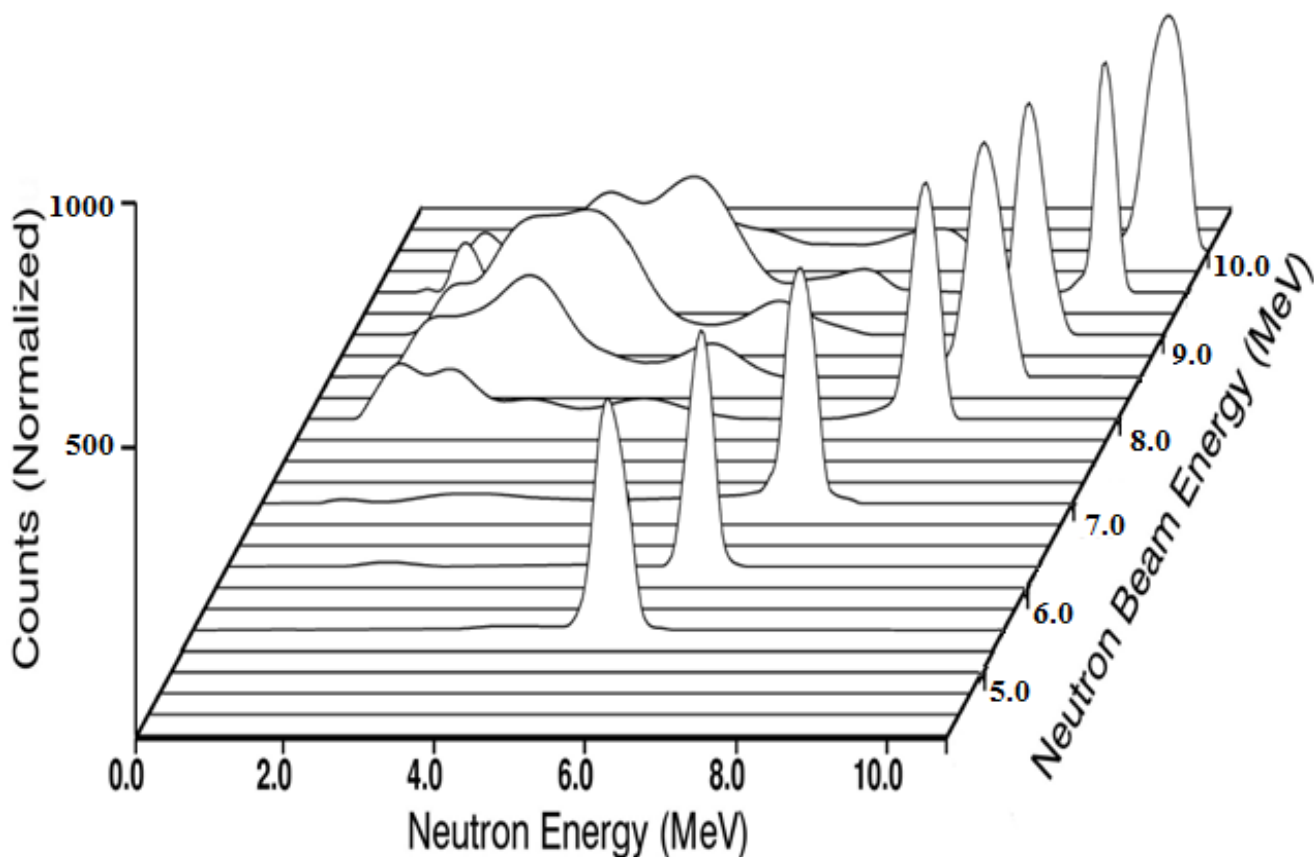


Σχήμα 5.12 Ενεργειακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων σε γωνία 0° για ενέργειες δευτερίων από τα 7.93 μέχρι τα 10.94 MeV για αντιδράσεις διάλυσης [LBP62]

Για να παρατηρήσουμε καλύτερα την τάση αυτή που αναφέραμε προηγουμένως, ακολουθούν τα σχήμα 5.13 και 5.14, στα οποία απεικονίζονται όλα τα φάσματα σε δισδιάστατη και τρισδιάστατη μορφή.



Σχήμα 5.13 Δισδιάστατη απεικόνιση όλων των ενεργειακών φασμάτων από τα 5.5 μέχρι τα 10 MeV

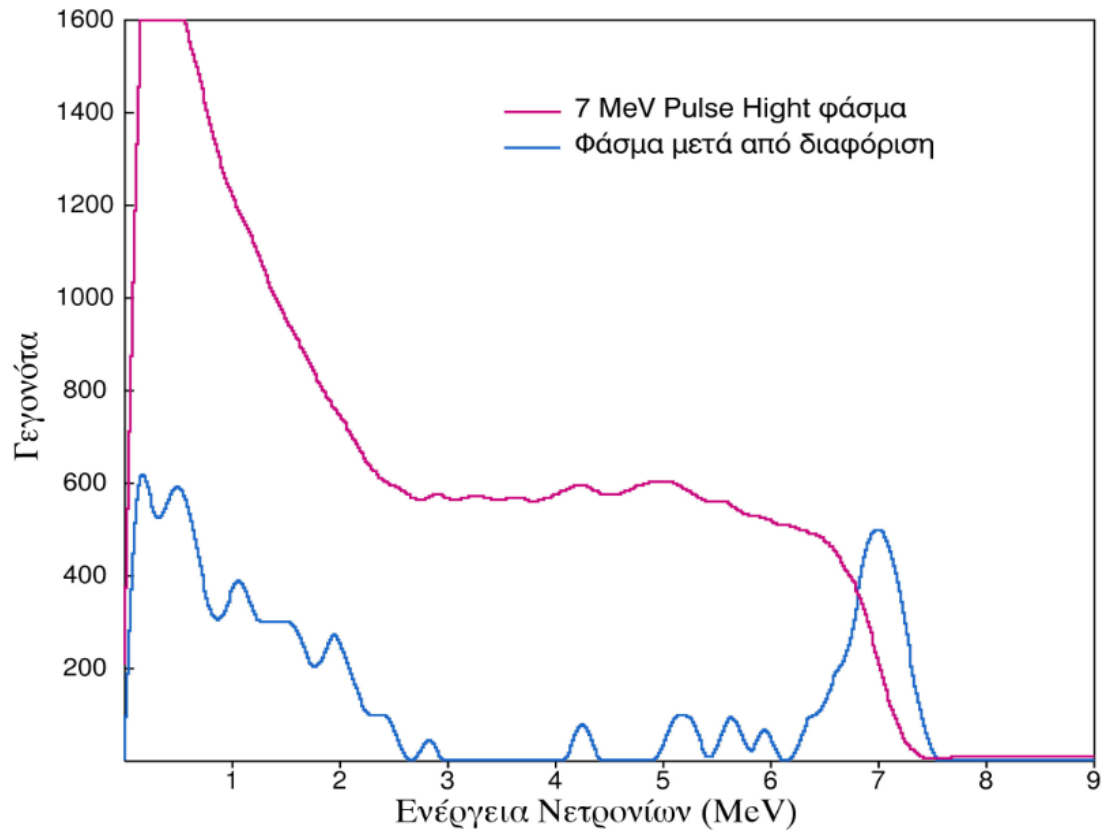


Σχήμα 5.14 Τρισδιάστατη απεικόνιση όλων των ενεργειακών φασμάτων από τα 5.5 μέχρι τα 10 MeV

5.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΜΟΝΟΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗΣ ΔΕΣΜΗΣ - ΠΛΑΤΟΣ ΤΗΣ ΚΟΡΥΦΗΣ ΣΤΟ ΜΙΣΟ ΤΟΥ ΜΕΓΙΣΤΟΥ ΥΨΟΥΣ (FWHM)

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής υπολογίστηκε και το πλάτος της κορυφής της δέσμης νετρονίων στο μισό του μέγιστου ύψους, γνωστό και ως Full Width at Half Maximum (**FWHM**). Ο υπολογισμός του δεν έγινε στα τελικά φάσματα όπως απεικονίζονται στην προηγούμενη ενότητα, διότι το πρόγραμμα αποσυνέλιξης difbas δεν δίνει ακριβή ποσοτικά και ποιοτικά αποτελέσματα, γεγονός που το θέτει λιγότερο αξιόπιστο στον προσδιορισμό του FWHM. Γι αυτόν τον λόγο, ο προσδιορισμός του έγινε απευθείας από τα φάσματα όπως προέκυπταν από τον υγρό σπινθηριστή, δηλαδή τα pulse height φάσματα με την βοήθεια ενός προγράμματος που κατασκευάστηκε αποκλειστικά για αυτόν τον λόγο. Το πρόγραμμα αυτό ονομάζεται **FINDMP.exe** (**ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ**) και στόχο έχει την διαφόριση των φασμάτων, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.15. Από την διαφόριση των οκτώ αυτών φασμάτων και με την βοήθεια του προγράμματος **SPECTRW**, έγινε ο ακριβής

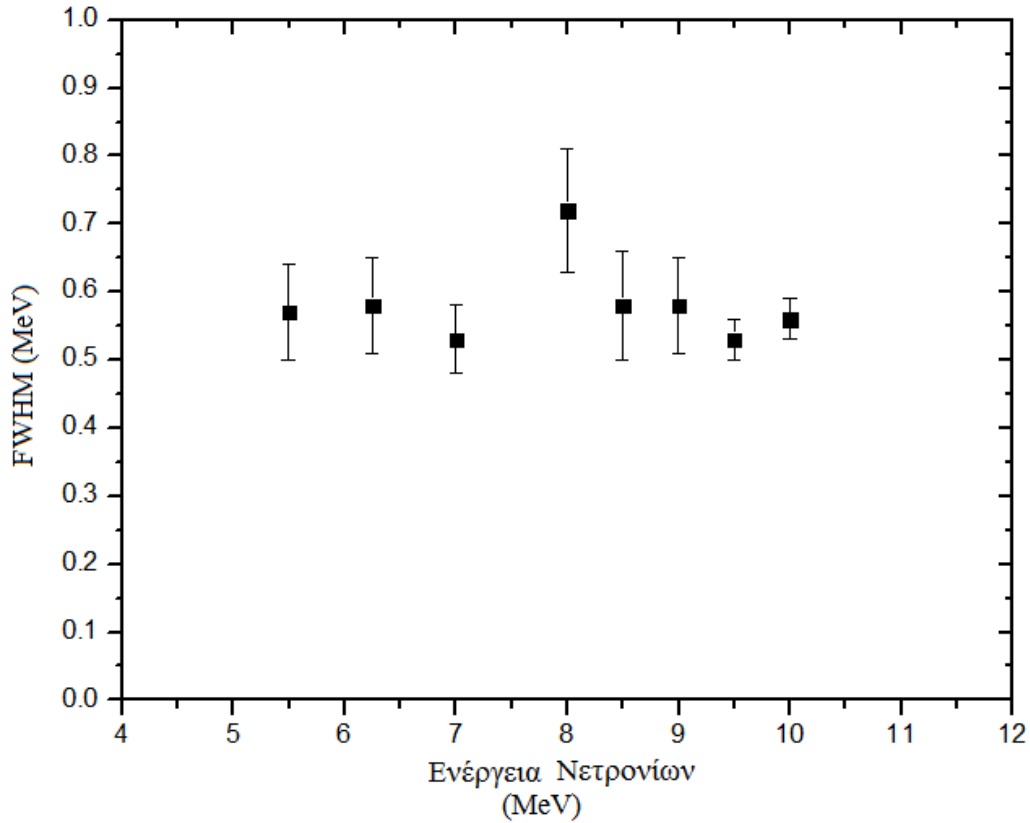
προσδιορισμός του FWHM ο οποίος απεικονίζεται στον πίνακα 5.3 και στο σχήμα 5.16. Όπως παρατηρείται, το FWHM διατηρείται σταθερό εντός σφάλματος, καθώς αυξάνεται η ενέργεια των νετρονίων όπως ήταν και αναμενόμενο [Klein82].



Σχήμα 5.15 Φάσμα των 7 MeV πριν και μετά τη διαφορίση με το πρόγραμμα FINDMP.exe

Πίνακας 5.3

Ενέργεια Νετρονίων (MeV)	FWHM (MeV)	Σφάλμα FWHM (MeV)
5.5	0.57	0.07
6.25	0.58	0.07
7.0	0.53	0.05
8.0	0.72	0.09
8.5	0.58	0.08
9.0	0.58	0.07
9.5	0.53	0.03
10.0	0.56	0.03



Σχήμα 5.16 Γράφημα του FWHM συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων

5.3 ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΗ ΑΠΟΔΟΣΗ

Ως απόδοση ενός ανιχνευτή εννοούμε το ποσοστό των γεγονότων που θα καταγράψει ο ανιχνευτής, σε σχέση με τον συνολικό αριθμό γεγονότων που έφτασαν μπροστά στο παράθυρό του και ορίζεται από τον λόγο:

$$A. E. = \frac{N_d}{N_n} \quad (5.1)$$

όπου N_d τα καταγεγραμμένα γεγονότα της κορυφή σε κάποιο χρονικό διάστημα και N_n τα γεγονότα που έφτασαν μπροστά στο παράθυρο του ανιχνευτή στον ίδιο χρόνο.

Ο υπολογισμός του N_d είναι σχετικά εύκολος και απαιτεί αρχικά την ολοκλήρωση όλων των φασμάτων πριν την αποσυνέλιξη τους σε όλο το ενεργειακό τους εύρος και την αφαίρεση ύστερα του ποσοστού των παρασιτικών νετρονίων. Αναλυτικά, αφού ολοκληρώθηκαν όλα τα ενεργειακά φάσματα των σχημάτων 3.2 έως 3.9 έτσι ώστε να βρεθεί ο συνολικός αριθμός των γεγονότων που καταγράφηκαν από τον υγρό σπινθηριστή. Όμως, ένα μέρος των γεγονότων αυτών οφείλεται σε παρασιτικά

νετρόνια τα οποία δεν συμπεριλαμβάνονται στην πληροφορία της ενεργού διατομής της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ και γι αυτόν υπολογίζουμε το λόγο των γεγονότων της κορυφής προς τον συνολικό αριθμό των γεγονότων. Το ποσοστό αυτό το υπολογίζεται από τα φάσματα των σχημάτων 5.4 έως 5.11, διαιρώντας τα γεγονότα της κορυφής προς τον συνολικό αριθμό των γεγονότων, το οποίο ύστερα αφαιρέθηκε από τα καταγεγραμμένα γεγονότα. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα 5.4.

Πίνακας 5.4

Ενέργεια Νετρονίων (MeV)	Καταγεγραμμένα Νετρόνια	$\frac{\text{Χρήσιμα Νετρ.}}{\text{Σύνολο Νετρ.}}$	Νετρόνια Κορυφής
5.5	44.320	1,00	44.320
6.25	58.350	0,940	54.850
7.0	131.160	0,815	106.900
8.0	220.070	0,414	91.110
8.5	278.700	0,306	85.200
9.0	781.290	0,228	178.300
9.5	3.043.500	0,150	456.550
10.0	1.560.820	0,343	535.350

Ο υπολογισμός του N_n είναι σχετικά πιο περίπλοκος και στηρίζεται στον τύπο που ακολουθεί:

$$d\sigma = \frac{N_n}{N_{deut} \cdot N_o} \quad (5.2)$$

όπου:

- N_o ο αριθμός των δευτερίων που βρίσκονται μέσα στην κυψελίδα (gas cell) που υπολογίζεται μέσω της καταστατικής εξίσωσης των αερίων σε μονάδες δευτέρια/cm².
- $d\sigma$ η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ που είναι γνωστή βιβλιογραφικά, πολλαπλασιασμένη επί την στερεά γωνία του ανιχνευτή που είναι ίση με $\Omega=0.000354$ ($\Omega=\frac{S}{L^2}$, όπου $S=\pi \cdot R^2=30\text{cm}^2$ και $L=292\text{cm}$)
- N_{deut} ο συνολικός αριθμός των δευτερίων της δέσμης που 'χτύπησαν' την κυψελίδα κατά την διάρκεια του πειράματος και ο οποίος υπολογίζεται μέσω του ρεύματος των δευτερίων που καταγράφηκε για κάθε ενέργεια νετρονίων.

Από τα παραπάνω δεδομένα προκύπτει ο παρακάτω πίνακας (πίνακας 5.5) που περιλαμβάνει και τον αριθμό των νετρονίων που φτάνουν στο παράθυρο του υγρού σπινθηριστή.

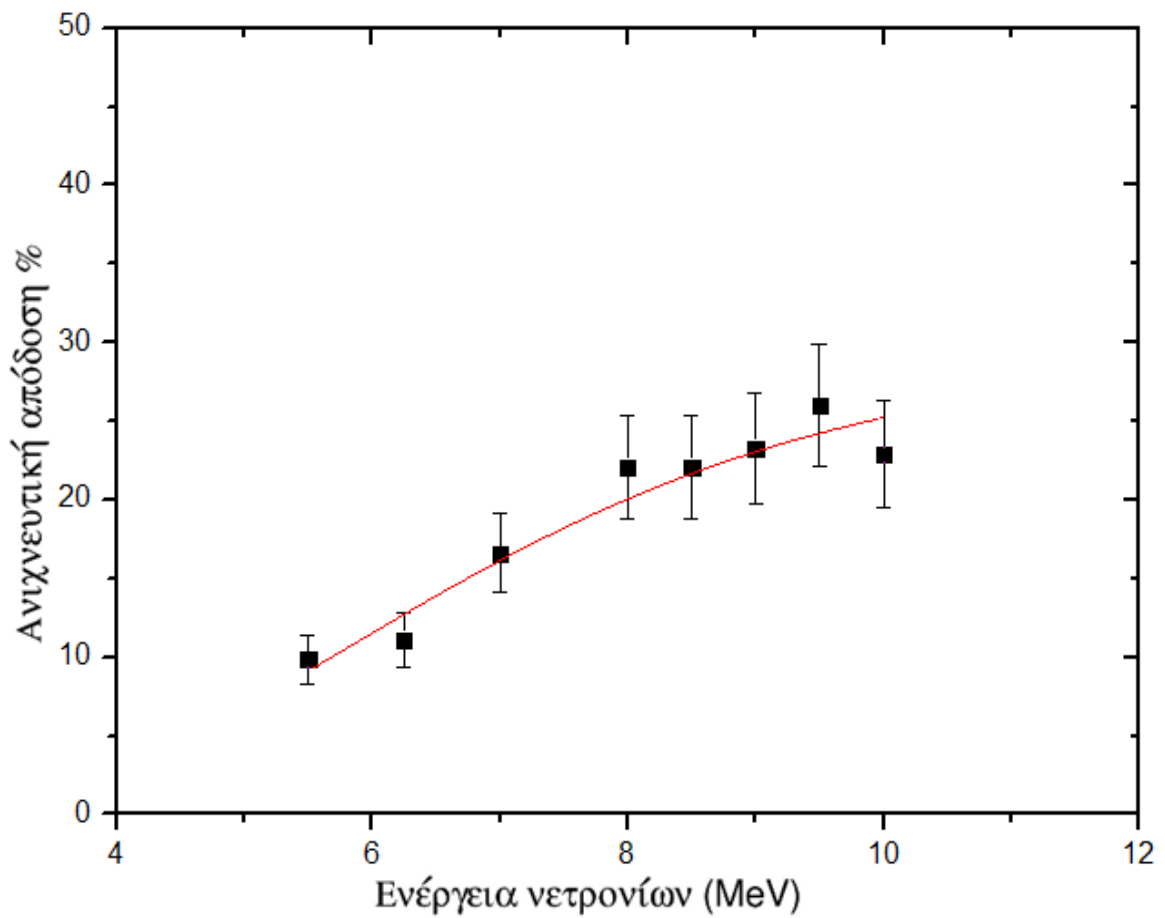
Πίνακας 5.5

Εν.Νετρονίων MeV	N_{deut}	N_0	$d\sigma/d\Omega$ (barn/st)	$d\sigma$ (cm²)	N_n
5.5	$1.91 \cdot 10^{14}$	$8.156 \cdot 10^{19}$	0.0805	$2.851 \cdot 10^{-29}$	$4.44 \cdot 10^5$
6.25	$1.99 \cdot 10^{14}$	$8.156 \cdot 10^{19}$	0.0857	$3.034 \cdot 10^{-29}$	$4.94 \cdot 10^5$
7.0	$2.48 \cdot 10^{14}$	$8.156 \cdot 10^{19}$	0.0897	$3.176 \cdot 10^{-29}$	$6.43 \cdot 10^5$
8.0	$1.49 \cdot 10^{14}$	$8.338 \cdot 10^{19}$	0.0937	$3.318 \cdot 10^{-29}$	$4.13 \cdot 10^5$
8.5	$1.32 \cdot 10^{14}$	$8.609 \cdot 10^{19}$	0.0953	$3.374 \cdot 10^{-29}$	$3.85 \cdot 10^5$
9.0	$2.47 \cdot 10^{14}$	$9.063 \cdot 10^{19}$	0.0966	$3.420 \cdot 10^{-29}$	$7.67 \cdot 10^5$
9.5	$5.62 \cdot 10^{14}$	$9.063 \cdot 10^{19}$	0.0975	$3.452 \cdot 10^{-29}$	$1.76 \cdot 10^6$
10.0	$6.76 \cdot 10^{14}$	$9.969 \cdot 10^{19}$	0.0982	$3.477 \cdot 10^{-29}$	$2.34 \cdot 10^6$

Από τα παραπάνω δεδομένα, εύκολα προκύπτει η ανιχνευτική απόδοση του υγρού σπινθηριστή και για τις οκτώ ενέργειες νετρονίων. Οι τιμές αυτές καταγράφονται στον πίνακα 5.6 μαζί με το αντίστοιχα σφάλματα τους και απεικονίζονται στο σχήμα 5.17. Το σφάλμα είναι της τάξης του 15% της τιμής της ανιχνευτικής απόδοσης. Είναι αρκετά μεγάλο διότι προκύπτει από πράξεις μεταξύ αριθμών που έχουν και αυτοί με την σειρά τους αρκετά μεγάλο σφάλμα.

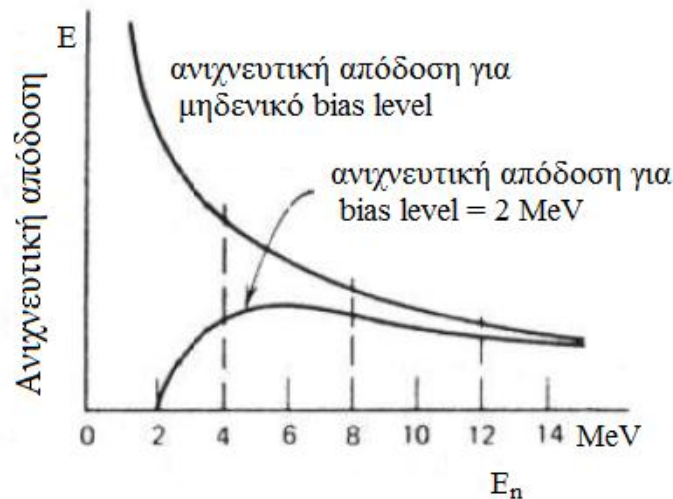
Πίνακας 5.6

Εν.Νετρονίων MeV	Ανιχνευτική Απόδοση (%)	Σφάλμα Ανιχν. Απόδοσης (%)
5.5	9.9	±1.5
6.25	11.1	±1.7
7.0	16.6	±2.5
8.0	22.1	±3.3
8.5	22.1	±3.3
9.0	23.3	±3.5
9.5	26.0	±3.9
10.0	22.9	±3.4



Σχήμα 5.17 Ανιχνευτική απόδοση επί της % του υγρού σπινθηριστή BC501A

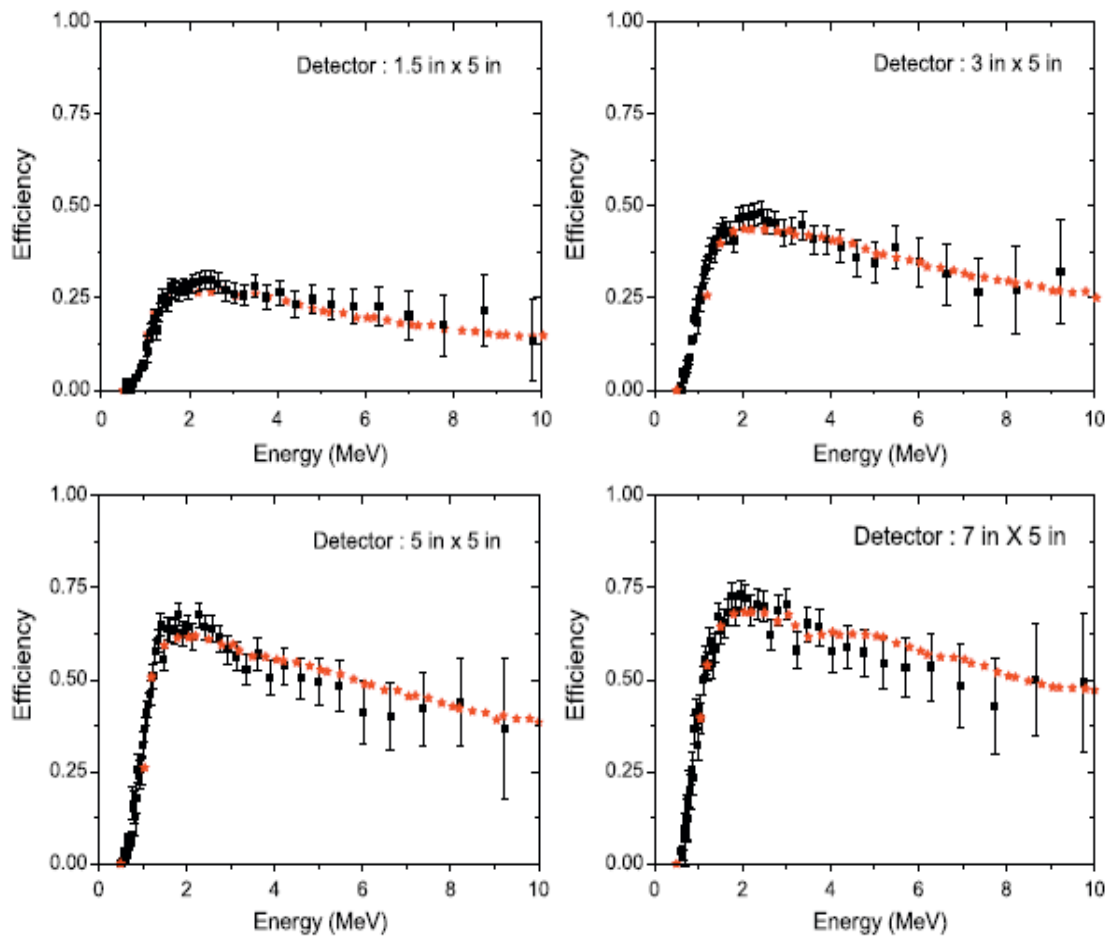
Η ανιχνευτική απόδοση ενός υγρού σπινθηριστή αναμένεται βιβλιογραφικά να έχει εκθετικά πτωτική τάση. Σε περίπτωση όμως που υπάρχει κάποιο ενεργειακό κατώφλι (bias level), η απόδοση μηδενίζεται για ενέργειες μικρότερες από την ενέργεια κατωφλίου ενώ αυξάνεται από την ενέργεια κατωφλίου έως ότου φτάσει κάποια σταθερή τιμή ανιχνευτικής απόδοσης και στην συνέχεια μειώνεται, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.18 [Fowl80] [Ohali97].



Σχήμα 5.18 Αναμενόμενη ανιχνευτική απόδοση υγρού σπινθηριστή [Knoll]

Επιπλέον, η ανιχνευτική απόδοση εξαρτάται και από τις διαστάσεις του ανιχνευτή, όπως είναι και αναμενόμενο. Αναλυτικά όσο μεγαλύτερες είναι οι διαστάσεις του σπινθηριστή τόσο μεγαλύτερη είναι και η ανιχνευτική απόδοση του (βλ. σχήμα 5.19). Αναλυτικά, ο ανιχνευτής της παρούσας εργασίας έχει τις εξής διαστάσεις: διάμετρο 6.4cm και μήκος 5cm (2.5x2 inch).

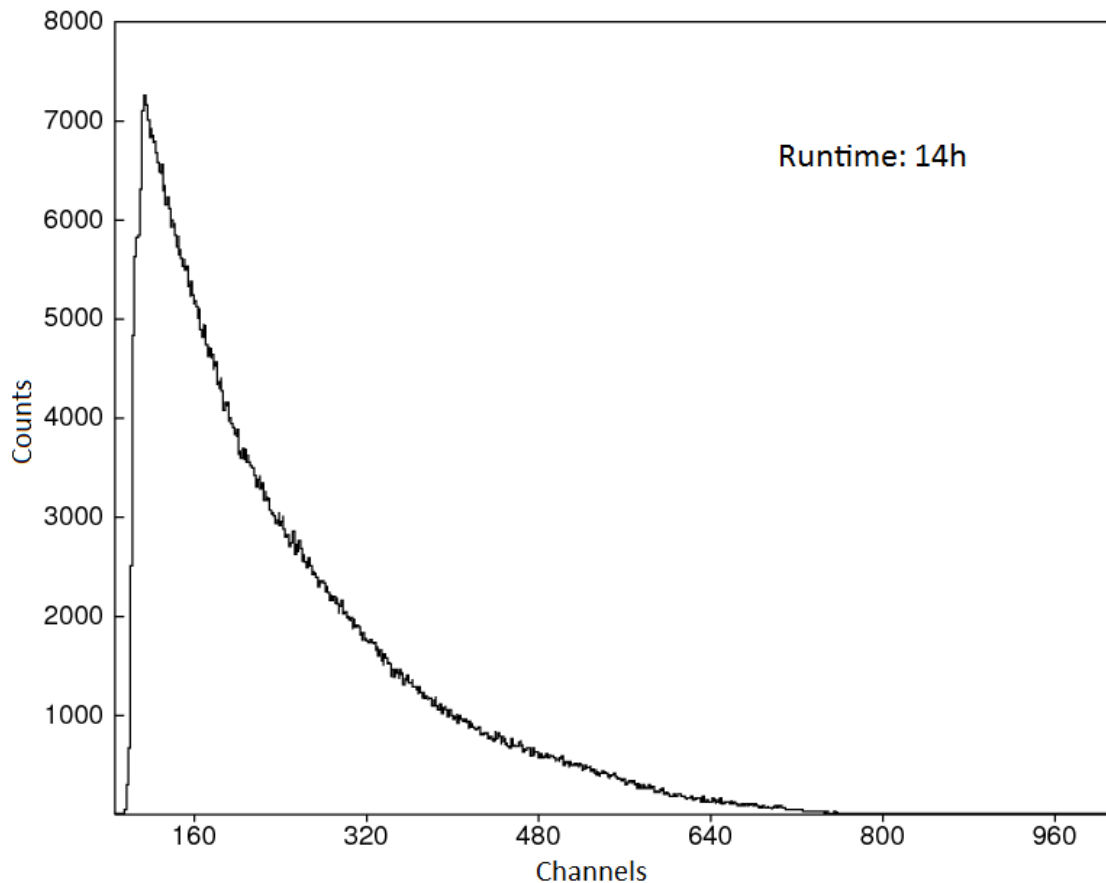
Στην παρούσα εργασία, τα πειραματικά σημεία της ανιχνευτικής απόδοσης παρουσιάζουν συμπεριφορά παρόμοια με αυτήν που αναμέναμε βιβλιογραφικά, δηλαδή στην αρχή υπάρχει κάποια αύξηση, μέχρι τα 7 MeV και στην συνέχεια έχει σταθερή συμπεριφορά έως περίπου τα 9.5 MeV ενέργειας νετρονίων, όπου ξεκινά η πτωτική τάση. Παρόλα αυτά, η πτωτική τάση δεν έγινε ιδιαίτερα αντιληπτή καθώς οι μετρήσεις έγιναν μέχρι τα 10 MeV ενέργειας νετρονίων. [Knoll] [Cier82]. Τυχόν διαφορές οφείλονται αφ' ενός μεν στο bias level που είναι διαφορετικό από αυτό που απεικονίζεται στα σχήματα 5.18 και 5.19 και αφ' ετέρου στην μη ολική αποκοπή των ακτίνων γ που αλλοιώνουν το φάσμα. Επίσης, ένας πρόσθετος παράγοντας είναι και το σφάλμα στην εκτίμηση των παρασιτικών νετρονίων.



Σχήμα 5.19 Ανιχνευτική απόδοση για υγρούς σπινθηριστές διαφόρων διαστάσεων [BANE]

5.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΟ ΤΗΝ ΑΠΟΣΥΝΕΛΙΞΗ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΠΡΟΕΡΧΟΜΕΝΟ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΗΓΗ AM-BE

Διατηρώντας την ηλεκτρονική διάταξη που αναφέραμε στο κεφάλαιο 2.2 για τον διαχωρισμό των ακτίνων γ από τα νετρόνια, έγινε μέτρηση με χρήση της πηγής **Am-Be** (Αμερικίου –Βηρυλλίου) σε απόσταση περίπου **10cm**. Όπως είχαμε αναφέρει και στην ενότητα 2.3.2, το χρονικό παράθυρο για την αποκοπή των ακτίνων γ είναι το window: 10.0 και low level: 5.85 και ο χρόνος συλλογής δεδομένων διήρκεσε περίπου **14h** (51000 s), προκειμένου να επιτευχθεί καλή στατιστική, οπότε πρόεκυψε το φάσμα που απεικονίζεται στο σχήμα 5.20.

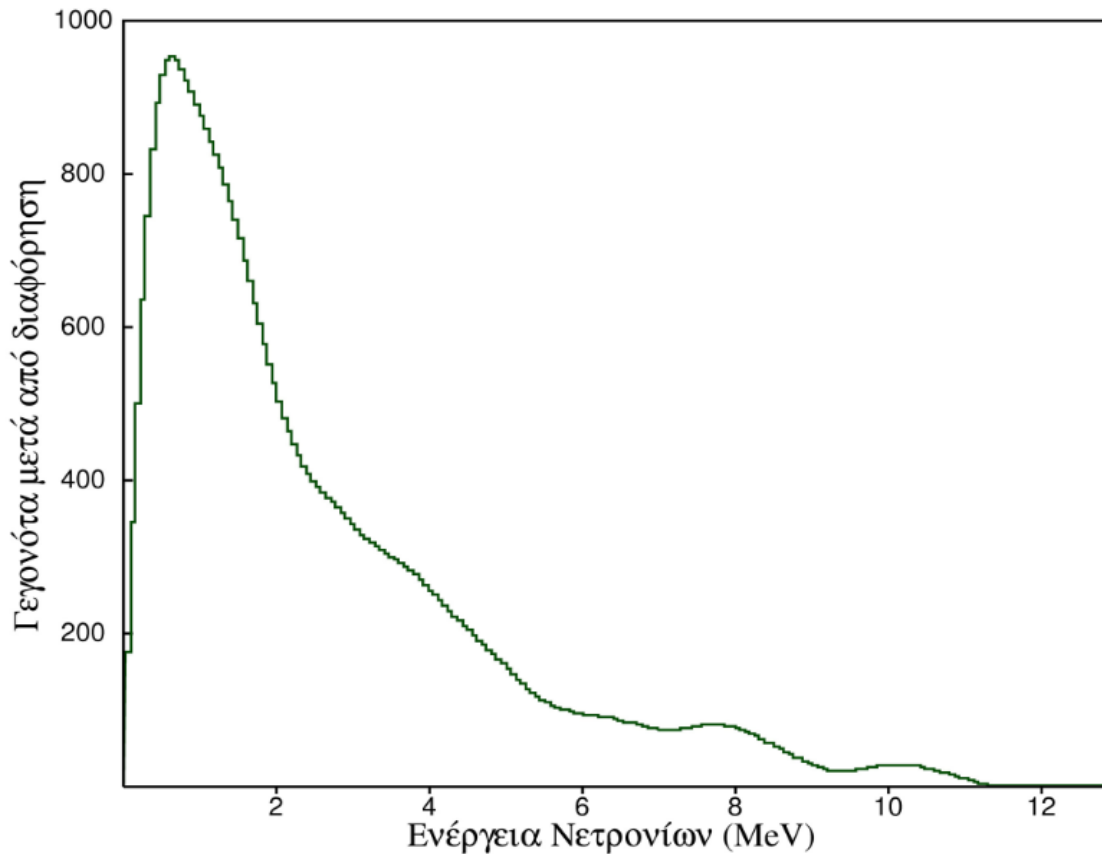


Σχήμα 5.20 Ενεργειακό φάσμα πηγής Am-Be που βρίσκεται σε απόσταση 10cm από τον σπινθηριστή BC501A

Ο υπολογισμός της τιμής του Gain και του Zero Shift που απαιτούνται για την εκτέλεση του προγράμματος SPHC, ήταν λίγο δύσκολος αφού υπολογίζεται από το μέσο της πτώσης του σκαλοπατιού του φάσματος και στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει σκαλοπάτι αλλά μόνο εκθετική μείωση του αριθμού των γεγονότων.

Για τον λόγο αυτό, έγινε αρχικά η διαφόριση του φάσματος με το πρόγραμμα FINDMP.EXE και έτσι προέκυψε το φάσμα που απεικονίζεται στο σχήμα 5.21. Όπως φαίνεται και σε αυτό το σχήμα, η μεγαλύτερη ενέργεια νετρονίων είναι περίπου τα 10 MeV, όμως για να επιβεβαιωθεί η τιμή του Gain που προέκυψε από την μέθοδο αυτήν, την συγκρίναμε με την τιμή του Gain που χρησιμοποιήσαμε στα πειράματα με την μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων. Για να γίνει αυτό, η μέτρηση της πηγής έπρεπε να πραγματοποιηθεί αμέσως μετά τα πειράματα με την μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων. Κατά συνέπεια, οι συνθήκες εκτέλεσης του πειράματος δεν είχαν αλλάξει, οπότε και οι τιμές του **Gain** και του **Zero Shift**, δεν άλλαξαν και αυτές. Το φάσμα που προέκυψε από το πρόγραμμα SPHC, χρησιμοποιήθηκε για την εκτέλεση του προγράμματος DIFBAS για το οποίο χρειάστηκε και η σωστή προετοιμασία του αρχείου difbasinp.txt. Στην περίπτωση

της πηγής όμως δεν υπάρχει μόνο μια κορυφή αλλά πολλές. Γι αυτόν τον λόγο, η τυπική απόκλιση ήταν σταθερή και ίση με 90% για όλο το ενεργειακό εύρος όπως φαίνεται και στο αρχείο difbasinp.txt που απεικονίζεται στο σχήμα 5.22.

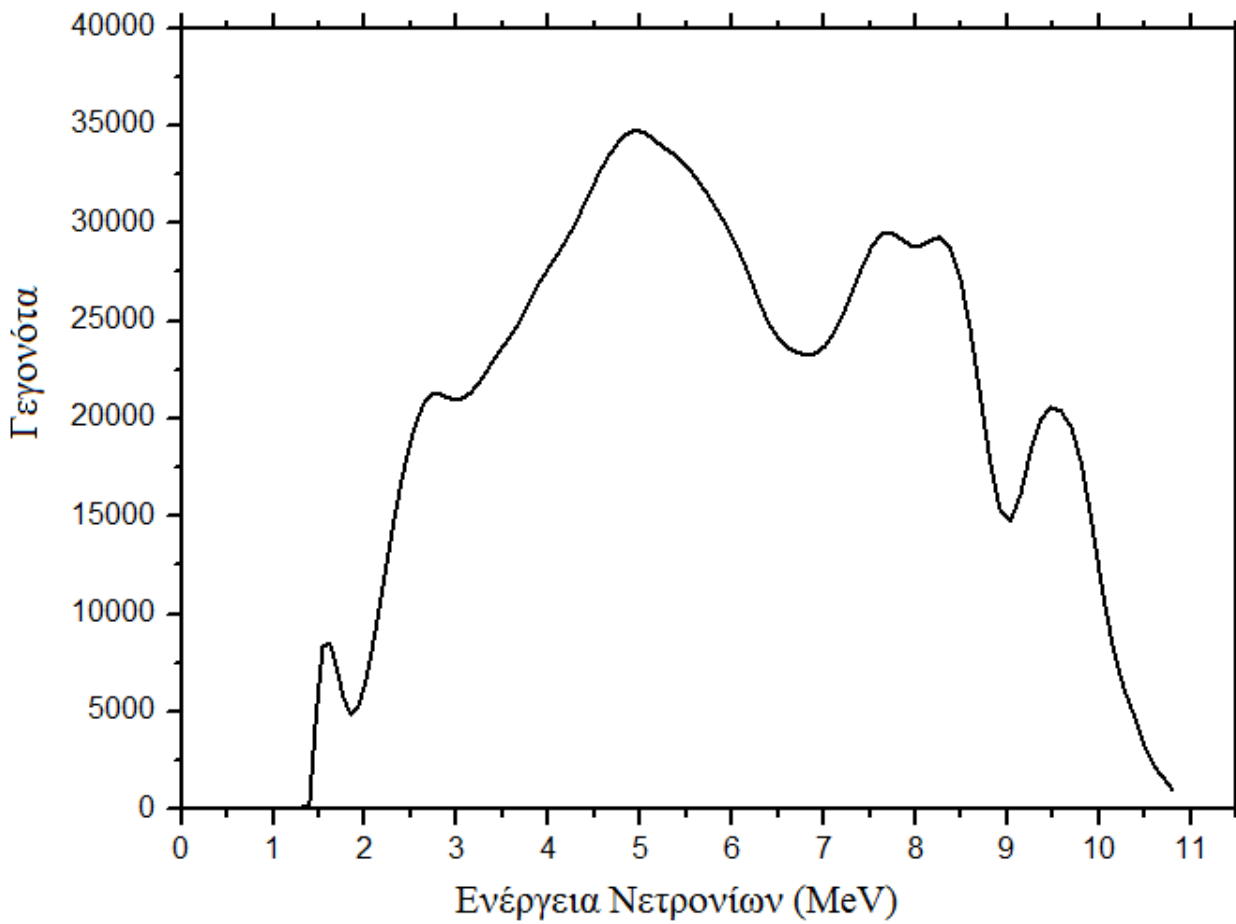


Σχήμα 5.21 Φάσμα διαμόρφωσης της πηγής Am-Be.

```
pht14.dic
pht14doc.txt
pht14.dwl
pht14.dw2
0. 11.2
-1
VARIATION COEFFICIENTS [%]
0. 90.
STRENGTH OF CORRELATION:
0 0.98
RESOLUTION FUNCTION & PARAMETERS:
1. 12. 25
END
```

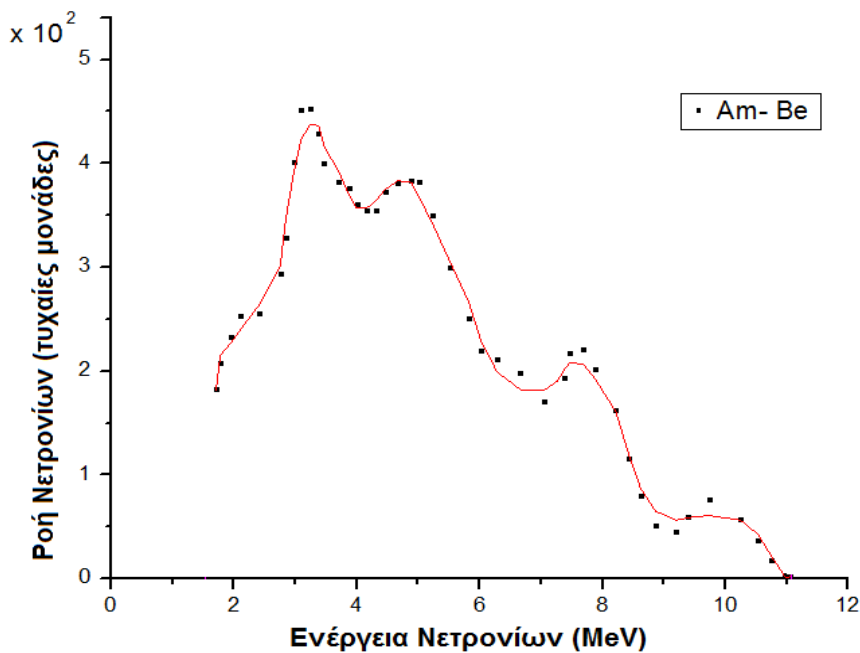
Σχήμα 5.22 Αρχείο difbasinp.txt

Οπότε από την αποσυνέλιξη του φάσματος της πηγής Am-Be με το πρόγραμμα Difbas προκύπτει το φάσμα του σχήματος 5.23.



Σχήμα 5.23 Ενεργειακό φάσμα πηγής Am-Be

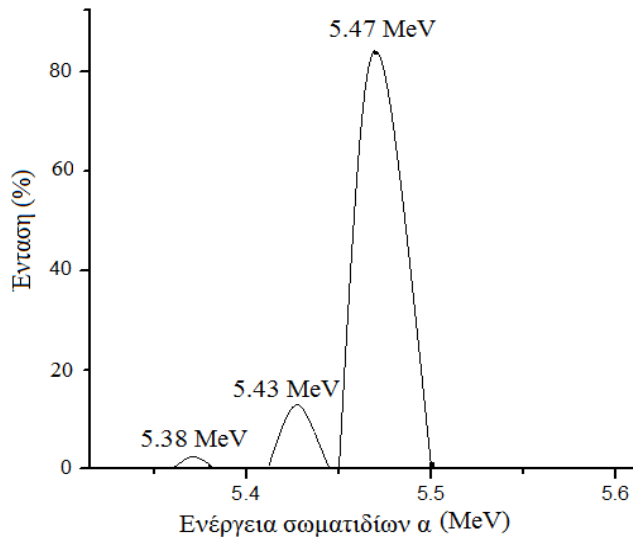
Το φάσμα αυτό παρουσιάζει κάποιες διαφορές από το βιβλιογραφικά αναμενόμενο φάσμα που απεικονίζεται στο σχήμα 5.24. Η κόκκινη συνεχής



γραμμή είναι το αποτέλεσμα "εξομάλυνσης" και απλά χρησιμεύει για να βοηθά τον αναγνώστη.

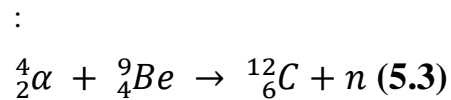
Σχήμα 5.24 Αναμενόμενο ενεργειακό φάσμα νετρονίων πηγής Am- Be [Borio01]

Πριν την σύγκριση των φασμάτων είναι απαραίτητη η ανάλυση του μηχανισμού εκπομπής νετρονίων της πηγής. Αρχικά, τα σωματίδια α που εκπέμπονται από τους πυρήνες ^{241}Am είναι σχεδόν μονοενεργειακά⁹ και το ενεργειακό τους φάσμα



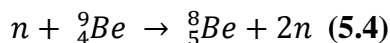
απεικονίζεται στο σχήμα 5.25.

Κατόπιν όμως λόγω των πολλαπλών σκεδάσεων τους στην κρυσταλλική δομή του Be, επιβραδύνονται και στην διαδρομή αυτή μπορούν να αλληλεπιδράσουν με το Be οποιαδήποτε στιγμή, εκπέμποντας ένα νετρόνιο μέσω της αντίδρασης



Σχήμα 5.25 Ενεργειακό φάσμα σωματιδίων α πηγής ^{241}Am [EDGAR]

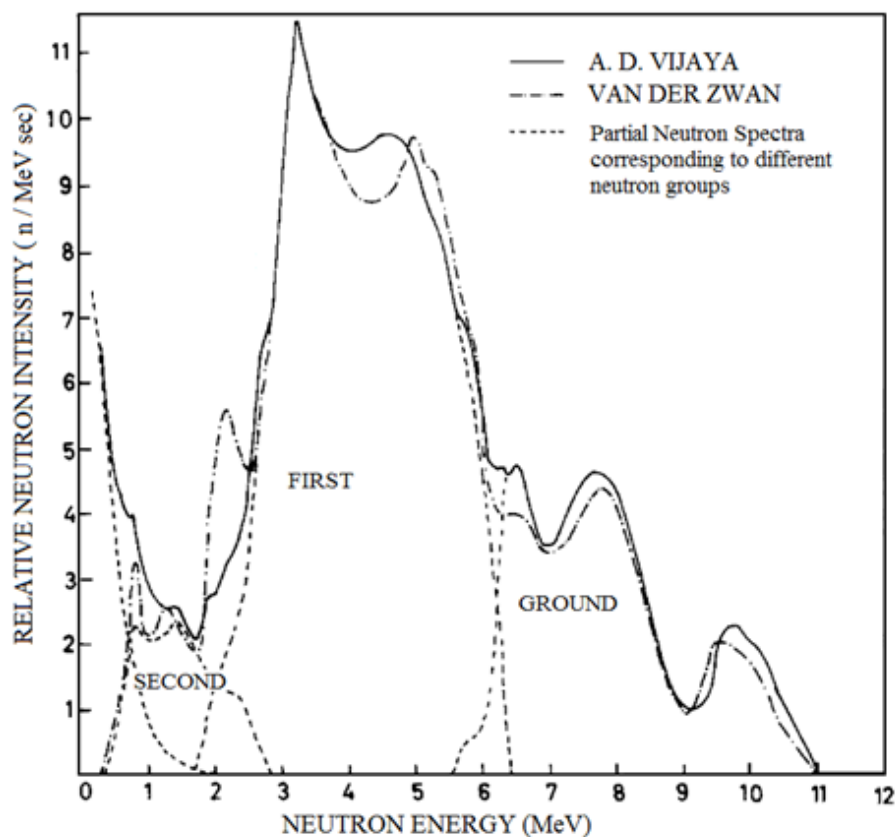
Οι κορυφές που παρατηρούνται στο φάσμα της πηγής Am-Be στο σχήμα 5.24, οφείλονται στην διεγερμένη κατάσταση που θα βρεθεί ο πυρήνας $^{12}_6\text{C}$ μετά την αντίδραση (βασική, 1^η και 2^η διεγερμένη στάθμη) όπως απεικονίζεται και στο σχήμα 5.26 [LEHM]. Ενώ, η σχεδόν όμως μη διακριτή μορφή αυτών των κορυφών οφείλεται σε 3 μηχανισμούς. Αρχικά, στην σχεδόν συνεχή κατανομή των ενεργειών των σωματιδίων α καθώς χάνουν ένα σημαντικό μέρος της αρχικής τους ενέργειας μέσα στο υλικό, πριν αλληλεπιδράσουν με κάποιον πυρήνα Be. Κατά δεύτερον, λόγω της δευτερογενούς αλληλεπίδρασης των παραγόμενων νετρονίων με τους πυρήνες του Be:



Και τέλος λόγω σχάσης του ίδιου του ^{241}Am : $n + {}^{241}\text{Am} \rightarrow \text{fission} + n \quad (5.5)$

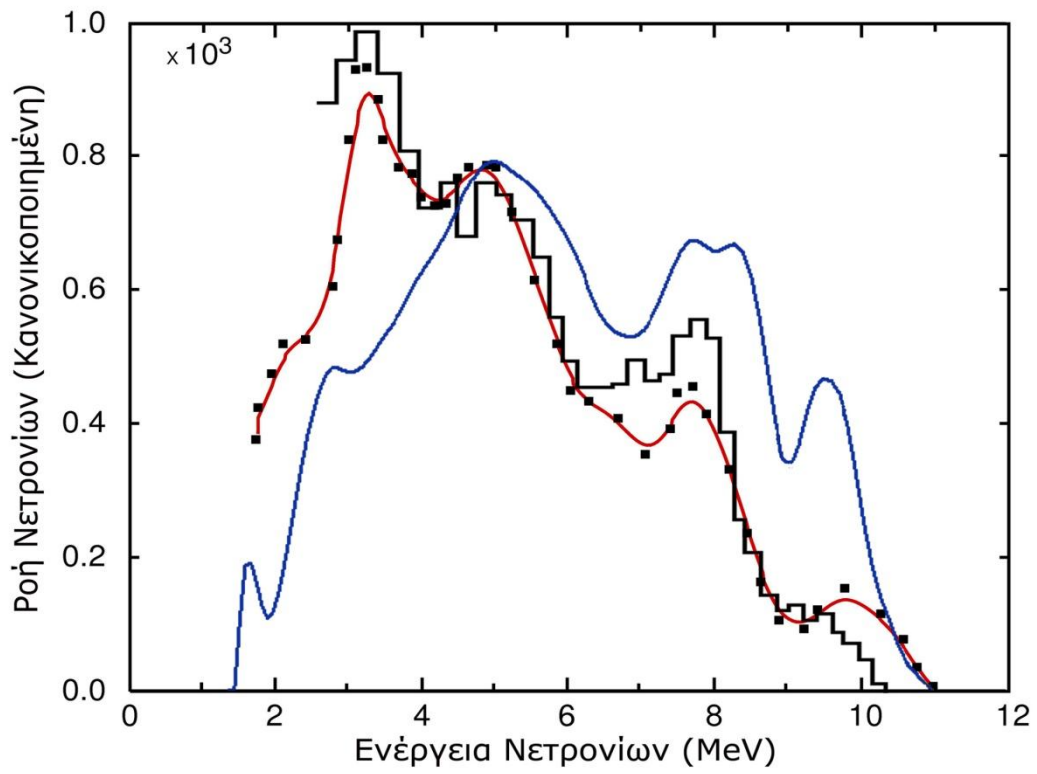
Ως αποτέλεσμα, τα νετρόνια που εκπέμπονται από την αντίδραση σωματιδίων α σε πυρήνες Be έχουν ένα ευρύ ενεργειακό φάσμα που καλύπτει μια περιοχή από σχεδόν 1 MeV έως και πέρα από τα 10 MeV. [Knoll]

⁹ Κάθε πηγή θεωρείται ότι εκπέμπει σχεδόν μονοενεργειακά σωματίδια α αλλά μπορεί να έχει περισσότερα από ένα γκρουπ άλφα. Το ^{241}Am π.χ. εκπέμπει σωματίδια άλφα ενέργειας 5.475 MeV (84.5%), 5.433 MeV (13.6%) και 5.379 (1.42%)



Σχήμα 5.26 Ενεργειακό φάσμα πηγής Am-Be, ανάλογα με την διεγερμένη στάθμη του ^{12}C [VIJA] [KUMAR]

Η σύγκριση του αποτελέσματος με το αναμενόμενο φάσμα απεικονίζεται καλύτερα στην εικόνα 5.27. Οι διαφοροποιήσεις συνεπώς στα φάσματα οφείλονται αρχικά στις διαστάσεις του ίδιου του **ανιχνευτή**, διότι όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.19, όταν αλλάζει η διάσταση ενός ανιχνευτή, αλλάζει και η ανιχνευτική του απόδοση. Επίσης, σημαντικό ρόλο διαδραματίζει και η **διαδικασία της αποσυνέλιξης** (deconvolution) καθώς η επιλογή των συντελεστών μεταβλητότητας μπορεί να επηρεάσουν το τελικό αποτέλεσμα αλλά κύριο ρόλο παίζει η response function που χρησιμοποιεί το difbas και που έχει υπολογισθεί για ανιχνευτή ορισμένης γεωμετρίας και δομής. Τέλος, η **γεωμετρία** της ίδιας της πηγής και οι **διαστάσεις** της (πάχος Be κλπ) μπορούν να μεταβάλλουν το ενεργειακό φάσμα της, διότι μεταβάλλεται η διαδρομή αλληλεπίδρασης των σωματιδίων α με τους πυρήνες του Be.



Σχήμα 5.27 Σύγκριση ενεργειακού φάσματος πηγής Am-Be (μπλε συνεχής γραμμή) με το βιβλιογραφικά αναμενόμενο φάσμα (μαύρη – κόκκινη συνεχής γραμμή).

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Κατά την διάρκεια της μελέτης του υγρού σπινθηριστή είτε με χρήση μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων, είτε με χρήση πηγής Am-Be έγινε σαφές ότι ο ανιχνευτής έχει πολύ καλή δυνατότητα διαχωρισμού μεταξύ των ακτίνων γ και των νετρονίων. Μελετήθηκαν μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων στα 5.5, 6.25, 7, 8, 8.5, 9, 9.5 και 10MeV και τα φάσματα αναλύθηκαν με τον κώδικα αποσυνέλιξης DIFBAS. Το ενεργειακό προφίλ των νετρονίων ανέδειξε καθαρά μονοενεργειακή δέσμη στις ενέργειες 5.5-7MeV ενώ σε μεγαλύτερες ενέργειες αναδύονται παρασιτικά νετρόνια σε ενέργειες μικρότερες από αυτή της κύριας δέσμης προερχόμενα από τις αντιδράσεις διάλυσης του δευτερίου ${}^2\text{H}(d,pn){}^2\text{H}$ και ${}^2\text{H}(d,2n){}^2\text{He}$ αλλά και από την αλληλεπίδραση της δέσμης του επιταχυντή με τον στόχο, με τα παράθυρα διαχωρισμού και με τα κατευθυντήρια διαφράγματα.

Μερικά από τα προβλήματα που συναντήσαμε οφείλονταν στα έντονα φαινόμενα pile-up όταν στην επιφάνεια του προσέπιπταν σωματίδια ή ακτινοβολία γ με μεγάλη συχνότητα με αποτέλεσμα αφ' ενός μεν τον δυσχερέστερο διαχωρισμό και αφ' ετέρου την ενεργειακή μετατόπιση των φασμάτων και αύξηση του FWHM. Γι αυτόν τον λόγο, κρίνεται απαραίτητη η τοποθέτηση θωράκισης γύρω από τον υγρό σπινθηριστή με στόχο την ελάττωση της έκθεσης του ανιχνευτή σε ακτίνες γ , με χρήση μολύβδου και την αποφυγή ανίχνευσης των σκεδαζόμενων στο χώρο νετρονίων με την χρήση παραφίνης. Ωστόσο, αναμένεται η ενεργειακή μεταβολή στο φάσμα των νετρονίων, που καθιστά το μέτρο αυτό προβληματικό στη χρήση του ανιχνευτή για ακριβή φασματοσκοπία νετρονίων κατά τη διεξαγωγή πειραμάτων και θα πρέπει να συνοδεύεται από ανάλογη προσομοίωση με τον κώδικα MCNP.

Επιπρόσθετα, είναι απαραίτητος ο συνδυασμός της μεθόδου Time Of Flight (TOF) με την ανίχνευση από τον BC501A, με σκοπό την βαθμονόμηση του ανιχνευτή σε απόλυτες τιμές ροής νετρονίων. Έτσι ώστε στο μέλλον, στα πειράματα προσδιορισμού της ενεργού διατομής με δέσμη νετρονίων, να χρησιμοποιείται ο υγρός σπινθηριστής αντί των στόχων αναφοράς (βλ. στόχο Al).

Τέλος, για να διερευνηθεί σωστά το προφίλ της δέσμης νετρονίων που παράγεται από την αντίδραση ${}^2\text{H}(d,n)$, θα πρέπει να γίνει πέρα από την προσομοίωση των παραγόμενων νετρονίων και η προσομοίωση των σκεδαζόμενων νετρονίων που προέρχονται από τα παρασιτικά, περιγράφοντας με ρεαλιστικό τρόπο την κυψελίδα δευτερίων.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι

PROGRAM SPHC

!

**!CONVERSION OF SPEKT FORMATTED OUTPUT FILES TO DIFBAS FORMAT
! INCLUDING CORRELATIONS**

!

```
PARAMETER (NO=1024,NNSET=300,NNF=NNSET*NNSET/2)
REAL F(NO)
REAL EL(NNSET+1),FN(NNSET),QFN(NNF)
INTEGER Z,IA(2,NNSET)
CHARACTER*30 INFILE,RMNAME,NAME
CHARACTER*79 IDENT1,IDENT2
LOGICAL VL
DATA F/NO*0./
DATA QFN /NNF*0./
DATA ZERO /0./
```

!

! READ RESPONSE MATRIX SCALE

!

```
WRITE (*,*)'response matrix filename: (only format conv.=NO)'
RMNAME='NEUTDAF.TXT'
OPEN(4,FILE=RMNAME,STATUS='OLD')
READ(4,*) NR
DO I=1,NR+1
  READ(4,*,END=5) EL(I)
END DO
5 CONTINUE
IF(I.LT.NR+2) THEN
  WRITE(*,'(A)') '=====
  WRITE(*,'(A)') '          WARNING'
  WRITE(*,'(A,I5)') ' DECLARED NUMBER OF RECORDS:',NR
  NR=I-2
  WRITE(*,'(A,I5)') ' ACTUAL NUMBER OF RECORDS: ',NR
  WRITE(*,'(A)') '=====
END IF
WRITE (*,*)'FROM',EL(1),' L.U. TO',EL(NR+1),' L.U.'
WRITE (*,*)'NUMBER OF RECORDS',NR
```

!

! OPEN SPEKT FILE

!

```
WRITE (*,'(A)')' ENTER SPECTRUM FILE NAME (Maestro .SPE): ' ! ONLY Maestro
.SPE FILE
READ(*,'(A)') INFILE
LI=LEN_TRIM(INFILE)
IF(LI.LE.4) STOP ' PROGRAM TERMINATED'
INQUIRE(FILE=INFILE,EXIST=VL)
IF(.NOT.VL) STOP ' THIS FILE DOES NOT EXIST'
```

!

```
CALL READSPE(INFILE,N,F,AA,BB)
```

!

```
WRITE (*,*)'COMMENT (2 LINES):'
IDENT1=' HELLO'
WRITE (*,'(A)') IDENT1
```

```

IDENT2=' WORLD'
WRITE (*,'(A)') IDENT2
WRITE (*,*) ' gain [chan/l.u.] & uncertainty [%]'
OPEN(UNIT=15,FILE='sphcdat.txt',STATUS='OLD')
READ (15,*) G,DG
WRITE (*,'(2F9.3)') G,DG
WRITE (*,*) ' zero shift [channels] & uncertainty [%]'
Z=0.
IF(ABS(AA).GT.0.00001) Z=(1./AA)+0.5
READ (15,*) Z,DZ
WRITE (*,'(I4,F9.3)')Z,DZ
WRITE (*,*) ' threshold [channels]'
READ (15,*) IS
WRITE (*,'(I4)')IS
WRITE (*,*) ' normalization factor & uncertainty [%]'
READ (15,*) FNORM,DNORM
WRITE (*,'(2F9.3)') FNORM,DNORM
S2G=(G*DG/100.)**2
S2Z=(Z*DZ/100.)**2
DNORM=(FNORM*DNORM/100.)**2
!
! NON-ZERO CHANNELS
!
KA=0
WRITE(*,'(A,I3,A)') ' THRESHOLD CHANNEL Number (DEFAULT =',IS, '): '
READ(*,'(I5)') ISS
IF(ISS.NE.0) IS=ISS
DO I=IS,N
  IF(I.EQ.1) CYCLE
  IF ( F(I).EQ.0.AND.F(I-1).GT.2.) EXIT
END DO
NA=I-1
WRITE (*,'(I5,A)') NA, ' non-zero groups'
NA=NA-Z
WRITE (*,'(A,F6.3,A,F8.3,A)') ' INPUT SPECTRUM RANGE: ', &
  (IS-1)/G, ' - ',NA/G, '[L.U.]'
!
! REBINNING
DO I=1,NR
  FN(I)=0.
  I1=INT(G*EL(I)+Z)+1
  I2=INT(G*EL(I+1)+Z)+1
  IA(1,I)=I1
  IA(2,I)=I2
  IF (I1.GT.NA) EXIT
  IF (I1.LE.0.OR.I2.LE.0) CYCLE
  IF (I1.EQ.I2) THEN          ! OUTPUT BIN I NARROWER THAN INPUT BIN
    FN(I)=F(I1)*G
  ELSE                        ! OUTPUT BIN I BROADER THAN INPUT BIN
    IF (I1+1.NE.I2) THEN
      DO J=I1+1,I2-1
        FN(I)=FN(I)+F(J)
      END DO
    END IF
  FN(I)=(FN(I)+F(I1))*((I1-Z)-EL(I)*G)+ &

```

```

        F(I2)*(EL(I+1)*G-(I2-1-Z))    &
        /(EL(I+1)-EL(I))
    END IF
END DO
!
IE=I-1
WRITE(*,*) 'IE=',IE,'NA=',NA
!
! COVARIANCE MATRIX
!
DO 80 I=1,IE
    DLI=EL(I+1)-EL(I)
!
    DO 81 J=I,1,-1
        IJ=(2*IE-J+2)*(J-1)/2+I-J+1
        QFNIJ=0.
        DLJ=EL(J+1)-EL(J)
        I1I=IA(1,I)
        I2I=IA(2,I)
        I1J=IA(1,J)
        I2J=IA(2,J)
        QFNIJ=(EL(I+1)*F(I2I)-EL(I)*F(I1I))/DLI*    &
            (EL(J+1)*F(I2J)-EL(J)*F(I1J))/DLJ*S2G
        QFNIJ=QFNIJ+(F(I2I)-F(I1I))/DLI*    &
            (F(I2J)-F(I1J))/DLJ*S2Z
        IF (J.EQ.I-1) THEN
            IF (I1I.EQ.I2I) THEN
                AD1=F(I1I)*G
            ELSE
                AD1=F(I1I)*(I1I-Z-EL(I)*G)/DLI
            ENDIF
            IF (I1J.EQ.I2J) THEN
                AD2=G
            ELSE
                AD2=(EL(J+1)*G-(I2J-1-Z))/DLJ
            ENDIF
            QFNIJ=QFNIJ+AD1*AD2
!
        ENDIF
        IF (J.EQ.I) THEN
            IF (I1I.EQ.I2I) THEN
                QFNIJ=QFNIJ+F(I1I)*G*G
            ELSE
                QFNIJ=QFNIJ+((I1I-Z-EL(I)*G)/DLI)**2*F(I1I)
                QFNIJ=QFNIJ+((EL(I+1)*G-(I2I-Z-1))/DLI)**2*F(I2I)
                IF (I1I+1.EQ.I2I) GOTO 83
                DO 82 K=I1I+1,I2I-1
82          QFNIJ=QFNIJ+F(K)/(DLI*DLI)
83          CONTINUE
            ENDIF
        ENDIF
        QFN(IJ)=QFNIJ
81      CONTINUE
80      CONTINUE
!

```

```

! SET THRESHOLD IN RMSC
      DO 95 I=1,IE
      IF ((IS-1-Z)/G.LT.EL(I)) GOTO 96
95    CONTINUE
96    IS=I
      WRITE(*,*) 'IS=',IS
!
! REARRANGE
      SUM=0.
      DO I=IS,IE
        SUM=SUM+FN(I)*(EL(I+1)-EL(I))
        HF=FN(I)
      KK=I-IS+1
        FN(KK)=HF
        EL(KK)=EL(I)
      END DO
      N=IE-IS+1
      EL(N+1)=EL(IE+1)
      ISQ=(2*IE-IS+2)*(IS-1)/2+1
      NQ=N*(N+1)/2
      DO 7 I=1,NQ
        QFN(I)=QFN(I+ISQ-1)
7    CONTINUE
!
! NORMALIZATION IF FN>0
      IF ( FNORM.NE.0 ) THEN
        IJ=1
        DO J=1,N
          DO I=J,N
            QFN(IJ)=QFN(IJ)*FNORM**2+FN(I)*FN(J)*DNORM
            IJ=IJ+1
          END DO
        END DO
        DO I=1,N
          FN(I)=FN(I)*FNORM
        END DO
      END IF
!
      WRITE (*,'(A,I4,A,F5.3,A,F7.3,A)')      &
' REBINNED TO',N,' BINS FROM ',EL(IS),' TO ',EL(IE),' [L.U.]'
      WRITE (*,*) 'INTEGRAL =',SUM
!
      NAME=INFILE
      LK=LI-3
      WRITE(NAME(LK:LK+1),'(I2)') IS
      IF(NAME(LK+1:LK+1).EQ.' ') NAME(LK+1:LK+1)='0'
      NAME(LK+2:LK+5)='.TXT'
      INQUIRE(FILE=NAME,EXIST=VL)
      IF(VL) THEN
        OPEN (1,FILE=NAME)
        CLOSE(1,STATUS='DELETE')
      END IF
      WRITE (*,*) 'Output BSR spectrum filename: ',NAME
      OPEN(1,FILE='FNAME.TXT')
      WRITE(1,*) NAME

```

```

CLOSE(1)
  OPEN (UNIT=1,FILE=NAME,STATUS='NEW')
  WRITE (1,2) N,IS
  WRITE (*,2) N,IS
DO I=1,N+1,4
  J1=I
  J2=J1+3
  IF(J2.GT.N+1) J2=N+1
  WRITE(1,*) (EL(J),J=J1,J2)
END DO
DO I=1,N,4
  J1=I
  J2=J1+3
  IF(J2.GT.N) J2=N
  WRITE(1,*) (FN(J),J=J1,J2)
END DO
DO I=1,NQ,4
  J1=I
  J2=J1+3
  IF(J2.GT.NQ) J2=NQ
  WRITE(1,*) (QFN(J),J=J1,J2)
END DO
  WRITE (1,3) 'NEUT.DAF'
  WRITE (1,'(A)') IDENT1
  WRITE (1,'(A)') IDENT2
  CLOSE (UNIT= 1)
NAME(LK+2:LK+6)='W.FTD'
OPEN(1,FILE=NAME)
DO I=1,N
  WRITE(1,'(F10.3,F10.2)') EL(I),FN(I)
END DO
WRITE(*,*) ' TWO COLUMN OUTPUT FILE: ',NAME
CLOSE (UNIT= 1)
!
110  STOP
2    FORMAT (2I4)
3    FORMAT (A)
100  FORMAT (4E16.6)
101  FORMAT (I4,5E15.4)
104  FORMAT (4F10.10)
106  FORMAT (2E12.4)
END

```

!=====

SUBROUTINE READSPE(INFILE,NN,F,AA,BB)

```

REAL F(1024)
CHARACTER*30 INFILE
CHARACTER*6 BLA
LOGICAL VL

```

!

```

OPEN(30,FILE=INFILE)
VL=.FALSE.
DO
  READ(30,'(A)',END=20) BLA
  IF(BLA.EQ.'$DATA:') THEN
    READ(30,*,ERR=20,END=20) K,N

```

```

        VL=.TRUE.
        EXIT
    END IF
END DO
20 CONTINUE
    IF(.NOT.VL) THEN
        STOP ' WRONG INPUT DATA, POINT A '
    END IF
    N=N+1
    WRITE(*,*) ' NUMBER OF POINTS:',N
!
    DO I=1,N
        READ(30,*,END=30) F(I)
    END DO
30 CONTINUE
    NN=I-1
!
    VL=.FALSE.
    DO
        READ(30,'(A)',END=40) BLA
        IF(BLA.EQ.'$ENER_') THEN
            READ(30,*,ERR=40,END=40) AA,BB
            VL=.TRUE.
            EXIT
        END IF
    END DO
40 CONTINUE
    IF(.NOT.VL) THEN
        STOP ' WRONG INPUT DATA, POINT B '
    END IF
!
    CLOSE(30)
    RETURN
END

```


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ

PROGRAM FINDMP.EXE

```
CHARACTER*48 LINE
CHARACTER*2 ANS
CHARACTER*30 INFILE,OUTFILE,OUTFIL1
INTEGER CDAT(4096),DIFDAT(4096)
LOGICAL VL,VLAN
!
WRITE(*,'(A)') ' ENTER MAESTRO .SPE FILE NAME: '
READ(*,'(A)') INFILE
L=LEN_TRIM(INFILE)
IF(L.LT.3) STOP ' PROGRAM TERMINATED'
INQUIRE(FILE=INFILE,EXIST=VL)
IF(.NOT.VL) STOP ' FILE DOES NOT EXIST'
!
DO I=L,1,-1
  IF(INFILE(I:I).EQ.' ') EXIT
END DO
OUTFILE=INFILE(:I-1)//'-W.SPE'
OUTFIL1=INFILE(:I-1)//'-W4.SPE'
!
CALL GETCOUNTS(INFILE,NN,CDAT,AA,BB,K1)
DIFDAT(1)=0
DO I=2,NN
  ND1=CDAT(I-1)
  ND2=CDAT(I)
  IF(ND1.LT.0) ND1=0
  IF(ND2.LT.0) ND2=0
  DIFDAT(I)=ND1-ND2
  IF(DIFDAT(I).LT.0) DIFDAT(I)=0
END DO
!
VLAN=.FALSE.
WRITE(*,'(A)') ' COMPRESS BY 4 (Y/N): '
READ(*,'(A)') ANS
IF(ANS.EQ.'Y'.OR.ANS.EQ.'y'.OR.ANS.EQ.' ') VLAN=.TRUE.
OPEN(40,FILE=OUTFILE)
IF(VLAN) OPEN(45,FILE=OUTFIL1)
OPEN(50,FILE='TEMP.TXT')
DO I=1,K1
  READ(50,'(A)',END=100) LINE
  L=LEN_TRIM(LINE)
  WRITE(40,'(A)') LINE(:L)
  IF(VLAN.AND.I.LT.K1) WRITE(45,'(A)') LINE(:L)
END DO
IF(VLAN) WRITE(45,'(A,I6)') '0',(NN/4)-1
DO I=1,NN
  WRITE(40,'(I8)') DIFDAT(I)
END DO
IF(VLAN) THEN
  DO I=1,NN,4
    NS=0
```



```

    J1=I
    J2=I+3
    IF(J2.GT.NN) J2=NN
    DO J=J1,J2
        NS=NS+DIFDAT(J)
    END DO
    WRITE(45,'(I8)') NS
END DO
BB=BB*4.
CC=0
END IF
DO I=1,15
    READ(50,'(A)',END=100) LINE
    L=LEN_TRIM(LINE)
    WRITE(40,'(A)') LINE(:L)
    IF(VLAN) THEN
        IF(I.EQ.9.OR.I.EQ.12.OR.I.EQ.15) THEN
            WRITE(45,'(F9.5,E15.8,F4.1)') AA,BB,CC
        ELSE
            WRITE(45,'(A)') LINE(:L)
        END IF
    END IF
END DO
100 CONTINUE
CLOSE(40)
CLOSE(50,STATUS='DELETE')
WRITE(*,'(2A)') ' DIFFERENTIATED SPECTRUM: ',OUTFILE
IF(VLAN) THEN
    WRITE(*,'(2A)') ' COMPRESSED DIFFERENTIATED SPECTRUM: ',OUTFIL1
END IF
!
END
!
!=====
! SUBROUTINE GETCOUNTS
!=====
!

SUBROUTINE GETCOUNTS(INFILE,NN,CDAT,AA,BB,K1)
INTEGER CDAT(1024)
CHARACTER*48 LINE
CHARACTER*30 INFILE,FTDFILE
CHARACTER*6 BLA
LOGICAL VL
!
OPEN(30,FILE=INFILE)
OPEN(50,FILE='TEMP.TXT')
L=LEN_TRIM(INFILE)
DO I=L,1,-1
    IF(INFILE(I:I).EQ.' ') EXIT
END DO
I=I-1
IF(I.LE.1) I=L
FTDFILE=INFILE(:I)//'.FTD'
VL=.FALSE.

```

```

I=0
DO
  READ(30,'(A)',END=20) LINE
  I=I+1
  L=LEN_TRIM(LINE)
  BLA=LINE(1:6)
  WRITE(50,'(A)') LINE(:L)
  IF(BLA.EQ.'$DATA:') THEN
    READ(30,*,ERR=20,END=20) K,N
    BACKSPACE(30)
    READ(30,'(A)',END=40) LINE
    L=LEN_TRIM(LINE)
    WRITE(50,'(A)') LINE(:L)
    VL=.TRUE.
    K1=I+1
    EXIT
  END IF
END DO
20 CONTINUE
IF(.NOT.VL) THEN
  STOP ' WRONG INPUT DATA, POINT A '
END IF
!
N=N+1  ! N GOES TO 1023 (0 - 1023)
WRITE(*,*) ' THERE ARE',N,' DECLARED POINTS'
DO I=1,N
  READ(30,*,END=30) CDAT(I)
END DO
30 CONTINUE
NN=I-1
IF(NN.NE.N) THEN
  WRITE(*,*) ' THERE ARE',NN,' POINTS READ'
END IF
!
VL=.FALSE.
DO
  READ(30,'(A)',END=40) LINE
  L=LEN_TRIM(LINE)
  BLA=LINE(1:6)
  WRITE(50,'(A)') LINE(:L)
  IF(BLA.EQ.'$ENER_') THEN
    READ(30,*,ERR=40,END=40) AA,BB
    VL=.TRUE.
    BACKSPACE(30)
    READ(30,'(A)',END=40) LINE
    L=LEN_TRIM(LINE)
    WRITE(50,'(A)') LINE(:L)
  END IF
END DO
40 CONTINUE
IF(.NOT.VL) THEN
  STOP ' WRONG INPUT DATA, POINT B '
END IF
! OPEN(40,FILE=FTDFILE)
! DO I=1,NN

```

```
!   EN=AA+REAL(I)*BB
!   IF(EN.LT.0) CYCLE
!   FF=CDAT(I)
!   WRITE(40,'(F12.6,E12.4)') EN,FF
!   END DO
CLOSE(30)
!   CLOSE(40)
CLOSE(50)
RETURN
!
END
```


ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [Alevra] A. V. Alevra, Neutron Spectrometry, Radioprotection, vol.34, pg. 305-333, (1999)
- [AN42] Application Note AN42 της ORTEC : Principles and Applications of Timing Spectroscopy.
- [BANE] K. Banerjee et al., Nuclear Instruments and Methods, A608, 440-446 (2009)
- [Borio01] A. Borio di Tigliole et. al, Nuclear Instruments and Methods, A469, 347 (2001)
- [Borm] M. Bormann, R. Kuhl, K. Schafer, Nuclear Instruments and Methods, 88, 245 (1970)
- [Briks] J. B. Briks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, 1964, Pergamon Press, Oxford
- [Carte05] L. Cartegni, S.A. Pozzi, Simulation of the Neutron Response Matrix for a Liquid Scintillator and Spectrum Unfolding, ORNL/TM-2004/325, May 2005
- [Cier82] S. Cierjacks, H. Schmitt et. al., Nuclear Instruments and Methods, 192, 407-413 (1982)
- [CIER83] S.Cierjacks et al., Neutron sources for basic Physics and Applications, pergamon Press, 1983.
- [DataBC] BC501A Data Sheet, 2005, Saint Gobain Ceramics and Plastics.
- [DIET] G. Dietze and H. Klein, Nuclear Instruments and Methods, 193, 549-556 (1982)
- [Difb] A Bayesian Approach to Unfolding a Neutron Spectrum from a Spectrum of Recoiled Protons, contributed be PTB, Braunschweig, Germany, Radiation Safety Information Computational Center, August 1993.
- [Douk] G. Doukelis et.al, Nuclear Instruments and Methods A237 (1993) 480

- [EDGAR] Edgar A. Lorch, International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 1973, Vol24, pp. 585-591
- [Fowl80] J.L. Fowler, J.A. Cokkson et. al., Nuclear Instruments and Methods, 175, 449-463 (1980)
- [Icarus97] F. Arneodo, A. Borio di Tigliole, R. Dolfini et.al., Calibration of BC501A liquid scintillator cells with monochromatic neutron beams, ICARUS-TM-97/08, July 18, 1997
- [John77] R.H. Johnson, D.T. Ingersoll et.al, Nuclear Instruments and Methods, 145, 337-346 (1977)
- [Klein82] H. Klein, H. J. Brede et al., Nuclear Instruments and Methods, 193, 635-644 (1982)
- [Klein02] H. Klein and S. Neumann, Nuclear Instruments and Methods, A 476, 132-142 (2002)
- [Klein03] H. Klein, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 107, Nos 1-3, pg. 95-109 (2003)
- [Knoll] G.F.Knoll, Radiation, Detection and Measurement, John Wiley & Sons (2000), 3rd edition.
- [KUMAR] Arun Kumar and P.S. Nagarajan, Nuclear Instruments and Methods, 140, 175-179 (1977)
- [LBP62] H. W. Lefevre, R. R. Borchers, and C. H. Poppe, Physical Review 128 (1962),1328.
- [LEHM] R.L Lehman, Nuclear Instruments and Methods 60, 253-260 (1968)
- [Maier] K. H. Maier and J. Nitschke, Nuclear Instruments and Methods, 59, 227 (1968)
- [ManDif] Manfred Matzke, Unfolding Methods, Article from work performed at PTB. D38116 Braunschweig, Germany

- [MatBC] BC501A Material Safety Data Sheet, 2003, Saint Gobain Crystals and Detectors.
- [Ohali97] M.A Al-Ohali, A.Aksoy et al., Nuclear Instruments and Methods, A396, 388-393 (1997)
- [Or113] Data Sheet of the ORTEC Model 113 Scintillation Preamplifier
- [Or460] Data Sheet of the ORTEC Model 460 Delay Line Shaping Amplifier 460.
- [Or552] Data Sheet of the ORTEC Model 552 Pulse-Shape Analyzer and Timing Single-Channel Analyzer
- [Or567] Data Sheet of the ORTEC Model 567 Time-to-Amplitude Converter/Single-Channel Analyzer (TAC/SCA)
- [Patr07] N. Patronis, M. Kokkoris, Nuclear Instruments and Methods, A 578, 351-355 (2007)
- [PERD] Γ.Περδικάκης, Μελέτη αντιδράσεων νετρονίων (n,2n) σε πυρήνες της περιοχής των ακτινίδων, Διδακτορική διατριβή, ΕΜΠ 2006.
- [Pulp93] J. Pulpan and M. Kralik, Nuclear Instruments and Methods, A 325, 314-318 (1993)
- [Rin] P.Rinard, Neutron interactions with matter
- [Sasa] N. Sasamoto and S. Tanaka, Nuclear Instruments and Methods, 148, 395 (1978)
- [SIMN] SIMNRA User's Guide Matej Mayer, version 6.05, pg 127-136.
- [Smith] D. L Smith, R.G. Polk et al., Nuclear Instruments and Methods, 64, 157-166 (1968)
- [Taka01] M. Takada, S. Taniguchi et.al., Nuclear Instruments and Methods, A 465, 498-511 (2001)
- [Tich88] Tichy M. Bayesian Approach to Neutron Spectrum Adjustment. *Nucl. Instrum. Meth.* A267,502-508, (1988).

[Tich93] Tichy M. (1993) *The DIFBAS Program - Description and User's Guide*. PTB Laboratory Report 7.2-93- 1, Braunschweig / Germany.

[Verbin] V.V. Verbinski, W. R. Burrus, Nuclear Instruments and Methods, 65, 8-25 (1968)

[VIJA] A. D. Vijaya and Arun Kumar, Nuclear Instruments and Methods 435-440 (1973)

[Vlast] R. Vlastou et.al , AIP, conference proceedings pg.181, 2005

[Winy71] R. A. Winyard et al., Nuclear Instruments and Methods, 95, 141-153 (1971)