



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ  
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ  
ΥΛΙΚΩΝ  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ



**Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών**

**«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»**

**Μελέτη του Υγρού Σπινθηριστή BC501A**

**σε Πεδίο Φωτονίων**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**της Μαρίας Λάμπρου**

Επιβλέπων: Μιχάλης Κόκκορης

Αθήνα, Μάρτιος, 2012

## Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη για την εμπιστοσύνη, την υποστήριξη και την ενθάρρυνση που μου προσέφερε όλο αυτό το διάστημα. Η καθοδήγηση του ήταν πολύτιμη και ο ενθουσιασμός του για την πειραματική φυσική ήταν για μένα πηγή ενέργειας και κινητήρια δύναμη. Επίσης την καθηγήτρια Δρ. Ρόζα Ζάννη- Βλαστού για την εμπιστοσύνη της και τη μεγάλη της προθυμία να με καθοδηγήσει και να με βοηθήσει να επιλύσω κάθε πρόβλημα που προέκυψε κατά την εκπόνηση αυτής της εργασίας.

Δε θα μπορούσα να ξεχάσω τα υπόλοιπα μέλη της ομάδας Μαίρη Διακάκη και Γιώργο Ελευθερίου για τη συνεργασία τους και την προθυμία τους να προσφέρουν την βοήθεια και τις συμβουλές τους και κυρίως την Φρόσω Ανδρουλακάκη για τις πολύτιμες συμβουλές της και τη βοήθειά της σχετικά με τις προσομοιώσεις με τον κώδικα MCNP.

## Περίληψη

Ο σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη του υγρού σπινθηριστή BC501A με την χρήση πηγών ακτίνων-γ. Η ιδιότητα διαχωρισμού μορφής παλμών από τον σπινθηριστή μελετήθηκε με την υλοποίηση δύο διαφορετικών ηλεκτρονικών διατάξεων με σκοπό να επιτευχθεί διαχωρισμός νετρονίων και ακτίνων-γ. Επιπλέον η μέθοδος σύμπτωσης ακτίνων-γ χρησιμοποιήθηκε για τον προσδιορισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή και για τον προσδιορισμό του ύψους παλμού που αντιστοιχεί στο μέγιστο της ενέργειας των ηλεκτρονίων Compton για ενέργειες ηλεκτρονίων Compton από 164.3 έως 1118.2 keV. Ακόμα, η απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του ανιχνευτή για φωτόνια, για ενέργειες από 329.4 έως 1252.9 keV και για τις αποστάσεις των 0 και των 25 cm προσδιορίστηκε πειραματικά και με προσομοίωση με κώδικα MCNP. Για τους παραπάνω λόγους χρησιμοποιήθηκαν οι πηγές ακτίνων-γ  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  και  $^{60}\text{Co}$  και η πηγή νετρονίων και ακτίνων-γ Am-Be.

## Abstract

The purpose of the present work is the study of the liquid scintillator BC501A using gamma-ray sources. The scintillator's properties of pulse shape discrimination were examined by the development of two separate electronic systems in order to achieve neutron and gamma-ray discrimination. Besides, gamma-gamma coincidence technique was used to determine the detectors energy resolution and pulse height corresponding to the maximum energy of Compton electrons over the Compton electrons energy range of 164.3 to 1118.2 keV. Furthermore, the detectors absolute total efficiency to photons for the energy range of 329.4 to 1252.9 keV and for the distances of 0 and 25 cm, was determined experimentally and by simulation with the MCNP code. Towards these purposes gamma ray sources of  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  and  $^{60}\text{Co}$  and neutron and gamma-ray source of Am-Be were used.



# Περιεχόμενα

---

Ευχαριστίες	ii
Περίληψη	iii
Abstract	iv
Περιεχόμενα	v
Εισαγωγή	1

## Κεφάλαιο 1: Ο Υγρός Σπινθηριστής BC501A και Βασικές Αρχές

---

1.1 Γενικά	1
1.2 Χαρακτηριστικά και Σύσταση του Υγρού Σπινθηριστή BC501A	1
1.3 Ανίχνευση Νετρονίων και Φωτονίων στον Υγρό Σπινθηριστή BC501A	4
1.3.1 Ανίχνευση Νετρονίων Μέσω του Ανακρουόμενου Πρωτονίου (Proton Recoil)	4
1.3.2 Ανίχνευση Φωτονίων	4
1.4 Ο Μηχανισμός Σπινθηρισμού σε Οργανικά Υλικά	8
1.5 Απόκριση Οργανικού Σπινθηριστή	10
1.5.1 Απόδοση Φωτός	10
1.5.2 Χρονική Απόκριση	11
1.5.3 Διάκριση Μορφής Παλμών (Pulse Shape Discrimination PSD)	11
1.6 Παράγοντες που Επηρεάζουν τη Συνάρτηση Απόκρισης του Υγρού Σπινθηριστή	12
1.7 Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα Σπινθηριστή (Energy Resolution)	13

## Κεφάλαιο 2: Χρονικός Διαχωρισμός Νετρονίων και Ακτίνων-γ στον Υγρό Σπινθηριστή BC501A.

---

2.1 Πρώτο Κύκλωμα Διαχωρισμού Φωτονίων-Νετρονίων	16
2.2 Πειραματικές Μετρήσεις και Αποτελέσματα για το Πρώτο Κύκλωμα Διαχωρισμού n-γ	21
2.3 Δεύτερο Κύκλωμα Διαχωρισμού Φωτονίων-Νετρονίων	31
2.4 Πειραματικές Μετρήσεις και Αποτελέσματα για το Δεύτερο Κύκλωμα Διαχωρισμού n-γ	34

## Κεφάλαιο 3: Μέτρηση της Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας (Energy Resolution) και της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (Absolute Total Efficiency) σε Ακτίνες-γ του Υγρού Σπινθηριστή BC501A

---

3.1 Η Μέθοδος Σύμπτωσης Ακτίνων-γ και Η Βασική Αρχή	39
3.2 Κύκλωμα Σύμπτωσης Ακτίνων-γ	40
3.3 Πειραματικές Μετρήσεις και Αποτελέσματα της Σύμπτωσης Ακτίνων-γ	42
3.4 Υπολογισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (Absolute Total Efficiency) του Υγρού Σπινθηριστή BC501A για Ακτίνες-γ	61
3.4.1 Ορισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης	61
3.4.2 Βαθμονόμηση Ενεργότητας Εργαστηριακών Πηγών	61
3.4.3 Αποτελέσματα Υπολογισμού της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης	64

Κεφάλαιο 4: Υπολογισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης του Υγρού Σπινθηριστή BC501A για Ακτίνες-γ με προσομοίωση MCNP	67
<hr/>	
4.1 Βασικές Πληροφορίες για τον Κώδικα MCNP	67
4.1.1 Το λογισμικό	67
4.1.2 Το Αρχείο Εισόδου	67
4.1.3 Ο Visual Editor	70
4.2 Προσομοίωση του Ανιχνευτή BC501A και Υπολογισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης	71
Κεφάλαιο 5: Τελικά Συμπεράσματα	77
<hr/>	
Βιβλιογραφία	79

## Εισαγωγή

Ο υγρός σπινθηριστής BC501A έχει αρκετά μεγάλη ανιχνευτική απόδοση, άριστες ιδιότητες διαχωρισμού μορφής παλμών και επομένως διαχωρισμού νετρονίων και ακτίνων-γ. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται ευρέως για φασματοσκοπία σε μεικτό πεδίο ακτίνων-γ και νετρονίων.

Στον επιταχυντή Van De Graff Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος γίνονται συχνά πειράματα ακτινοβόλησης στόχων με νετρόνια, τα οποία παράγονται μέσω κάποιας πυρηνικής αντίδρασης μεταξύ της πρωτογενούς δέσμης των φορτισμένων σωματιδίων του επιταχυντή και κάποιου στόχου. Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων αυτών είναι πολύ χρήσιμο να γνωρίζουμε τις ενεργειακές διακυμάνσεις της δέσμης των νετρονίων και για αυτό το σκοπό μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως monitor ο BC501A. Επίσης στο περιβάλλον του επιταχυντή κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, εκτός από τις χρήσιμες αντιδράσεις για το πείραμα, λαμβάνουν χώρα και παρασιτικές αντιδράσεις που έχουν ως αποτέλεσμα τη διέγερση των υλικών του δωματίου και της πειραματικής διάταξης, που ακολουθείται από εκπομπή ακτίνων-γ διαφόρων ενεργειών. Ως επόμενο στο περιβάλλον του πειράματός παρουσιάζεται ένα μεικτό πεδίο φωτονίων-νετρονίων και είναι επιθυμητό αυτά τα δύο είδη ακτινοβολίας να διαχωριστούν και να μελετηθούν ξεχωριστά ώστε να γνωρίζουμε με ακρίβεια τις συνθήκες διεξαγωγής του πειράματος και τις επιπτώσεις που μπορεί να έχουν αυτές στις μετρήσεις και στα αποτελέσματα. Στο σημείο αυτό μπορεί να αξιοποιηθεί η ιδιότητα διαχωρισμού νετρονίων και ακτίνων-γ από τον BC501A.

Επομένως για τους παραπάνω λόγους μας ενδιαφέρει να μελετήσουμε τον υγρό σπινθηριστή BC501A όσο αφορά τη συμπεριφορά του σε ακτινοβολία φωτονίων και την ικανότητα διαχωρισμού αυτών από νετρόνια σε ένα μεικτό πεδίο. Για το σκοπό αυτό, στη παρούσα εργασία, υλοποιήθηκαν δύο εναλλακτικά κυκλώματα με στόχο να επιτευχθεί διαχωρισμός νετρονίων και ακτίνων-γ με τη μέθοδο Pulse Shape Analysis. Τα κυκλώματα αυτά μελετήθηκαν και ως προς τη συμπεριφορά τους για διαφορετικούς ρυθμούς καταγραφής παλμών. Επίσης χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος σύμπτωσης ακτίνων-γ με σκοπό να προσδιοριστεί η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή για ενέργειες ηλεκτρονίων Compton από 164.3 έως 1118.2 keV. Τέλος προσδιορίστηκε πειραματικά και με προσομοίωση με τον κώδικα MCNP η απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του ανιχνευτή για φωτόνια ενεργειών από 329.4 έως 1252.9 keV και για τις αποστάσεις των 0 και των 25 cm.

## Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>

### Ο Υγρός Σπινθηριστής BC501A και Βασικές Αρχές

#### 1.1 Γενικά

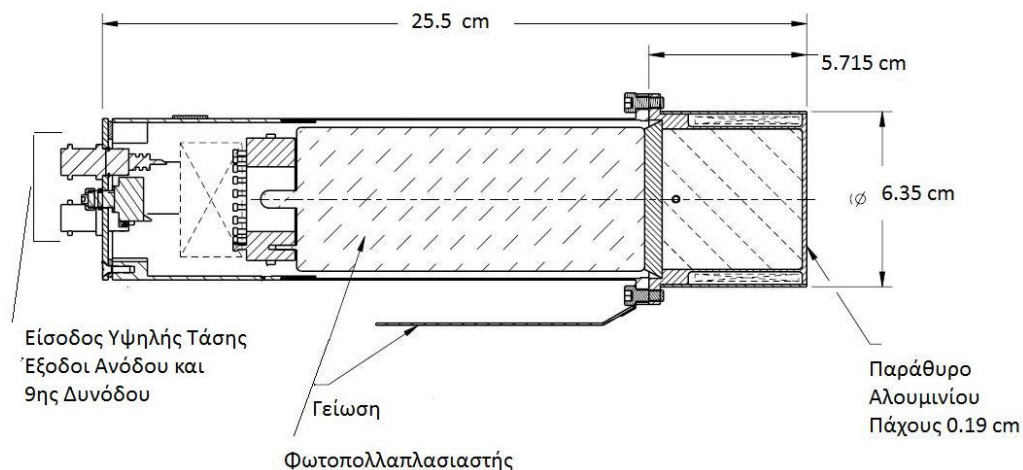
Οι υγροί σπινθηριστές χρησιμοποιούνται ευρέως για φασματοσκοπία ταχέων νετρονίων και μετρήσεις χρόνου πτήσης (time-of-flight). Ανάμεσα στα διάφορα είδη οργανικών σπινθηριστών ο BC501A έχει την δυνατότητα διαχωρισμού νετρονίων και ακτίνων-γ, που βασίζεται στην μέθοδο ανάλυσης της μορφής των παλμών που προέρχονται από αυτά τα δύο είδη ακτινοβολίας (pulse shape analysis). Η ιδιότητα αυτή τον καθιστά πολύ χρήσιμο και απαραίτητο για φασματοσκοπία σε μεικτό πεδίο νετρονίων-φωτονίων [GU89].

Η μη φορτισμένη ακτινοβολία αλληλεπιδρά με τον οργανικό σπινθηριστή μέσω των ανακρουόμενων σωματιδίων. Στην περίπτωση των νετρονίων το ανακρουόμενο σωματίο είναι το πρωτόνιο, ενώ στην περίπτωση των ακτίνων-γ είναι το ηλεκτρόνιο Compton. Το ανακρουόμενο σωματίο χάνει την ενέργεια του εκπέμποντας φωτεινή ακτινοβολία στον σπινθηριστή, η οποία συλλέγεται από έναν φωτοπολλαπλασιαστή και στην συνέχεια από την καταγραφή του ύψους των παλμών προκύπτει ένα ενεργειακό φάσμα.

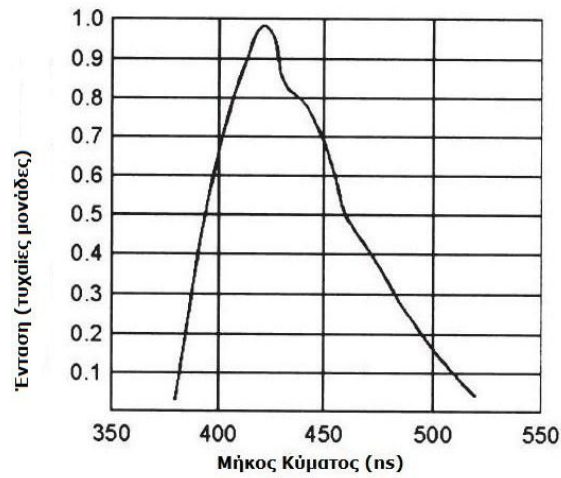
#### 1.2 Χαρακτηριστικά και Σύσταση του Υγρού Σπινθηριστή BC501A

Ένας υγρός σπινθηριστής παράγεται διαλύοντας έναν οργανικό σπινθηριστή σε κατάλληλο διαλύτη. Οι υγροί σπινθηριστές αποτελούνται κυρίως από αυτά τα δύο συστατικά και κάποιες φορές προστίθεται σε αυτά και ένα τρίτο με την ιδιότητα να μετατοπίζει το μήκος κύματος του φάσματος εκπομπής με σκοπό αυτό να ταιριάζει στην φασματική απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή. Λόγω της απουσίας στερεάς δομής στο υλικό τους είναι ανθεκτικοί στην φθορά λόγω έκθεσης σε ισχυρή ακτινοβολία.

Η δομή του υγρού σπινθηριστή BC501A, που μελετάμε στην παρούσα εργασία φαίνεται στο σχήμα 1.1, στο σχήμα 1.2 φαίνεται το φάσμα εκπομπής του υγρού κρυστάλλου και στον πίνακα 1.1 παρουσιάζονται αναλυτικά τα χαρακτηριστικά του, όπως δίνονται από την κατασκευάστρια εταιρία [BC05], [BC03]. Ο κρύσταλλός του έχει διάμετρο 5.08 cm και μήκος 5.08 cm και ο ενεργός του όγκος αποτελείται από Αρωματικό υδρογονάνθρακα ( $C_6H_4(CH_3)_2$ ).



Σχήμα 1.1 : Δομή του Σπινθηριστή BC501A



Σχήμα 1.2: Φάσμα Εκπομπής του Σπινθηριστή BC501A [BC05]

Πίνακας 1.1 : Χαρακτηριστικά του Υγρού Σπινθηριστή BC501A [BC03]

Χημική Ονομασία	Αρωματικός Υδρογονάνθρακας
Χημικός Τύπος	$C_6H_4(CH_3)_2$
Πυκνότητα	$0.874 \text{ g/cm}^3$
Αναλογία Ατόμων H/C	1.212
Ατομικό Βάρος	13.2
Άτομα H ανά $\text{cm}^3$	$4.82 \cdot 10^{22}$
Άτομα C ανά $\text{cm}^3$	$3.98 \cdot 10^{22}$
Αριθμός Ηλεκτρονίων ανά $\text{cm}^3$	$2.87 \cdot 10^{23}$
Μήκος Κύματος Εκπομπής	425 nm
Χρόνος Αυτοδιέγερσης των Βασικών Συστατικών	3.2 ns
Δείκτης Διάθλασης	1.505

## 1.3 Ανίχνευση Νετρονίων και Φωτονίων στον Υγρό Σπινθηριστή BC501A

### 1.3.1 Ανίχνευση Νετρονίων Μέσω του Ανακρουόμενου Πρωτονίου (Proton Recoil)

Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο ο κρύσταλλος του ανιχνευτή μας αποτελείται από τη ένωση  $C_6H_4(CH_3)_2$ , η οποία περιλαμβάνει ελαφρείς πυρήνες με χαμηλό ατομικό αριθμό. Η μέθοδος ανίχνευσης των νετρονίων βασίζεται στην ελαστική σκέδαση αυτών με τους ελαφρείς πυρήνες του σπινθηριστή. Με την σκέδαση αυτή ένα μέρος της κινητικής ενέργειας του νετρονίου μεταφέρεται στον ακίνητο πυρήνα και έτσι εμφανίζεται ένας ανακρουόμενος πυρήνας, που στην περίπτωση μας είναι συνήθως ένα πρωτόνιο (recoil proton). Στην συνέχεια το ανακρουόμενο πρωτόνιο συνεχίζει την πορεία στο υλικό του ανιχνευτή προκαλώντας ιονισμό και ακολουθεί η διαδικασία του σπινθηρισμού που περιγράφεται αναλυτικά στην παράγραφο 1.4.

### 1.3.2 Ανίχνευση Φωτονίων

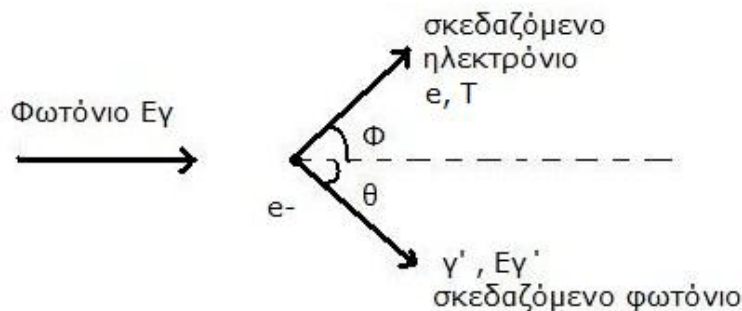
Τα φωτόνια ανιχνεύονται μέσω των ηλεκτρονίων που παράγουν όταν αλληλεπιδρούν με το υλικό του ανιχνευτή. Οι τρεις τρόποι αλληλεπίδρασης είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Φωτόνια με ενέργεια μικρότερη από 1.022 MeV αλληλεπιδρούν μόνο μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου και σκέδασης Compton.

#### Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Στην περίπτωση του **φωτοηλεκτρικού φαινομένου** το φωτόνιο εξαφανίζεται και εμφανίζεται ένα ηλεκτρόνιο με ενέργεια  $E - B_e$ , όπου  $B_e$  είναι η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου. Με αυτή την διαδικασία το ηλεκτρόνιο αποθέτει όλη του την ενέργεια στο υλικό του ανιχνευτή, εκτός από την περίπτωση που θα βρεθεί πολύ κοντά στα τοιχώματα του και θα διαφύγει, αλλά αυτή η πιθανότητα είναι πάρα πολύ μικρή. Μετά την διαδικασία αυτή ένα ηλεκτρόνιο από τον εξωτερικό ατομικό φλοιό μεταβαίνει στην άδεια εσωτερική στιβάδα σε χρόνο  $10^{-8}$  δευτερολέπτων. Αυτή η μετάβαση ακολουθείται από την εκπομπή μιας ακτίνας-Χ ή ενός ηλεκτρονίου Auger, το οποίο αποθέτει επίσης την ενέργεια του στον ανιχνευτή. Επίσης η ακτίνα-Χ αντιδρά και πάλι φωτοηλεκτρικά και παράγει ένα ακόμα ηλεκτρόνιο. Με την διαδικασία αυτή η ενέργεια  $B_e$  απορροφάται από τον ανιχνευτή, επομένως η συνολική ενέργεια που αποτίθεται είναι  $(E - B_e) + B_e = E$ , δηλαδή η αρχική ενέργεια του φωτονίου.

#### Σκέδαση Compton

Στην **σκέδαση Compton**, που απεικονίζεται στο σχήμα 1.3, μόνο ένα μέρος της ενέργειας του φωτονίου μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο. Το σκεδαζόμενο φωτόνιο συνεχίζει να υπάρχει και να φέρει το υπόλοιπο της ενέργειας. Το ηλεκτρόνιο αποθέτει την ενέργεια του στον ανιχνευτή, ενώ το σκεδαζόμενο φωτόνιο υπάρχει πιθανότητα να αλληλεπιδράσει ξανά, πράγμα που εξαρτάται από το μέγεθος του ανιχνευτή, την θέση της προηγούμενης αλληλεπίδρασης και το υλικό του ανιχνευτή.



Σχήμα 1.3: Σκέδαση Compton

Εφαρμόζοντας την αρχή διατήρηση της ενέργειας και της ορμής εύκολα αποδεικνύεται η σχέση που μας δίνει την ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου συναρτήσει της γωνίας σκέδασης  $\theta$  :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - \cos\theta)E_{\gamma}/mc^2} \quad (1.1)$$

όπου  $mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ , η ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου.

Η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου δίνεται από την σχέση :

$$T = \frac{(1 - \cos\theta)E_{\gamma}/mc^2}{1 + (1 - \cos\theta)E_{\gamma}/mc^2} E_{\gamma} \quad (1.2)$$

Επομένως τα ηλεκτρόνια Compton θα έχουν ενέργεια που εκτείνεται από μηδέν μέχρι μία μέγιστη ενέργεια  $T_{\max}$ , η οποία αντιστοιχεί σε  $\theta = \pi$ :

$$T_{\max} = \frac{2E_{\gamma}^2}{mc^2 + 2E_{\gamma}} = E_C \quad (1.3)$$

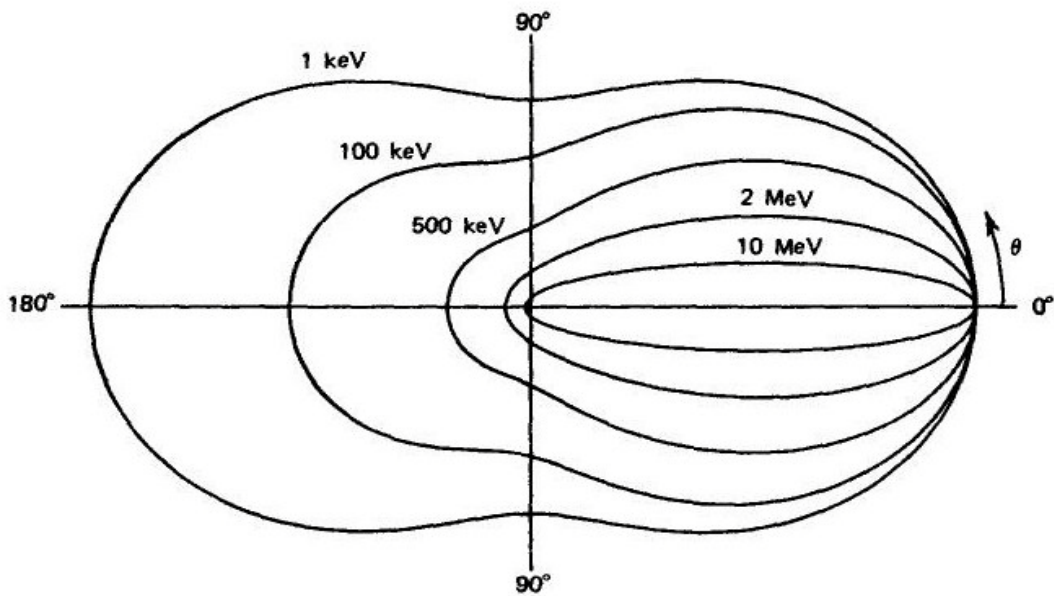
Τα ηλεκτρόνια Compton ευθύνονται για το συνεχές μέρος στα φάσματα μας, που θα παρουσιαστούν σε επόμενο κεφάλαιο, ενώ η αιχμή Compton αντιστοιχεί στην ενέργεια που δίνεται από την σχέση (1.3)

Τέλος η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων δίνεται από την σχέση Klein-Nishina για την διαφορική ενεργό διατομή της σκέδασης :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right)^2 \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right)^2 \quad (1.4)$$

όπου  $r_0$  είναι η ακτίνα του ηλεκτρονίου,  $Z$  ο ατομικός αριθμός του υλικού στο οποίο γίνεται η σκέδαση και  $\alpha = E_{\gamma}/mc^2$ .

Στο σχήμα 1.4 φαίνεται η προτίμηση της σκέδασης Compton στις μπροστινές γωνίες για υψηλές ενέργειες φωτονίων.



Σχήμα 1.4 : Διάγραμμα αριθμού φωτονίων που σκεδάστηκαν με Compton σε γωνία  $\theta$ . Οι ενέργειες που σημειώνονται είναι οι αρχικές ενέργειες των φωτονίων [KNOLL].

### Δίδυμη Γένεση

Για ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες από 1.022 MeV αρχίζει να εμφανίζεται και το φαινόμενο της **δίδυμης γένεσης**, το οποίο έχει ως αποτέλεσμα το φωτόνιο να εξαφανιστεί και να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, οι μάζες των οποίων προκύπτουν από την μετατροπή της ενέργειας των 1.022 MeV. Η συνολική κινητική ενέργεια του ζεύγους θα είναι :  $T_{e^-} + T_{e^+} = T = (E - 1.022) \text{ MeV}$

Στη συνέχεια το ποζιτρόνιο επιβραδύνεται, σταματά πολύ γρήγορα και εξαϋλώνεται στο τέλος της τροχιάς του με ένα ατομικό ηλεκτρόνιο εκπέμποντας δύο ακτίνες-γ με ενέργεια 0.511 MeV. Στην συνέχεια οι ακτίνες-γ μπορούν είτε να αποθέσουν την ενέργεια τους στον ανιχνευτή, οπότε η συνολική ενέργεια που αποτίθεται να είναι ίση με E, είτε να δραπετεύσουν και η δύο ή ακόμα να δραπετεύσει μόνο η μία.

### Ολικός Συντελεστής Απορρόφησης Φωτονίων

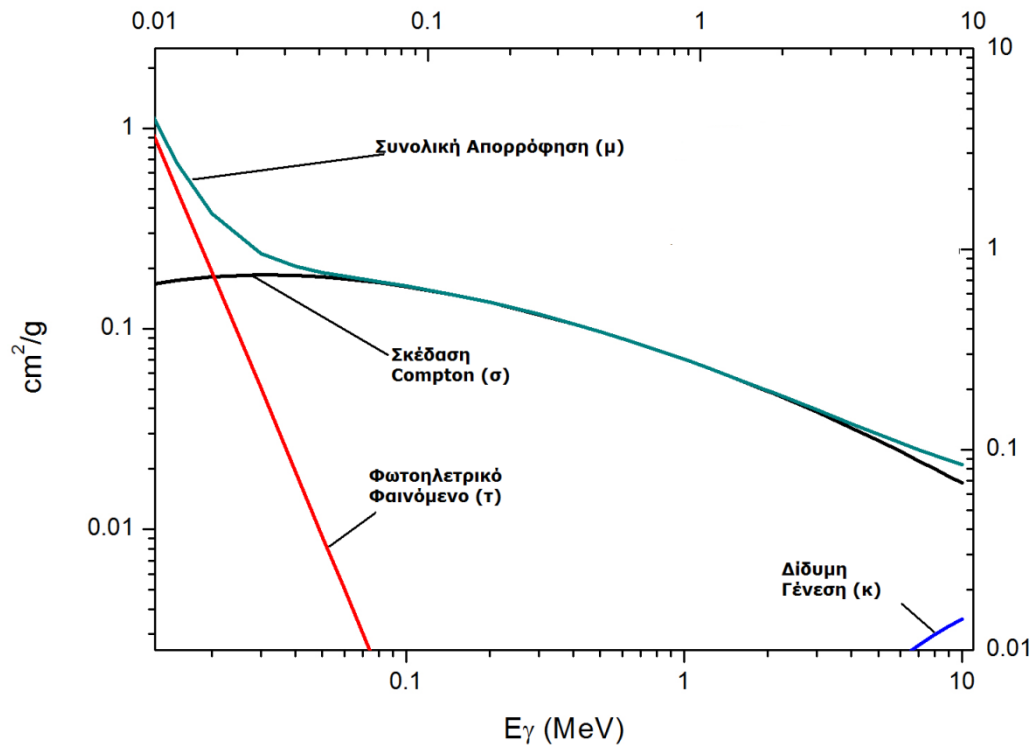
Η συνολική πιθανότητα να συμβούν οι τρεις αλληλεπιδράσεις, που περιγράφονται παραπάνω, ανά μονάδα απόστασης δίνεται από την σχέση :

$$\mu \text{ (m}^{-1}\text{)} = \tau + \sigma + \kappa$$

όπου το  $\mu$  ονομάζεται ολικός γραμμικός συντελεστής απορρόφησης και τα  $\tau$ ,  $\sigma$ , και  $\kappa$  είναι οι πιθανότητες να συμβούν το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση αντίστοιχα. Ο  $\mu$  συνήθως δίνεται σε μονάδες  $\text{m}^2/\text{kg}$  ή  $\text{cm}^2/\text{g}$  για να μην χρειάζεται να προσδιοριστεί η πυκνότητα του υλικού. Στην περίπτωση αυτή το  $\mu$  ονομάζεται ολικός μαζικός συντελεστής απορρόφησης [TS95].



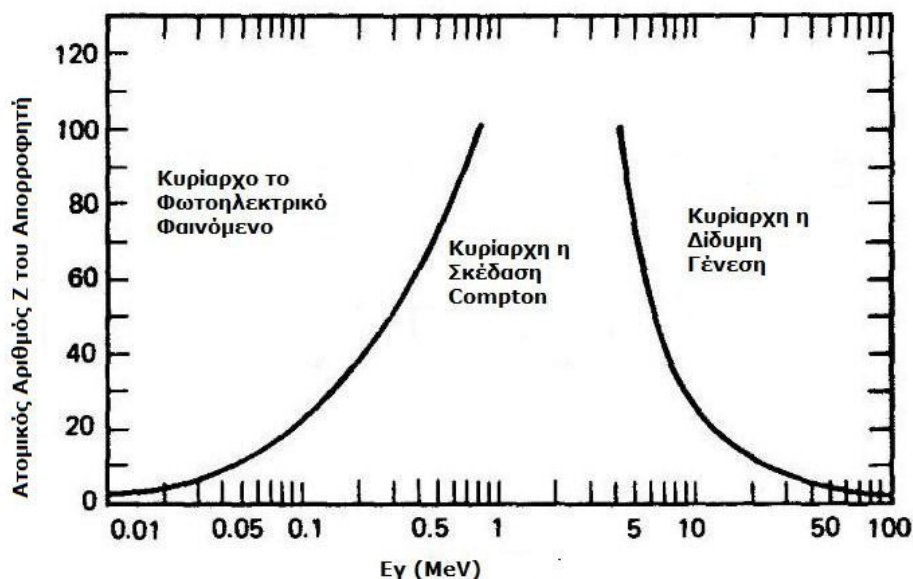
Από την βάση δεδομένων XCOM, η οποία μας δίνει τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων φωτονίων σε διάφορα υλικά, δίνοντας τον χημικό τύπο του σπινθηριστή ( $C_6H_4(CH_3)_2$ ), παίρνουμε τα διαγράμματα των παραπάνω συντελεστών για το συγκεκριμένο υλικό. Στο διάγραμμα 1.5 που ακολουθεί βλέπουμε τους συντελεστές  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $\sigma$  και  $\kappa$  συναρτήσει της ενέργειας για τον Αρωματικό Υδρογονάνθρακα.



Σχήμα 1.5: Συντελεστές απορρόφησης φωτονίων για τον Αρωματικό Υδρογονάνθρακα  $C_6H_4(CH_3)_2$  [XCOM]

Από το παραπάνω σχήμα είναι φανερό ότι για ενέργειες φωτονίων από 100 keV έως περίπου 10 MeV ο κυρίαρχος τρόπος αλληλεπίδρασης των φωτονίων με τον κρύσταλλο του ανιχνευτή είναι η σκέδαση Compton.

Στο διάγραμμα 1.6 φαίνεται η εξάρτηση των τριών διεργασιών από τον ατομικό αριθμό  $Z$  του υλικού του απορροφητή σε σχέση με την ενέργεια των αρχικών φωτονίων. Η γραμμή στα αριστερά δείχνει την ενέργεια στην οποία το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και η σκέδαση Compton είναι ισοπίθανα φαινόμενα, σε συνάρτηση με τον ατομικό αριθμό. Η γραμμή στα δεξιά κάνει το ανάλογο για την σκέδαση Compton και την δίδυμη γένεση.



Σχήμα 1.6 : Διάγραμμα της εξάρτησης της σχετικής συνεισφοράς του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, της δίδυμης γένεσης και της σκέδασης Compton από τον ατομικό αριθμό του απορροφητή και την ενέργεια των ακτίνων-γ [KNOLL]

Σε αυτό το σημείο πρέπει να υπογραμμίσουμε ότι, όπως φαίνεται και στα παραπάνω διαγράμματα, στην περίπτωση του σπινθηριστή BC501A, όπου το υλικό του ( $C_6H_4(CH_3)_2$ ) αποτελείται από πυρήνες με χαμηλό ατομικό αριθμό Z, ο κυρίαρχος τρόπος μέσω του οποίου ανιχνεύονται τα φωτόνια είναι η σκέδαση Compton. Αυτός είναι και ο λόγος που στα φάσματά μας δεν βλέπουμε φωτοκορυφές, αλλά μόνο το συνεχές Compton (Compton Continuum).

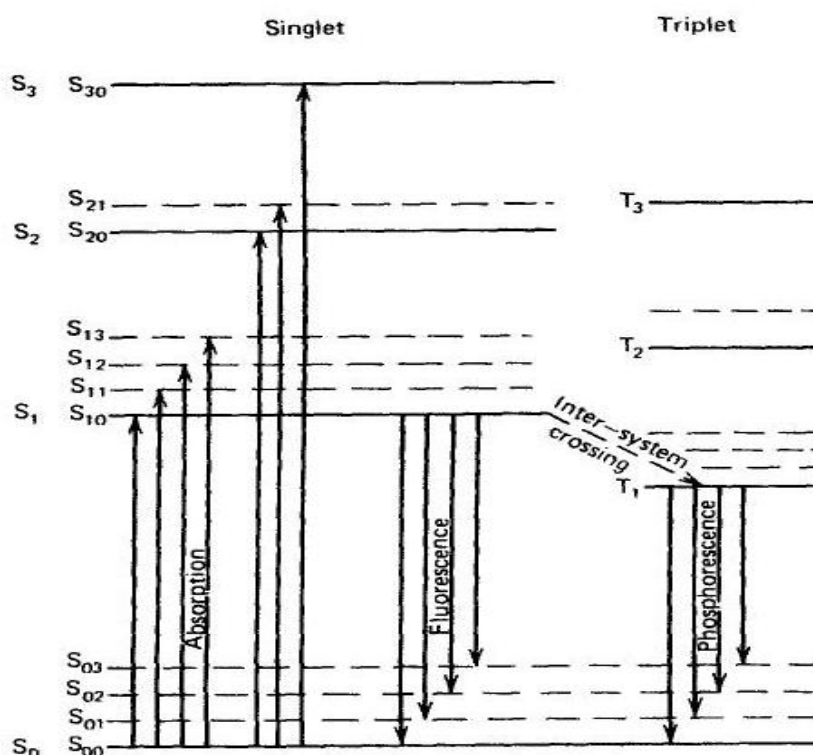
#### 1.4 Ο Μηχανισμός Σπινθηρισμού σε Οργανικά Υλικά

Η παραγωγή ορατής ακτινοβολίας (σπινθηρισμός) στους οργανικούς σπινθηριστές είναι αποτέλεσμα μοριακών μεταβάσεων. Κατά την διέλευση τους τα φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν με το υλικό του σπινθηριστή αποθέτοντας μέρος της κινητικής τους ενέργειας σε αυτό, ως αποτέλεσμα τα μόρια του υλικού μεταβαίνουν σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες και στην συνέχεια αποδιεγείρονται με εκπομπή ορατής ακτινοβολίας. Αυτό συμβαίνει με τρεις τρόπους, ο βασικός τρόπος είναι η άμεση εκπομπή ορατής ακτινοβολίας που ονομάζεται **φθορισμός** (fluorescence). Υπάρχει όμως η περίπτωση το μόριο να αποδιεγερθεί μέσω μιας ενδιάμεσης ενεργειακής στάθμης, τότε έχουμε το φαινόμενο του **φωσφορισμού** (phosphorescence) και η εκπομπή ορατής ακτινοβολίας έχει μεγαλύτερο χαρακτηριστικό χρόνο και μεγαλύτερο μήκος κύματος. Τέλος ενώ το μόριο βρίσκεται στην ενδιάμεση ενεργειακή στάθμη υπάρχει πιθανότητα να διεγερθεί θερμικά και να μεταβεί στην αρχική του διεγερμένη κατάσταση με αποτέλεσμα στην συνέχεια να αποδιεγερθεί μέσω φθορισμού, ο οποίος ονομάζεται **καθυστερημένος φθορισμός** (delayed fluorescence), με χρόνο εκπομπής επίσης πολύ μεγαλύτερο.

Πιο αναλυτικά, μια μεγάλη κατηγορία οργανικών σπινθηριστών βασίζεται σε μόρια που έχουν μια συγκεκριμένη ηλεκτρονιακή δομή, η οποία ονομάζεται ηλεκτρονιακή δομή π και απεικονίζεται στο σχήμα 1.7 που ακολουθεί. Η διέγερση του μορίου με την απορρόφηση

ενέργειας μπορεί να οδηγήσει στη μετάβαση σε οποιαδήποτε από τις μονήρεις καταστάσεις  $S_0, S_1, S_2, \dots$  ή τις στάθμες τριπλέτας  $T_1, T_2, T_3, \dots$

Στην θερμοκρασία δωματίου όλα τα μόρια βρίσκονται στην κατάσταση  $S_{00}$  και κατά την απορρόφηση ενέργειας μεταβαίνουν στις υψηλότερες στάθμες. Η υψηλότερη δυνατή στάθμη στην οποία μπορούν να μεταβούν είναι η  $S_3$  από την οποία αποδιεγείρονται σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, της τάξης των picoseconds, στην στάθμη  $S_1$  και στην συνέχεια στην θεμελιώδη στάθμη  $S_0$ . Από την διαδικασία αυτή προκύπτει η ακτινοβολία άμεσου φθορισμού. Ο χρόνος ζωής της στάθμης  $S_{10}$ ,  $\tau$ , είναι της τάξης των μερικών nanosecond για τους περισσότερους σπινθηριστές και επομένως η συνιστώσα του άμεσου φθορισμού είναι σχετικά γρήγορη.



Σχήμα 1.7 : Ηλεκτρονική δομή π οργανικού μορίου [KNOLL]

Ο χρόνος ζωής της κατάστασης  $T_1$  είναι πολύ μεγαλύτερος από αυτόν της  $S_1$ . Μέσω μιας μετάβασης που ονομάζεται διασυστηματική διασταύρωση (intersystem crossing), μερικές μονήρεις καταστάσεις μπορεί να μεταβούν σε καταστάσεις τριπλέτας και στην συνέχεια να αποδιεγερθούν στην κατάσταση  $S_0$ . Ο χρόνος ζωής της κατάστασης  $T_1$  μπορεί να είναι της τάξης των  $10^{-3}$  δευτερολέπτων και επομένως η ακτινοβολία που παράγεται από την αποδιέγερση είναι μεγαλύτερης διάρκειας και ονομάζεται φωσφορισμός. Επειδή η στάθμη  $T_1$  βρίσκεται πιο χαμηλά ενεργειακά από την  $S_1$  το μήκος κύματος του φάσματος φωσφορισμού θα είναι μεγαλύτερο από αυτό του φθορισμού. Τέλος όσο το μόριο βρίσκεται στην κατάσταση  $T_1$ , υπάρχει πιθανότητα να διεγερθεί θερμικά και πάλι στην κατάσταση  $S_1$  και εν συνεχεία να αποδιεγερθεί μέσω φθορισμού. Η διαδικασία αυτή περιγράφει το φαινόμενο του καθυστερημένου φθορισμού [KNOLL].

## 1.5 Απόκριση Οργανικού Σπινθηριστή

### 1.5.1 Απόδοση Φωτός

Ένα μικρό ποσοστό της απώλειας της κινητικής ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου μετατρέπεται σε ενέργεια φθορισμού, το υπόλοιπο διασκορπίζεται κυρίως σε πλεγματικές ταλαντώσεις ή μετατρέπεται σε θερμότητα. Το ποσοστό της ενέργειας του σωματιδίου που μετατρέπεται σε ορατό φως αποτελεί την απόδοση σπινθηρισμού και εξαρτάται από το είδος του σωματιδίου και την ενέργεια του. Σε μερικές περιπτώσεις η απόδοση σπινθηρισμού μπορεί να είναι ανεξάρτητη της ενέργειας έχοντας ως αποτέλεσμα την γραμμική εξάρτηση της απόδοσης φωτός από την αρχική ενέργεια.

Για οργανικούς σπινθηριστές η απόκριση στα ηλεκτρόνια είναι γραμμική για ενέργειες σωματιδίων πάνω από 125 keV, ενώ η απόκριση σε βαρέα φορτισμένα σωματίδια όπως πρωτόνια και σωματίδια-α είναι πάντα μικρότερη για τις αντίστοιχες ενέργειες και μη γραμμική για πιο υψηλές αρχικές ενέργειες.

Λόγω της εξάρτησης της απόδοσης φωτός από το είδος του σωματιδίου εισάγεται η μονάδα MeVee (MeV electron equivalent), όπου 1 MeVee φωτός αντιστοιχεί σε 1 MeV για ταχέα νετρόνια αλλά ανέρχεται σε αρκετά MeV για φορτισμένα σωματίδια.

Η απόκριση των οργανικών σπινθηριστών σε φορτισμένα σωματίδια μπορεί να περιγραφεί από την σχέση μεταξύ του  $dL/dx$ , όπου είναι η ενέργεια φθορισμού που εκπέμπεται ανά μονάδα μήκους και του  $dE/dx$ , όπου είναι η απώλεια ενέργειας του σωματιδίου. Η σχέση που χρησιμοποιείται βασίζεται στην υπόθεση ότι η υψηλή πυκνότητα ιονισμού κατά μήκος της τροχιάς του σωματιδίου οδηγεί σε απόσβεση από τα κατεστραμμένα μόρια και σε μείωση της απόδοσης σπινθηρισμού. Θεωρώντας ότι η πυκνότητα των κατεστραμμένων μορίων εξαρτάται γραμμικά από την πυκνότητα ιονισμού, μπορούμε να την αναπαραστήσουμε με  $B(dE/dx)$ , όπου  $B$  είναι μία σταθερά αναλογίας. Υποθέτοντας επίσης ότι ένα μέρος  $k$  των κατεστραμμένων μορίων θα οδηγήσουν σε απόσβεση προκύπτει ο τύπος του Bricks [BI64]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (1.5)$$

Σε περίπτωση που έχουμε μόνο ηλεκτρόνια η απώλεια ενέργειας είναι μικρή ακόμα και για μεγάλες τιμές της ενέργειας, επομένως η παραπάνω σχέση γίνεται :

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_e = S \frac{dE}{dx} \quad (1.6)$$

Η απόδοση φωτός ανά μονάδα απώλειας ενέργειας ισούται με μία σταθερά οπότε έχουμε και την περίπτωση που η απόδοση του φωτός είναι γραμμική ως προς την ενέργεια του σωματιδίου.

$$\left. \frac{dL}{dE} \right|_e = S \quad (1.7)$$

### 1.5.2 Χρονική Απόκριση

Αν θεωρήσουμε ότι οι οπτικές καταστάσεις ενός οργανικού μορίου σχηματίζονται στιγμιαία και παρατηρείται μόνο άμεσος φθορισμός τότε η μορφή ενός οπτικού παλμού θα αποτελείται από μία γρήγορη άνοδο και στη συνέχεια θα πέφτει εκθετικά σύμφωνα με την σχέση :

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1.8)$$

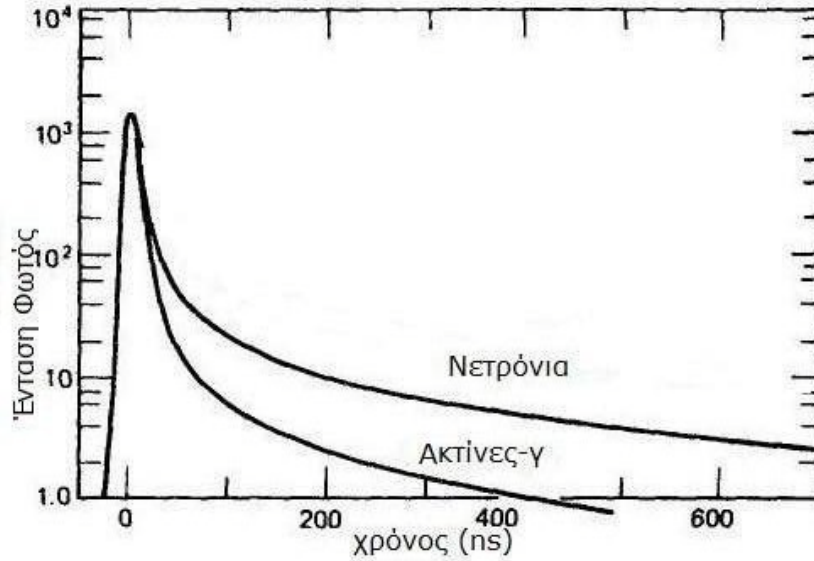
Όπου  $\tau$  είναι η σταθερά χρόνου αποδιέγερσης της στάθμης  $S_1$ . Στην πραγματικότητα θα πρέπει να λάβουμε υπόψη ακόμα δύο παράγοντες όπως ο χρόνος που απαιτείται για την κατάληψη των διεγερμένων καταστάσεων καθώς επίσης και τις διαδικασίες του φωσφορισμού και του καθυστερημένου φθορισμού. Τότε προκύπτει η σχέση :

$$I = I_0 (e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1}) \quad (1.9)$$

Όπου  $\tau_1$  είναι η σταθερά χρόνου κατάληψης των οπτικών σταθμών και είναι της τάξης του μισού ns δηλαδή 3-4 φορές μικρότερη από την σταθερά  $\tau$ .

### 1.5.3 Διάκριση Μορφής Παλμών (Pulse Shape Discrimination PSD)

Όπως αναφέραμε αναλυτικά προηγουμένως, στους οργανικούς σπινθηριστές η ορατή ακτινοβολία που παρατηρείται οφείλεται εκτός από τον άμεσο φθορισμό και σε δύο μακροβιότερες συνιστώσες, τον φωσφορισμό και τον καθυστερημένο φθορισμό. Ο συνδυασμός όλων των παραπάνω συνιστωσών μπορεί να αναπαρασταθεί από το άθροισμα δύο εκθετικών πτώσεων που αντιστοιχούν στην γρήγορη και στην αργή συνιστώσα του σπινθηρισμού. **Η αργή συνιστώσα έχει ένα χαρακτηριστικό χρόνο πτώσης μερικών εκατοντάδων nanoseconds και το ποσοστό του φωτός που αντιστοιχεί σε αυτήν εξαρτάται από το είδος του σωματιδίου**, επομένως μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε αυτή την ιδιότητα για να διαχωρίσουμε διαφορετικά είδη σωματιδίων που πέφτουν στον σπινθηριστή (Pulse Shape Discrimination). Στο σχήμα 1.8 φαίνεται η πτώση της έντασης του φωτός σε συνάρτηση με το χρόνο για τα νετρόνια και φωτόνια. Είναι προφανές ότι οι ακτίνες- $\gamma$  θα δώσουν παλμούς με πιο γρήγορο χρόνο πτώσης από τα νετρόνια. Επομένως μετρώντας τον χρόνο πτώσης κάθε παλμού σε ένα μεικτό πεδίο φωτονίων-νετρονίων, με την υλοποίηση του κατάλληλου κυκλώματος, μπορούμε να διαχωρίσουμε τα δύο είδη ακτινοβολίας. Πρέπει να τονιστεί ότι ο χρόνος πτώσης εξαρτάται αποκλειστικά και μόνο από το είδος του σωματιδίου και όχι από την ενέργεια του.



Σχήμα 1.8 : Διάγραμμα έντασης ορατού φωτός σε συνάρτηση με το χρόνο για νετρόνια και ακτίνες-γ [KNOLL]

## 1.6 Παράγοντες που Επηρεάζουν τη Συνάρτηση Απόκρισης του Υγρού Σπινθηριστή

### α. Μη γραμμική Απόδοση Φωτός Συναρτήσει Της Ενέργειας

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, το ποσοστό της κινητικής ενέργειας του ανιχνευόμενου σωματιδίου που θα μετατραπεί σε ορατή ακτινοβολία εξαρτάται από το είδος του σωματιδίου και την ενέργειά του. Συγκεκριμένα, για οργανικούς σπινθηριστές η απόκριση στα ηλεκτρόνια είναι γραμμική για ενέργειες σωματιδίων πάνω από 125 keV, ενώ η απόκριση σε βαρέα φορτισμένα σωματίδια όπως πρωτόνια και σωματίδια-α είναι πάντα μικρότερη για τις αντίστοιχες ενέργειες και μη γραμμική για πιο υψηλές αρχικές ενέργειες.

### β. Διαφυγή Ηλεκτρονίων

Υπάρχει περίπτωση να πραγματοποιηθούν κάποιες σκεδάσεις Compton πολύ κοντά στα τοιχώματα του κρυστάλλου του ανιχνευτή ή ακόμα και σκεδάσεις στο αλουμινένιο του περιβλήμα. Αυτό θα έχει αποτέλεσμα κάποια από τα ηλεκτρόνια Compton να διαφύγουν πριν προλάβουν να αποθέσουν όλη τους την ενέργεια στον ανιχνευτή και έτσι να έχουμε μια μικρή μετατόπιση του συνεχούς Compton σε μικρότερη ενέργεια. Ένα άλλο σενάριο είναι το ηλεκτρόνιο, που θα παραχθεί με σκέδαση Compton πολύ κοντά στα τοιχώματα, να διαφύγει κατευθείαν χωρίς να ανιχνευτεί, με αποτέλεσμα να έχουμε ελάττωση των γεγονότων στο φάσμα μας.

### γ. Ακτινοβολία Εξαΰλωσης

Αν η πηγή ακτίνων-γ που μελετάμε αποτελείται από ισότοπο που διασπάται με εκπομπή ποζιτρονίου, τότε στα φάσματά μας θα εμφανίζεται επιπλέον μια αιχμή Compton που θα αντιστοιχεί στη ενέργεια 0.511 MeV, η οποία προκύπτει από τη εξαΰλωση του ποζιτρονίου με ένα ατομικό ηλεκτρόνιο.

### δ. Επιρροή των Υλικών του χώρου στον οποίο Βρίσκεται Ο Ανιχνευτής

Σε όλες τις πρακτικές εφαρμογές, ο ανιχνευτής περιβάλλεται από διάφορα υλικά που μπορούν να έχουν μετρήσιμη επιρροή στην απόκρισή του. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε γεγονότα που προέρχονται από πηγές ακτίνων-γ που πιθανόν να βρίσκονται στον χώρο των μετρήσεων ή ακόμα από σκεδάσεις των ακτίνων-γ που εκπέμπονται από την πηγή που μετράμε, με τα γύρω υλικά.

### ε. Επιρροή Άθροισης Γεγονότων (summation Effects)

Στην περίπτωση που η πηγή που μελετάμε εκπέμπει συγχρόνως παραπάνω από μία ακτίνα-γ, υπάρχει η πιθανότητα να έχουμε γεγονότα άθροισης. Πιο αναλυτικά, είναι πιθανό ηλεκτρόνια Compton που παράγονται συγχρόνως από τις διαφορετικές ακτίνες-γ, να αποθέσουν την ενέργειά τους με χρονική διαφορά μικρότερη από τον χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή και των ηλεκτρονικών που χρησιμοποιούνται σε τυπικά πειράματα φασματοσκοπίας. Στην περίπτωση αυτή οι ενέργειες που θα καταγραφούν θα αθροιστούν και θα παρουσιαστούν στο φάσμα μας ως ένα γεγονός με αυξημένη ενέργεια. Το ίδιο θα ισχύει και για μερική απόθεση ενέργειας από κάθε ηλεκτρόνιο Compton με αποτέλεσμα να έχουμε ένα συνεχές στο φάσμα μας που θα αντιστοιχεί στην άθροιση των διάφορων ενεργειών. Το ίδιο φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί και στην περίπτωση που έχουμε μεγάλο counting rate και ο ανιχνευτής μας ή τα ηλεκτρονικά μας δεν μπορούν να ανταποκριθούν σε τόσο γρήγορη καταγραφή διαδοχικών παλμών, με αποτέλεσμα να αθροίζονται τα συνολικά ύψη και να τα καταγράφονται πολλαπλά γεγονότα ως ένα γεγονός.

## 1.7 Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα Σπινθηριστή (Energy Resolution)

Ως Ενεργειακή διακριτική ικανότητα ορίζεται η ικανότητα του ανιχνευτή να 'βλέπει' την ενεργειακή διαφορά δύο φωτονίων, των οποίων οι ενέργειες διαφέρουν ελάχιστα. Μέτρο της διακριτικής ικανότητας ενός ανιχνευτή είναι το **FWHM** ( Full Width Half Maximum), δηλαδή το εύρος  $\Delta E$  μιας κορυφής του φάσματος στο μέσο του ύψους της. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα **R**, ορίζεται ως ο λόγος του FWHM που παρουσιάζει οποιαδήποτε κορυφή του φάσματος προς την τιμή της ενέργειας  $E_0$  στην οποία αντιστοιχεί η κορυφή αυτή.

$$R = \frac{FWHM}{E_0}$$

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα των σπινθηριστών, και πιο συγκεκριμένα των οργανικών σπινθηριστών, είναι σε γενικές γραμμές μέτρια σε σχέση με αυτήν των περισσότερων ανιχνευτών άλλου τύπου που χρησιμοποιούνται ευρέως στην πυρηνική φασματοσκοπία, με αποτέλεσμα στα φάσματά μας το μέγιστο της αιχμής Compton να είναι αρκετά ευρύ και να μην μπορούμε να προσδιορίσουμε με ακρίβεια την θέση της αιχμής Compton.

Οι παράγοντες που συνεισφέρουν στην απώλεια ενεργειακής διακριτικής ικανότητας είναι διάφοροι όπως: λόγοι στατιστικής, ηλεκτρονικός θόρυβος, διακυμάνσεις της απόκρισης του ανιχνευτή κατά μήκος του ενεργού του όγκου και μετατόπιση των φασμάτων μας λόγω των διακυμάνσεων της ενίσχυσης του σήματος από τον φωτοπολλαπλασιαστή ή από άλλα στοιχεία του κυκλώματος. Ο τελευταίος παράγοντας μπορεί να έχει έντονη συνεισφορά σε περιπτώσεις που ο σπινθηριστής εκτίθεται σε μεγάλες διαφορές θερμοκρασίας και counting rate. Ακόμα οι αποκλίσεις από την γραμμικότητα μεταξύ της ενέργειας του σωματιδίου και της απόδοσης φωτός μπορεί να συνεισφέρουν σημαντικά στην απώλεια ενεργειακής διακριτικής ικανότητας.



## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>

### Χρονικός Διαχωρισμός Νετρονίων και Ακτίνων-γ στον Υγρό Σπινθηριστή BC501A

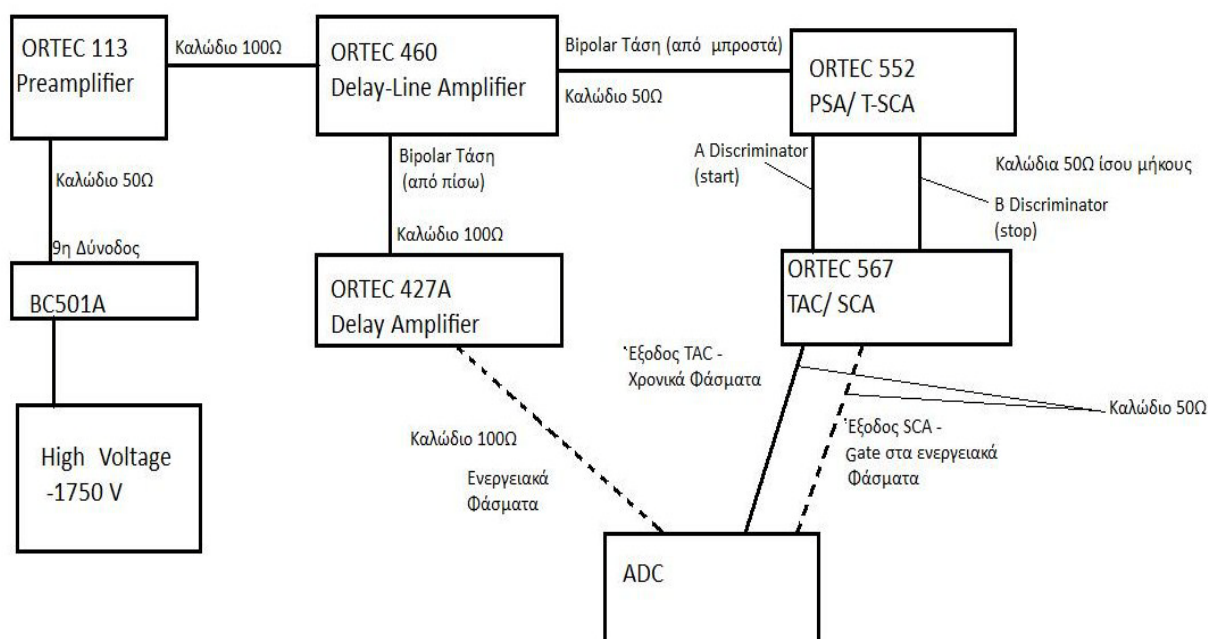
Σε πολλές πυρηνικές εφαρμογές, όπως σε πειράματα ακτινοβόλησης στόχων διαφόρων υλικών με νετρόνια ή στο περιβάλλον του πυρήνα ενός πυρηνικού αντιδραστήρα, συναντάμε μεικτό πεδίο νετρονίων και ακτίνων-γ. Συγκεκριμένα, στον επιταχυντή Van De Graff Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος γίνονται συχνά πειράματα ακτινοβόλησης στόχων με νετρόνια, τα οποία παράγονται μέσω κάποιας πυρηνικής αντίδρασης μεταξύ της πρωτογενούς δέσμης των φορτισμένων σωματιδίων του επιταχυντή και κάποιου στόχου. Στο περιβάλλον αυτό, εκτός από τις χρήσιμες αντιδράσεις για το πείραμα, λαμβάνουν χώρα και παρασιτικές αντιδράσεις που έχουν ως αποτέλεσμα την διέγερση των υλικών του δωματίου και της πειραματικής διάταξης, που ακολουθείται από εκπομπή ακτίνων-γ διαφόρων ενεργειών. Ως επόμενο στο περιβάλλον του πειράματός παρουσιάζεται ένα μεικτό πεδίο φωτονίων – νετρονίων και είναι επιθυμητό αυτά τα δύο είδη ακτινοβολίας να διαχωριστούν και να μελετηθούν ξεχωριστά ώστε να γνωρίζουμε με ακρίβεια τις συνθήκες διεξαγωγής του πειράματος και τις επιπτώσεις που μπορεί να έχουν αυτές στις μετρήσεις και στα αποτελέσματα.

Ως γνωστόν ο υγρός σπινθηριστής BC501A ενδείκνυται για φασματοσκοπία στα μεικτά πεδία που περιγράφονται παραπάνω, λόγω της ιδιότητας του να μπορεί να ξεχωρίζει τα δύο αυτά είδη ακτινοβολίας [GU89]. Για τον λόγο αυτό μας ενδιαφέρει να μελετήσουμε την συμπεριφορά του σε ακτινοβολία φωτονίων και την ικανότητα διαχωρισμού αυτών από νετρόνια σε ένα μεικτό πεδίο. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η υλοποίηση δύο εναλλακτικών ηλεκτρονικών κυκλωμάτων διαχωρισμού νετρονίων –φωτονίων και η μελέτη τους με χρήση μονοενεργειακών πηγών ακτίνων-γ [NA91].

Στις υποενότητες 1.2 και 1.5.3 περιγράφεται αναλυτικά η φυσική πίσω από την διάκριση φωτονίων-νετρονίων στον σπινθηριστή BC501A. Αυτή στηρίζεται στο γεγονός ότι τα δύο διαφορετικά είδη ακτινοβολίας θα δημιουργήσουν παλμούς με διαφορετικό χρόνο πτώσης, πιο συγκεκριμένα οι παλμοί που προέρχονται από φωτόνια θα πέφτουν πιο γρήγορα από τους παλμούς των νετρονίων (βλ σχήμα 1.8). Εκείνο που μένει είναι να υλοποιηθεί ένα κατάλληλο κύκλωμα με οποίο θα "μετράμε" αυτόν τον χρόνο πτώσης και θα τον καταγράψουμε. Η τεχνική που χρησιμοποιείται ονομάζεται Ανάλυση Μορφής Παλμών (Pulse Shape Analysis) και στην παρούσα εργασία υλοποιείται με δύο διαφορετικούς τρόπους που θα περιγραφούν αναλυτικά στις ενότητες που ακολουθούν.

## 2.1 Πρώτο Κύκλωμα Διαχωρισμού Φωτονίων-Νετρονίων

Η πρώτη ηλεκτρονική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται στο σχήμα 2.1 και στον πίνακα 2.1 φαίνονται συνοπτικά οι ρυθμίσεις των διάφορων μονάδων του κυκλώματος. Η τροφοδοσία του ανιχνευτή γίνεται με τάση -1750 volt, η οποία είναι και η προτεινόμενη από την κατασκευάστρια εταιρία, για την βέλτιστη λειτουργία του.



Σχήμα 2.1 : Πρώτο κύκλωμα διαχωρισμού νετρονίων και ακτίνων-γ

Πίνακας 2.1 : Ρυθμίσεις μονάδων του πρώτου κυκλώματος

Μονάδα	Ρυθμίσεις
High Voltage	-1750 V
Preamplifier 113	0 pF
Amplifier 460	Fine Gain: 0.4, Coarse Gain: 50 Integration Time: 0.04 $\mu$ s Input Polarity: Positive
Delay Amplifier 427A	Delay 1.75 $\mu$ s
PSA/T-SCA 552	Lower Level: 0.5, Upper Level: 10, Mode: Norm A-Fraction: 0.1, B-Fraction: BI, ATTN $\times$ 1
TAC/SCA 567	Range: 200 $\times$ 1 ns

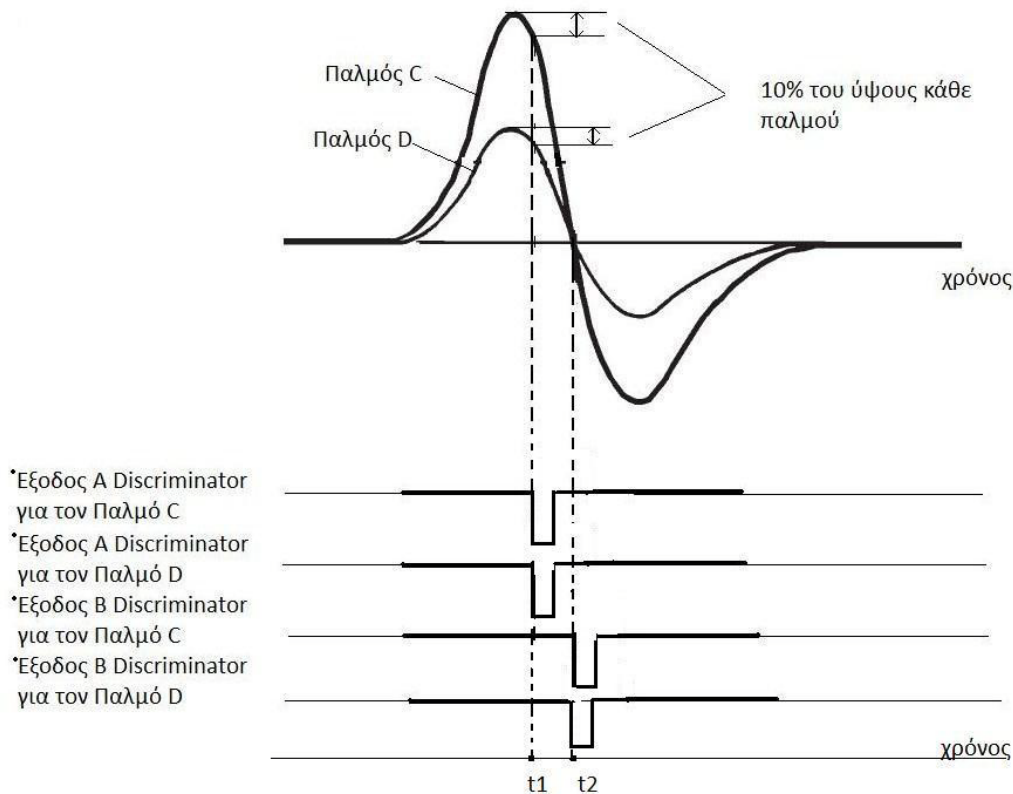
Όπως φαίνεται από το παραπάνω διάγραμμα, το σήμα (θετικής πολικότητας) από την 9<sup>η</sup> δύνοδο του ανιχνευτή οδηγείται με καλώδιο 50 Ω στον **προενισχυτή 113** της **ORTEC**. Εκεί το σήμα ενισχύεται με την ελάχιστη διαμόρφωση (shaping), με σκοπό να διατηρηθεί μέγιστος ο λόγος του σήματος προς τον θόρυβο. Ο συγκεκριμένος προενισχυτής είναι σχεδιασμένος για χρήση με σήματα δυνόδου ή ανόδου από φωτοπολλαπλασιαστές και επομένως κατάλληλος για χρήση με ανιχνευτές σπινθηρισμού. Το φορτίου εξόδου του φωτοπολλαπλασιαστή ολοκληρώνεται στην χωρητικότητα εισόδου του προενισχυτή για να παράγει έναν παλμό τάσης και στην συνέχεια ένας non-inverting ενισχυτής με gain= 1 οδηγεί τον παλμό στην έξοδο. Η χωρητικότητα εισόδου μπορεί να ρυθμιστεί στα 0, 100, 200, 500 ή 1000 pF. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή ρυθμίστηκε στα 0 pF. Στο σχήμα 2.2 φαίνεται ο συγκεκριμένος προενισχυτής.

Στην συνέχεια το σήμα οδηγείται μέσω καλωδίου 100 Ω στον ενισχυτή **460** της **ORTEC** (Delay Line Amplifier), όπου διαμορφώνεται και ενισχύεται κατά ένα παράγοντα ο οποίος προκύπτει από το γινόμενο των τιμών του Coarse και του Fine gain τα οποία ρυθμίζονται από δύο κατάλληλους διακόπτες. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή ρυθμίστηκαν στο 50 και 0.4 αντίστοιχα. Ο ενισχυτής αυτός ενδείκνυται για φασματοσκοπία με σπινθηριστές, για χρονικές εφαρμογές και για ανάλυση μορφής παλμών λόγω των πολύ καλών χρονικών ιδιοτήτων του. Μπορεί ως είσοδο να λάβει και αρνητικά και θετικά σήματα και διαθέτει δύο εξόδους διπολικής (bipolar) και δύο εξόδους μονοπολικής (unipolar) τάσης.



Σχήμα 2.2 : προενισχυτής ORTEC 113

Η bipolar τάση από το μπροστά μέρος του ενισχυτή οδηγείται με καλώδιο 50 Ω στον **Pulse Shape Analyzer και Timing Single Channel Analyzer 552** της ORTEC. Κάθε παλμός που θα εισέλθει σε αυτή την μονάδα και το ύψος του θα βρίσκεται μεταξύ μιας ελάχιστης τιμής (Lower Level) και μιας μέγιστης τιμής (Upper Level) θα αναλυθεί ενώ οι υπόλοιποι παλμοί θα απορριφτούν. Η μονάδα αυτή διαθέτει δύο διαφορετικούς discriminators. Ο πρώτος (A-Discriminator), για κάθε παλμό που αναλύεται θα παράγει έναν αρνητικό λογικό παλμό την χρονική στιγμή που ο παλμός θα φτάσει στο 10 % της πτώσης από τη μέγιστη τιμή του. Αυτό ισχύει τόσο για μονοπολικούς όσο και για διπολικούς παλμούς. Ο δεύτερος (B-Discriminator), επίσης για κάθε παλμό, είτε μονοπολικό είτε διπολικό, παράγει ένα λογικό σήμα όταν αυτός φτάσει στο 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 % της πτώσης του, επιλογή που καθορίζεται από κατάλληλο διακόπτη. Η τεχνική αυτή ονομάζεται **Trailing-Edge Constant Fraction Timing**. Επιπλέον, ο B Discriminator όταν ο διακόπτης βρίσκεται στην θέση BI θα παράγει λογικό σήμα, για παλμούς διπολικής τάσης την χρονική στιγμή που ο κάθε παλμός θα τέμνει τον άξονα των χρόνων, δηλαδή όταν ο παλμός περάσει από το μηδέν. Η παραπάνω τεχνική ονομάζεται **Zero Crossing Timing**. Στην περίπτωση μας ο B Discriminator βρίσκεται στην θέση BI. Στο σχήμα 2.3 απεικονίζεται ο τρόπος με τον οποίο εφαρμόζονται οι δύο παραπάνω τεχνικές και παράγονται τα δύο λογικά σήματα από κάθε παλμό που αναλύεται.



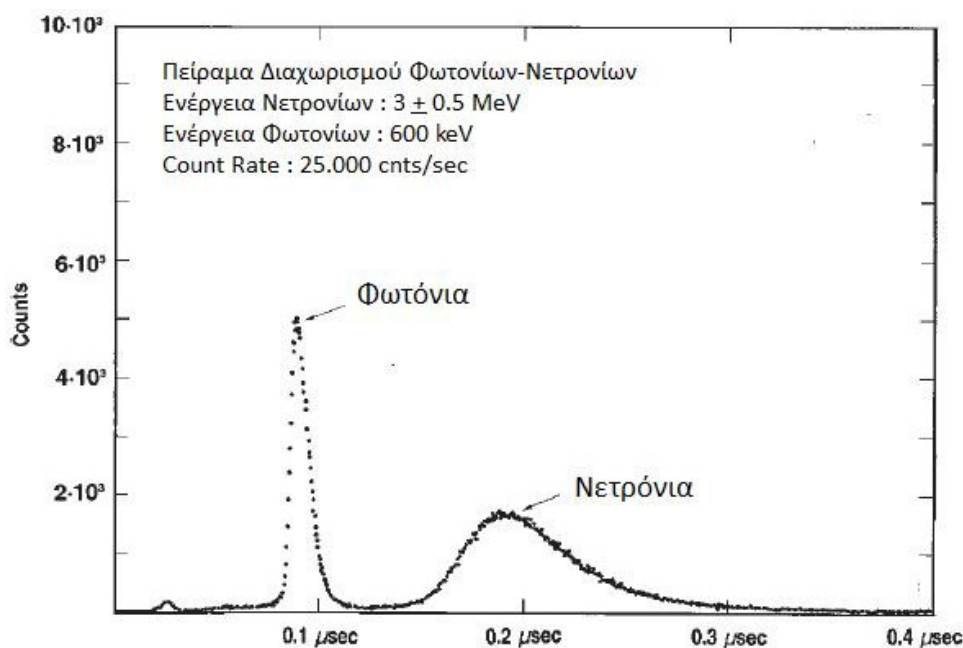
Σχήμα 2.3 : Trailing-Edge Constant Fraction Timing και Zero Crossing Timing σε Bipolar σήματα στο PSA/T-SCA 552 με τις ρυθμίσεις του πρώτου κυκλώματος μας

Στο παραπάνω σχήμα είναι φανερό πως με τις δύο τεχνικές που αναφέρονται παραπάνω μπορούμε να μετρήσουμε τον χρόνο πτώσης κάθε παλμού, που αναλύεται από τον PSA/T-SCA 552, και ισούται με  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Σε αυτό το σημείο πρέπει να τονίσουμε ότι τα λογικά σήματα που παράγονται από τους δύο Discriminators σχετίζονται με πολύ μεγάλη ακρίβεια με την χρονική στιγμή που συμβαίνει ένα γεγονός και δεν έχουν εξάρτηση από το ύψος του παλμού και επομένως από την ενέργεια του σωματιδίου που τον προκάλεσε. Όπως φαίνεται και στο σχήμα, παλμοί της ίδιας μορφής αλλά διαφορετικών υψών φτάνουν την ίδια χρονική στιγμή στο 10 % της πτώσης τους (και στο 0 αντίστοιχα). Επομένως ο χρόνος πτώσης  $\Delta t$  του κάθε παλμού δεν εξαρτάται από το ύψος του, αλλά μόνο από την μορφή του. Με άλλα λόγια **το  $\Delta t$  εξαρτάται από το είδος του σωματιδίου που προκάλεσε τον παλμό και όχι από την ενέργειά του.**

Τα παραπάνω βέβαια αποτελούν την θεωρητική πρόβλεψη για τον τρόπο λειτουργίας των ηλεκτρονικών μας. Στην πραγματικότητα τα  $\Delta t$  που θα μετρήσουμε δεν θα έχουν μια μεμονωμένη τιμή για κάθε είδος σωματιδίων, αλλά θα παρουσιάζουν Gaussian κατανομή γύρω από μία κεντρική τιμή. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι είτε για διαφορετικά, είτε για ίδια ύψη παλμών και για παλμούς της ίδιας ακριβώς μορφής (δηλαδή του ίδιου είδους σωματιδίων) μπορεί να έχουμε διαφορά στο χρόνο απόκρισης των discriminators της τάξης των μερικών nanoseconds. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται βηματισμός χρόνου (**time walk**) και μπορεί να επιφέρει από κάποια μικρή ασυμμετρία στην Gaussian κατανομή έως και ολοκληρωτική παραμόρφωση των χρονικών μας φασμάτων, που όπως θα δούμε παρακάτω αποτελούν ουσιαστικά ιστογράμματα των γεγονότων σε σχέση με τα χρονικά διαστήματα  $\Delta t$ . Η μονάδα 552 που χρησιμοποιείται στο συγκεκριμένο κύκλωμα δίνει την δυνατότητα ρύθμισης και σχετικής διόρθωσης του βηματισμού χρόνου για κάθε έναν από τους δύο discriminators ξεχωριστά, μέσω δύο ποντεσιομέτρων που βρίσκονται στην πρόσοψή της.

Για να συνεχίσουμε με την περιγραφή του κυκλώματος, οι λογικοί παλμοί από τον A και τον B Discriminator εισέρχονται ως start και stop αντίστοιχα, στη μονάδα **567** της **ORTEC** η οποία είναι ένα **TAC (Time to Amplitude Converter)** με ενσωματωμένο **SCA**. Η μονάδα αυτή μετράει το χρονικό διάστημα μεταξύ των δύο παλμών start και stop και στην συνέχεια παράγει έναν παλμό με ύψος ανάλογο αυτού του χρονικού διαστήματος. Παίρνοντας επομένως την έξοδο του TAC και στέλνοντας την σε έναν ADC (Analog to Digital Converter) ή σε έναν MCA (Multichannel Analyzer) μπορούμε να καταγράψουμε τα φάσματα του ύψους παλμών που αποτελούν χρονικά φάσματα, δηλαδή διαγράμματα γεγονότων σε συνάρτηση με τον χρόνο πτώσης του παλμού του κάθε γεγονότος.

Καταλαβαίνουμε, με βάση όλη την ανάλυση που έγινε παραπάνω, ότι για μεικτό πεδίο νετρονίων και φωτονίων το χρονικό φάσμα που περιμένουμε θα αντιστοιχεί σε δύο διαφορετικές Gaussian γύρω από δύο διαφορετικές τιμές  $\Delta t$ . Ένα τέτοιο ενδεικτικό φάσμα φαίνεται στο σχήμα 2.4 και δίνεται από την εταιρία ORTEC ως έξοδος του TAC ενός όμοιου με το δικό μας, κυκλώματος.



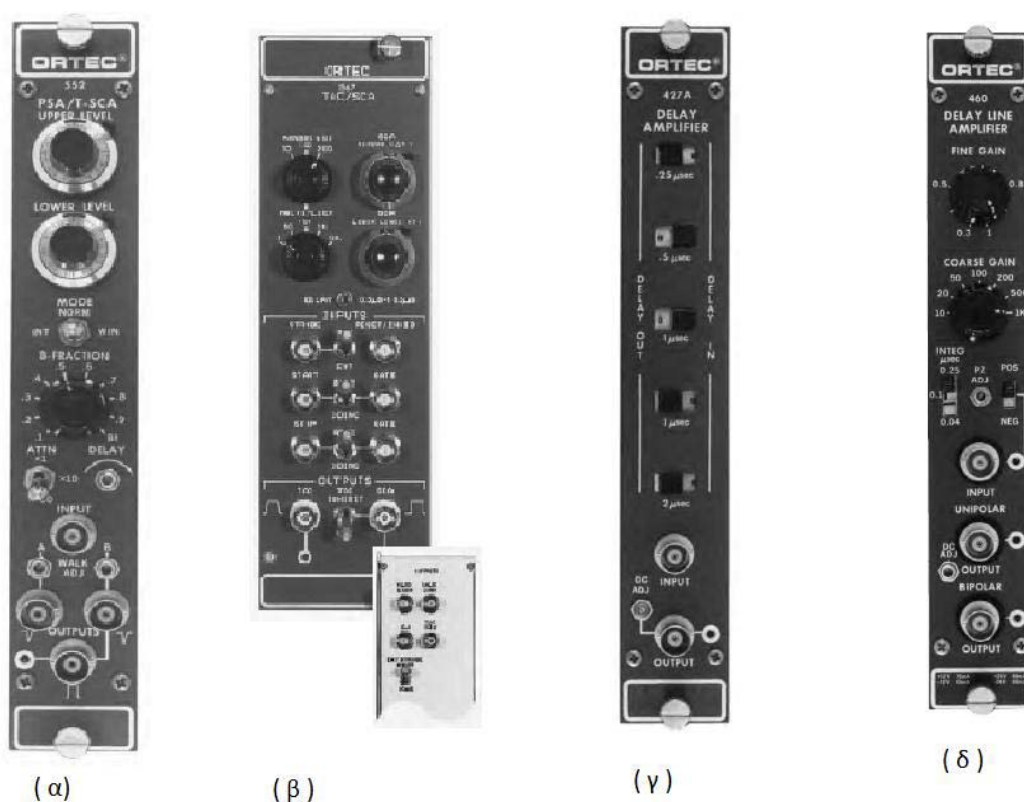
Σχήμα 2.4: Χρονικό φάσμα μεικτού πεδίου φωτονίων – νετρονίων.[ORTEC]

Οι ροοστάτες Range και Multiplier μας επιτρέπουν να ρυθμίζουμε το χρονικό εύρος των γεγονότων που θα καταγράψουμε στα φάσματα μας που συγκεκριμένη εφαρμογή ρυθμίστηκε στα 200 ns.

Το ενσωματωμένο SCA, που βρίσκεται στην μονάδα 567, δίνει την δυνατότητα να θέσουμε πολύ ακριβείς περιορισμούς στα χρονικά φάσματα που θα καταγράψουμε και να παράγουμε gate παλμούς για ένα επιλεγμένο εύρος ύψους παλμών που προέρχονται από το TAC. Μέσω του ροοστάτη SCA Lower Level μπορούμε να ρυθμίσουμε το ελάχιστο ύψος παλμών και μέσω του SCA Window μπορούμε να επιλέξουμε το μέγιστο ύψος παλμών που προστίθεται στο ελάχιστο. Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να απομονώσουμε το μέρος του φάσματος που αντιστοιχεί είτε στα φωτόνια είτε στα νετρόνια, να το καταγράψουμε (έξοδος TAC) και να παράγουμε gate για τα ενεργειακά μας φάσματα (Έξοδος SCA).

Ακόμα, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1 η bipolar τάση από το πίσω μέρος του 460 οδηγείται με καλώδιο 100 Ω στον **427A Delay Amplifier** της **ORTEC**. Η μονάδα αυτή μπορεί να εισάγει καθυστέρηση στο σήμα μας από 60 ns έως 4.75 μs πριν αυτό συνεχίσει για να εισέλθει σε έναν ADC ή σε έναν MCA, όπου και θα καταγραφούν τα ενεργειακά μας φάσματα. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή η καθυστέρηση επιλέχθηκε ίση με 1.75 μs με την βοήθεια ενός παλμογράφου, ούτως ώστε το ενεργειακό σήμα να πέφτει χρονικά μέσα στο gate που παράγεται από τον 567. Με τον τρόπο αυτό ρυθμίζοντας κατάλληλα το παράθυρο του SCA 567 μπορούμε, ενώ έχουμε ένα μεικτό πεδίο, να καταγράψουμε ενεργειακά φάσματα μόνο φωτονίων ή μόνο νετρονίων.

Στο σχήμα 2.5 φαίνονται οι μονάδες 552, 567, 427A και 460 που περιγράφονται παραπάνω.



Σχήμα 2.5 : Οι μονάδες της ORTEC (α) 552, (β) 567, (γ) 427A, (δ) 460 που χρησιμοποιούνται στο κύκλωμα μας.

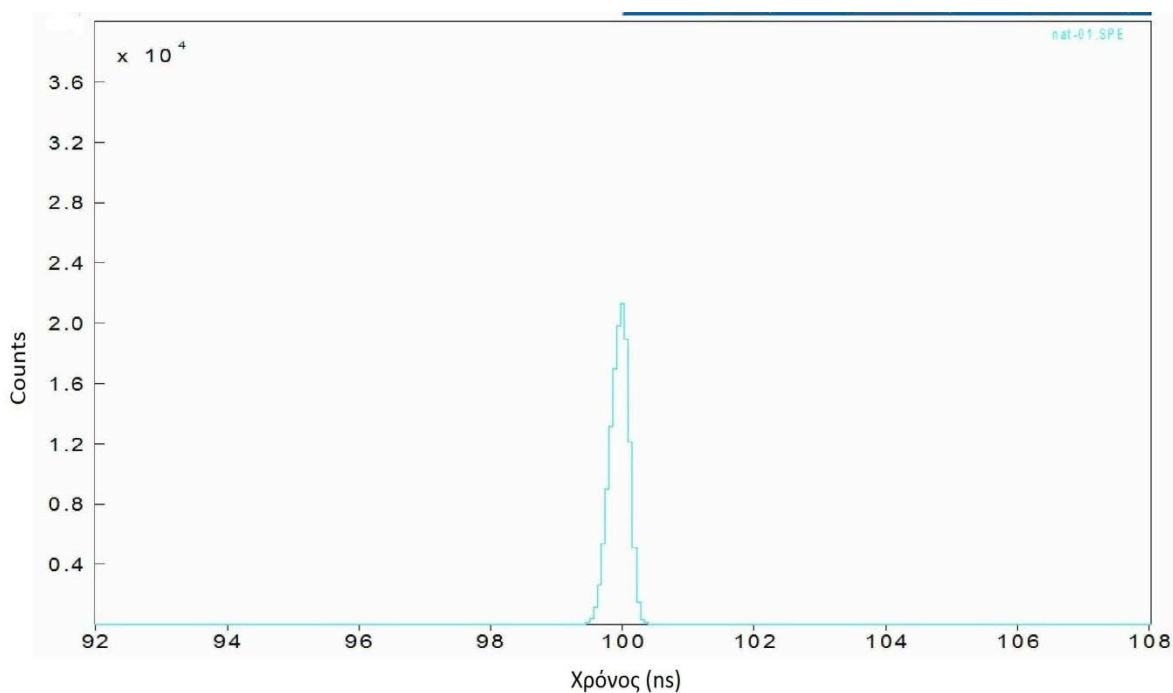
## 2.2 Πειραματικές Μετρήσεις και Αποτελέσματα για το Πρώτο Κύκλωμα Διαχωρισμού n-γ

Για να μελετήσουμε το κύκλωμα του σχήματος 2.1 χρησιμοποίησαμε τις πηγές ακτίνων-γ  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  και  $^{60}\text{Co}$ , οι οποίες εκπέμπουν φωτόνια με ενέργειες που φαίνονται στον Πίνακα 2.2, και πήραμε ενεργειακά φάσματα, χρονικά φάσματα και ενεργειακά φάσματα με gate από το SCA, με το παράθυρο ρυθμισμένο να μην κόβει κανέναν παλμό εφόσον μετρούσαμε μόνο φωτόνια.

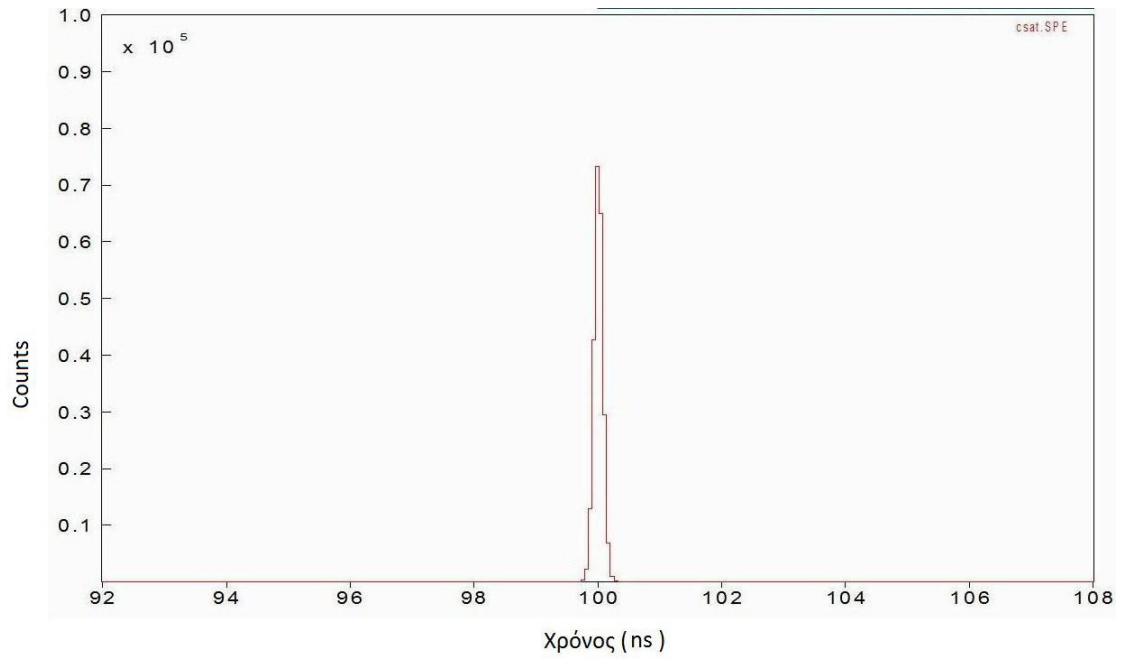
Πίνακας 2.2 : Πηγές ακτίνων-γ που χρησιμοποιήθηκαν στην μελέτη του κυκλώματος.

Πηγή	Ενέργεια Ακτίνων-γ (keV)	Ένταση Ακτίνας (%)
$^{133}\text{Ba}$	80.997	34.06
	302.853	18.33
	356.017	62.05
$^{22}\text{Na}$	511	99.944
	1274.53	99.944
$^{137}\text{Cs}$	661.657	85.1
$^{54}\text{Mn}$	834.848	99.976
$^{60}\text{Co}$	1173.237	99.9736
	1332.501	99.9856

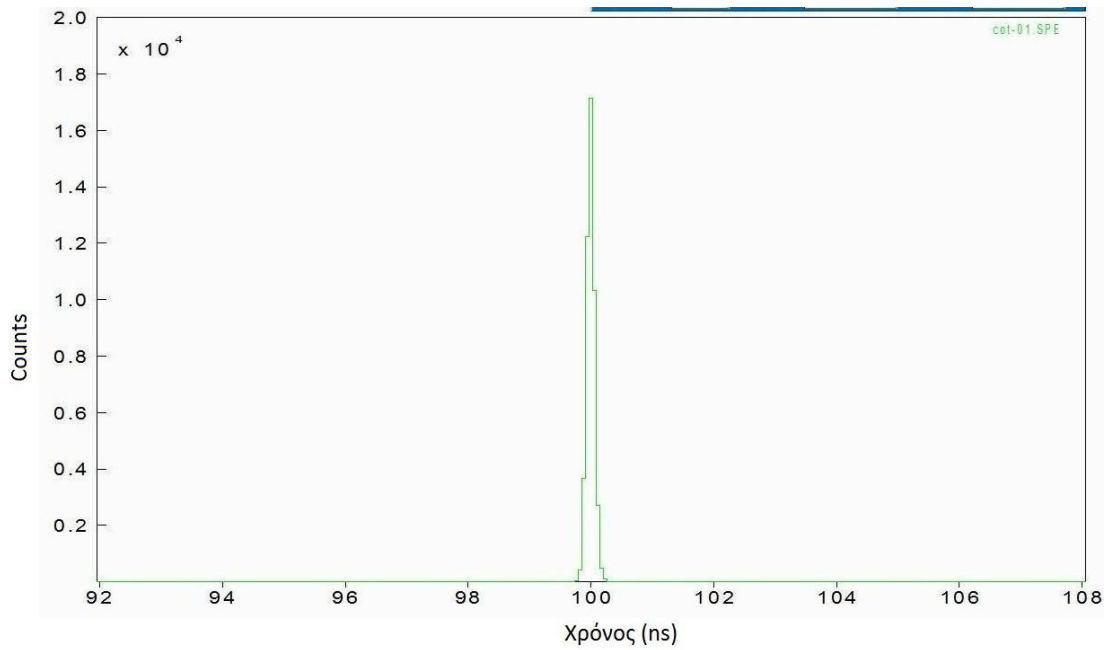
Στα σχήματα 2.6, 2.7 και 2.8, που ακολουθούν φαίνονται τα χρονικά φάσματα που πήραμε από τις πηγές  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  και  $^{60}\text{Co}$  σε απόσταση 25 cm από τον σπινθηριστή, στο σχήμα 2.9 βλέπουμε το χρονικό φάσμα του  $^{54}\text{Mn}$  σε απόσταση 5 cm από τον ανιχνευτή και στο σχήμα 2.10 βλέπουμε το χρονικό φάσμα από όλες τις πηγές του πίνακα 2.2 πάνω στο παράθυρο του ανιχνευτή.



Σχήμα 2.6 : Χρονικό φάσμα πηγής  $^{22}\text{Na}$  στα 25 cm

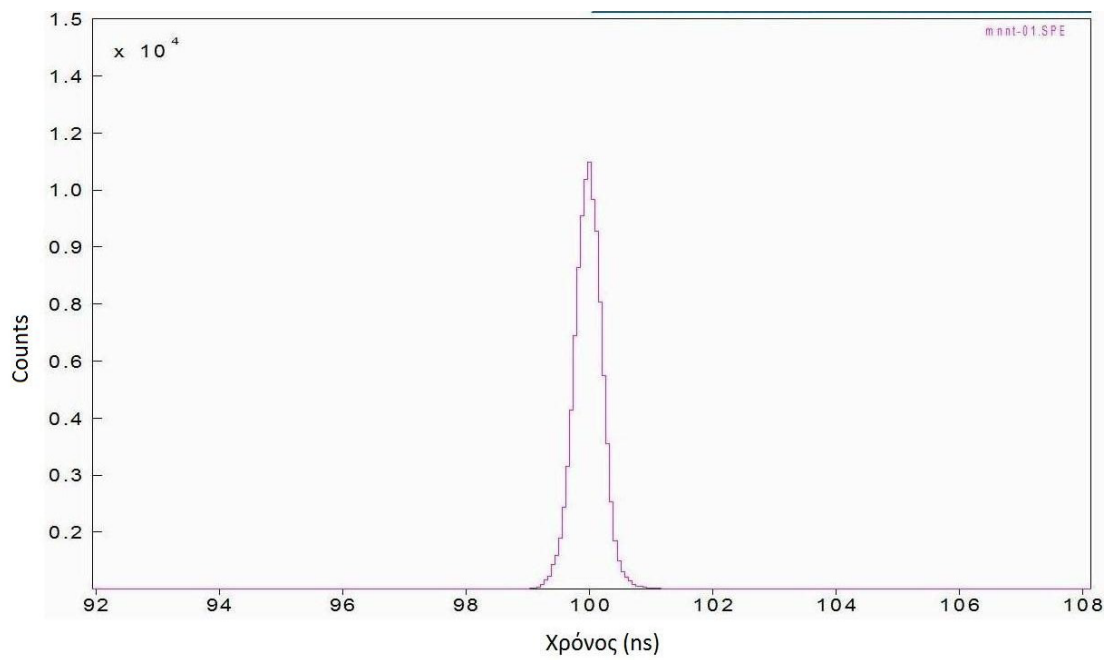


Σχήμα 2.7 : Χρονικό φάσμα πηγής  $^{137}\text{Cs}$  στα 25 cm

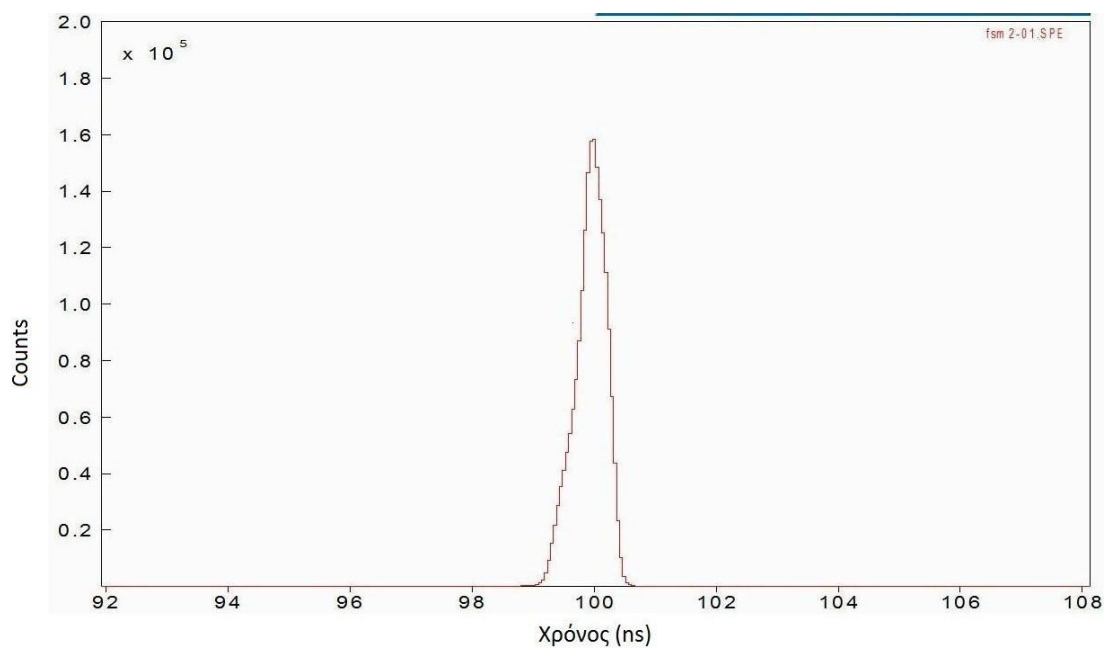


Σχήμα 2.8 : Χρονικό φάσμα πηγής  $^{60}\text{Co}$  στα 25 cm





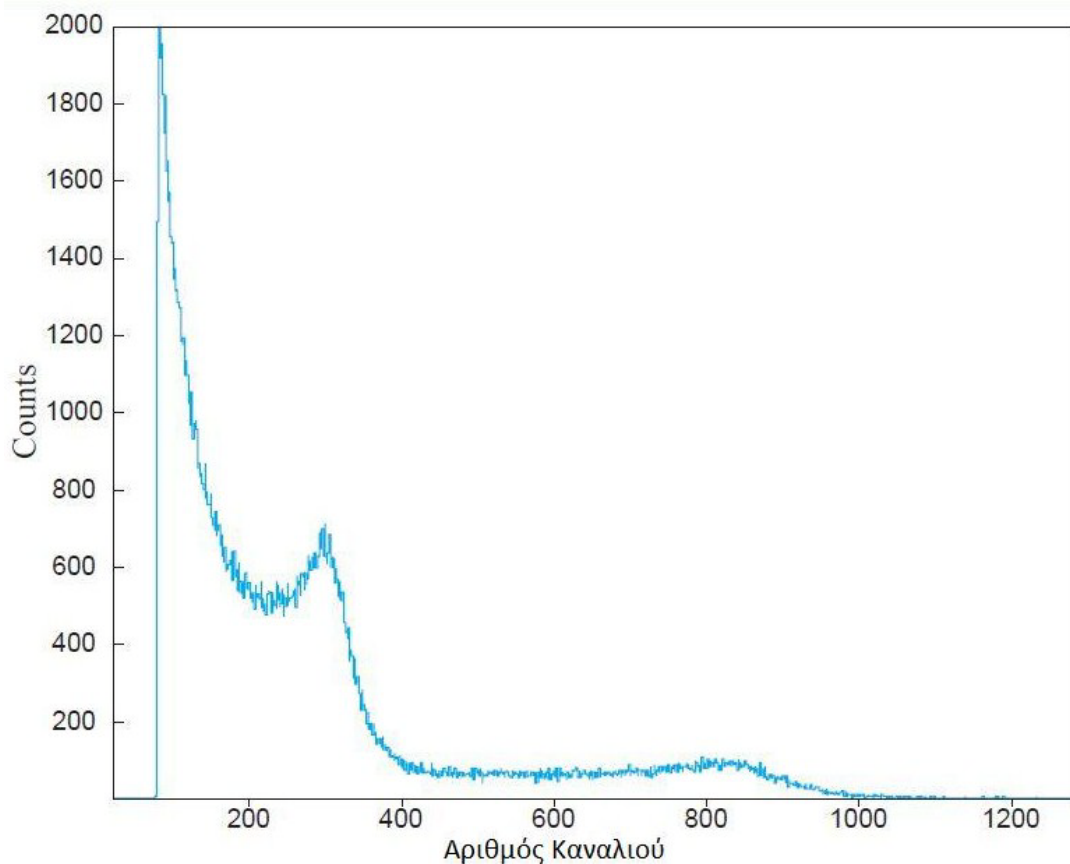
Σχήμα 2.9 : Χρονικό Φάσμα πηγής  $^{54}\text{Mn}$  στα 5 cm



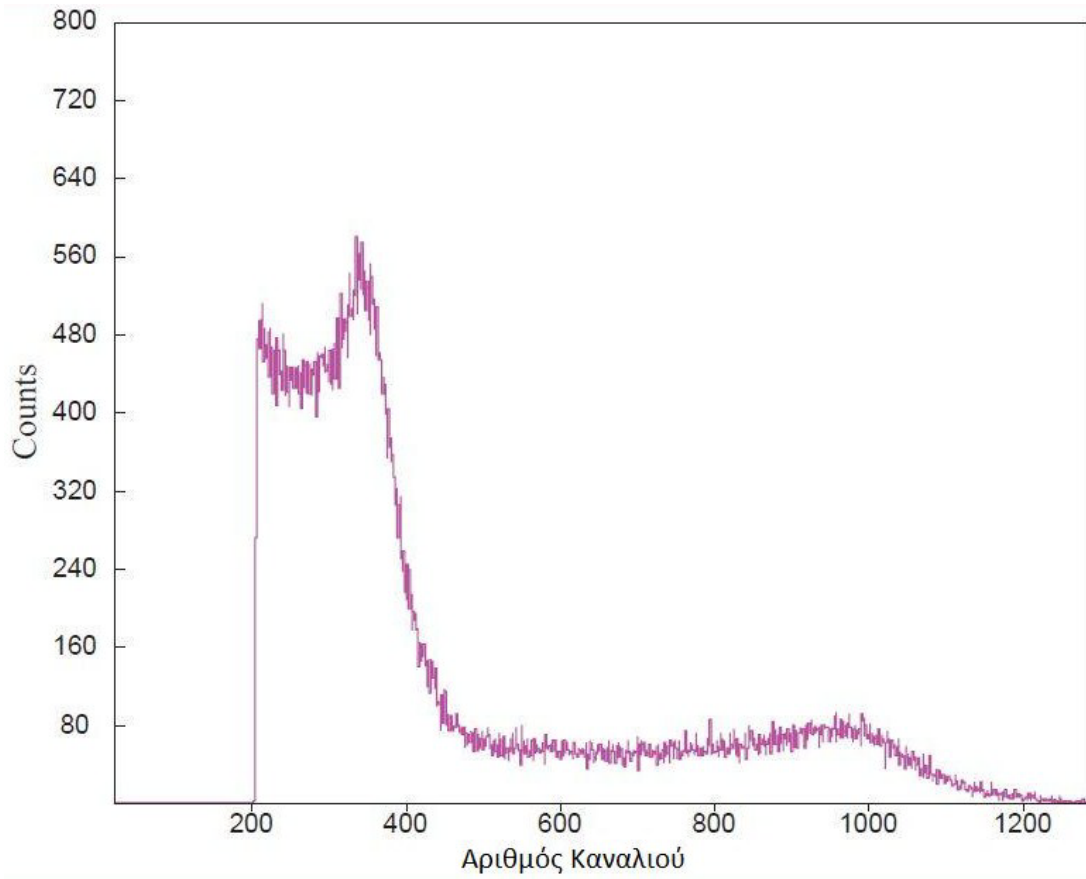
Σχήμα 2.10 : Χρονικό φάσμα πηγών  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  και  $^{60}\text{Co}$  πάνω στο παράθυρο του ανιχνευτή

Από τα παραπάνω φάσματα βλέπουμε ότι επαληθεύονται οι θεωρητικές μας προβλέψεις που περιγράφονται αναλυτικά στην προηγούμενη ενότητα. Από τις παραπάνω μετρήσεις είναι φανερό ότι για φωτόνια ο χρόνος που χρειάζεται ο διπολικός παλμός, για να πάει από το 10% του μέγιστου στο μηδέν, παρουσιάζει μια Gaussian κατανομή γύρω από την κεντρική τιμή των 100 ns. Η τιμή αυτή βλέπουμε ότι δεν εξαρτάται και δεν επηρεάζεται από τις διαφορετικές ενέργειες των ακτίνων-γ που μετράμε. Ακόμα και στην περίπτωση του σχήματος 2.10, όπου μετρώνται συγχρόνως φωτόνια 8 διαφορετικών ενεργειών, η μορφή του φάσματος μας δεν αλλάζει.

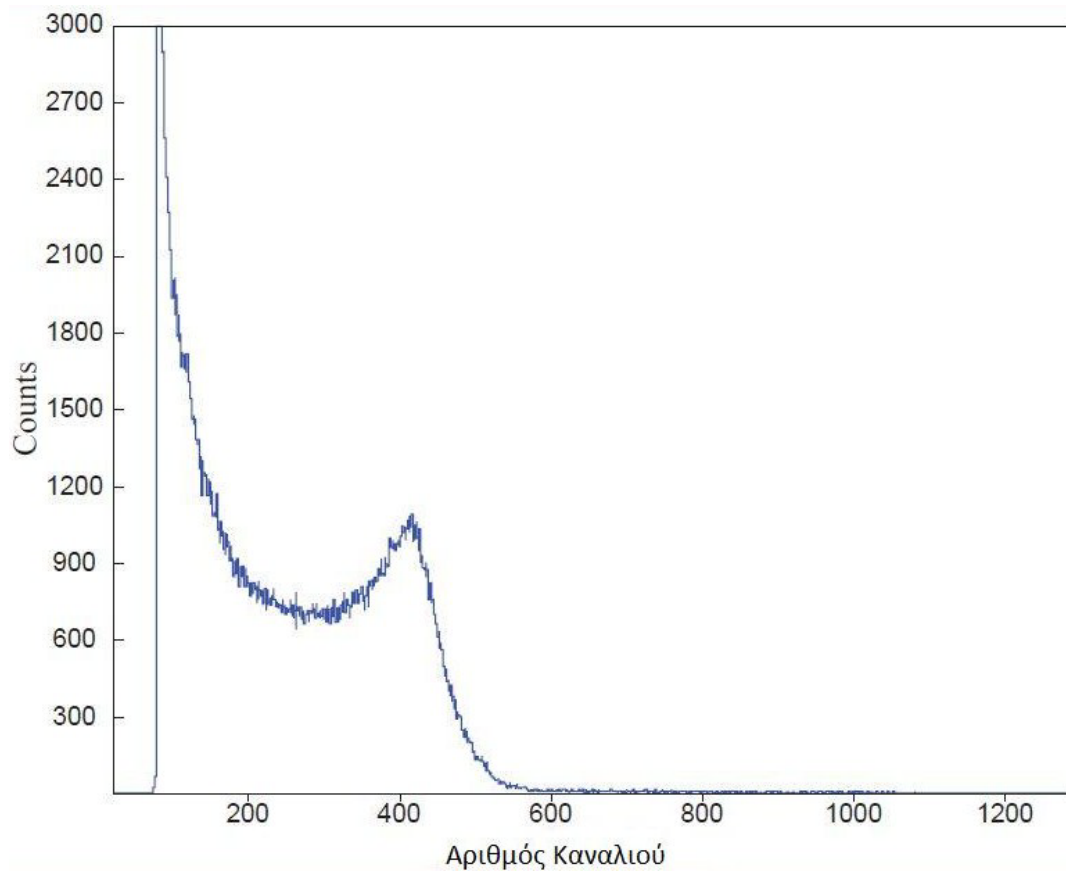
Στα σχήματα 2.11, 2.12, 2.13, 2.14, 2.15, 2.16, 2.17 και 2.18 που ακολουθούν βλέπουμε τα ενεργειακά φάσματα χωρίς gate και με gate των πηγών  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  και  $^{60}\text{Co}$  αντίστοιχα.



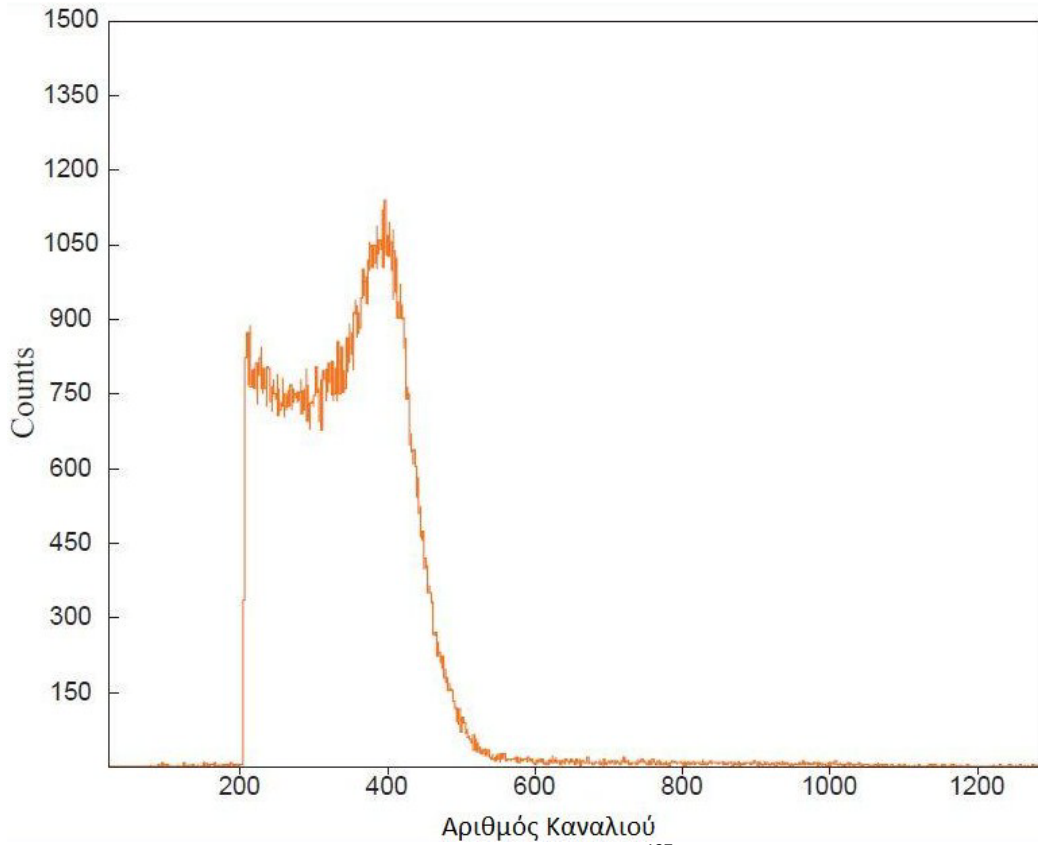
Σχήμα 2.11 : Ενεργειακό φάσμα  $^{22}\text{Na}$  χωρίς gate



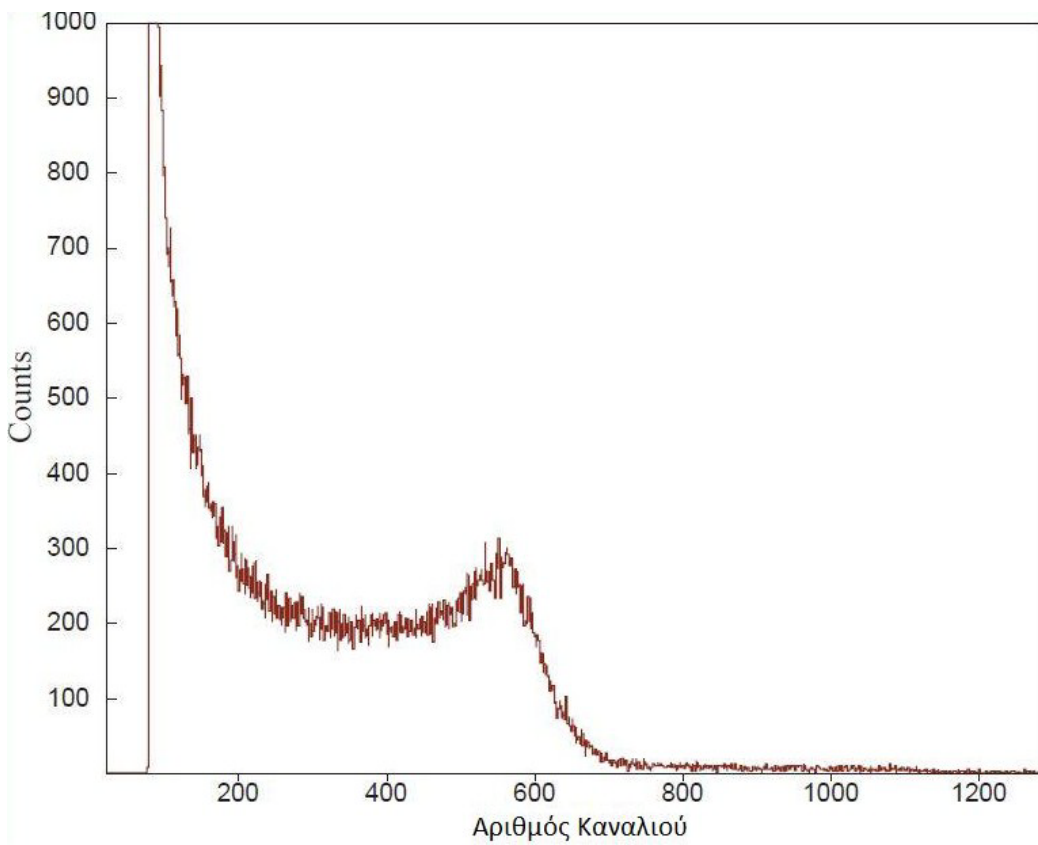
Σχήμα 2.12: Ενεργειακό φάσμα  $^{22}\text{Na}$  με gate



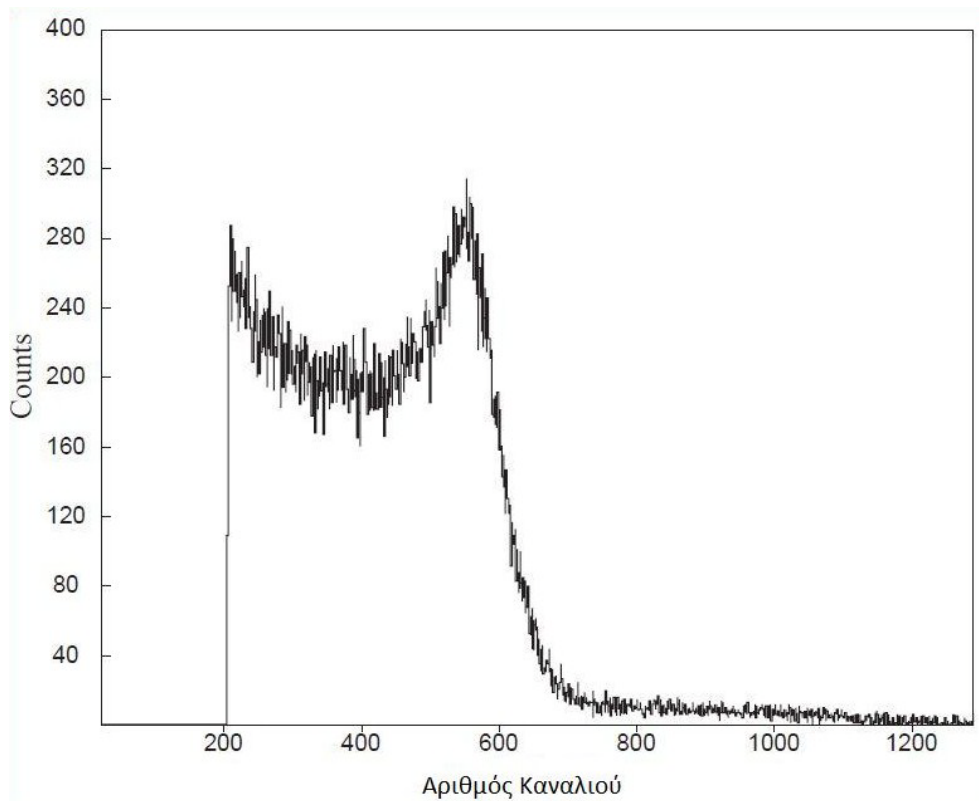
Σχήμα 2.13 : Ενεργειακό φάσμα  $^{137}\text{Cs}$  χωρίς gate



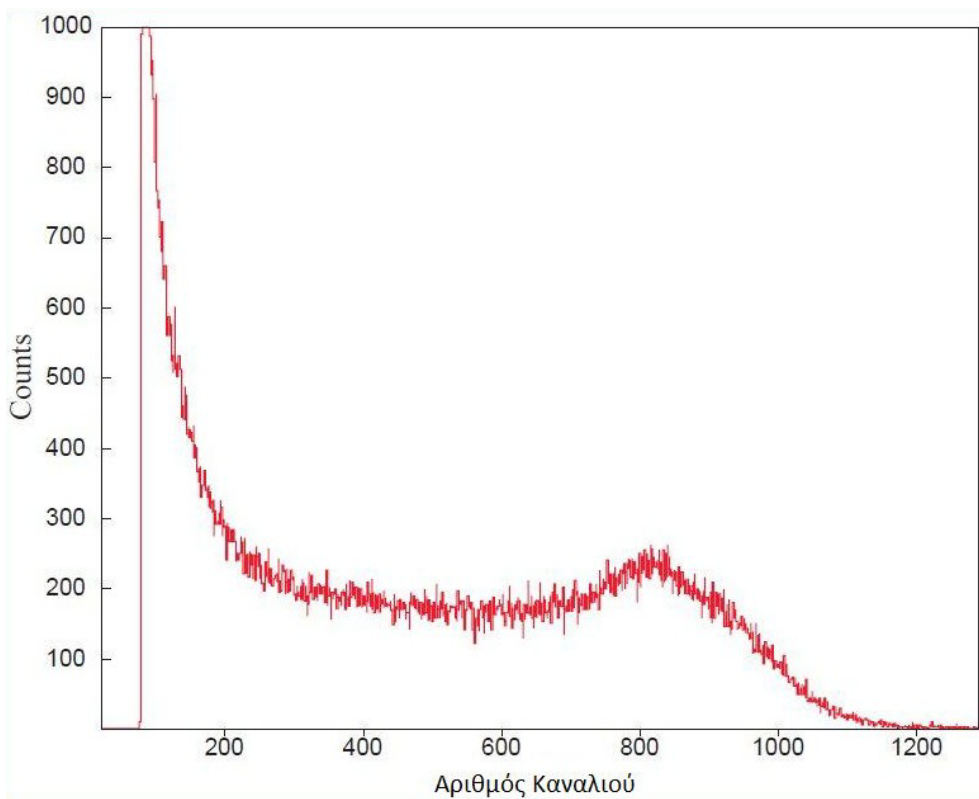
Σχήμα 2.14: Ενεργειακό φάσμα  $^{137}\text{Cs}$  με gate



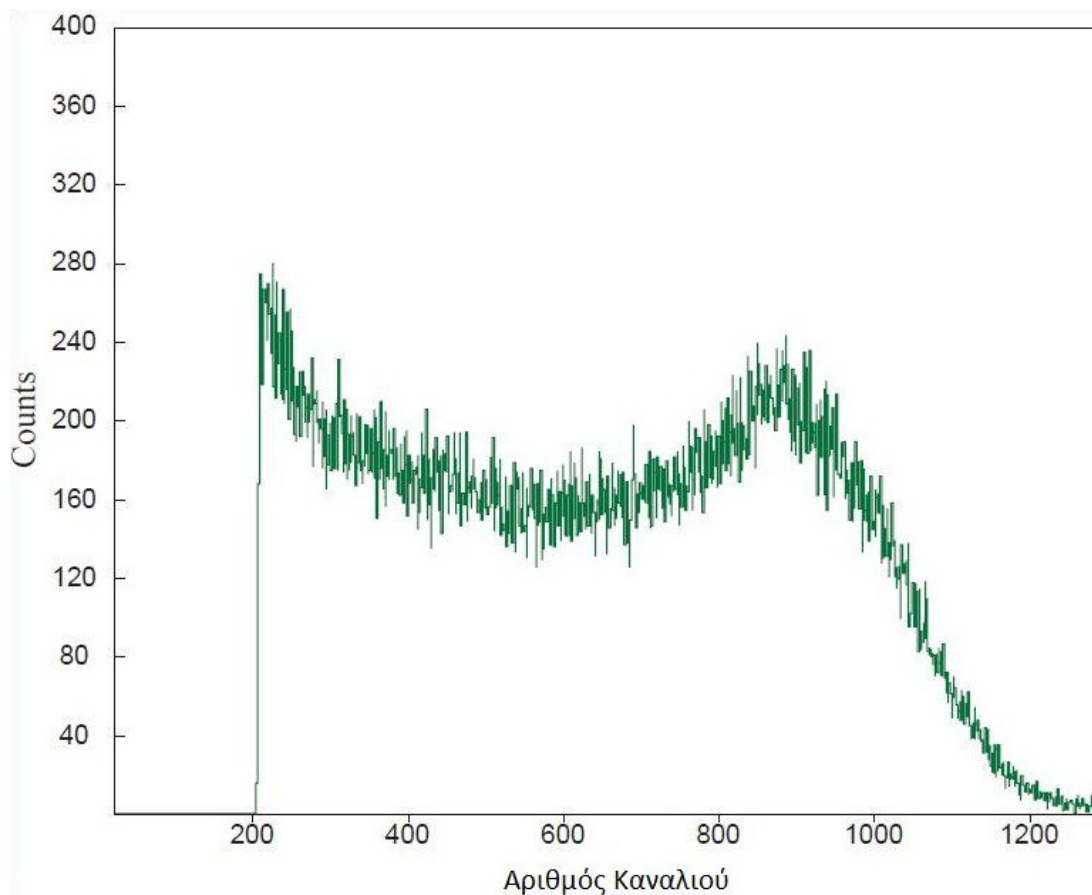
Σχήμα 2.15 : Ενεργειακό φάσμα  $^{54}\text{Mn}$  χωρίς gate



Σχήμα 2.16 : Ενεργειακό φάσμα  $^{54}\text{Mn}$  με gate



Σχήμα 2.17: Ενεργειακό Φάσμα  $^{60}\text{Co}$  χωρίς gate



Σχήμα 2.18: Ενεργειακό Φάσμα  $^{60}\text{Co}$  με gate

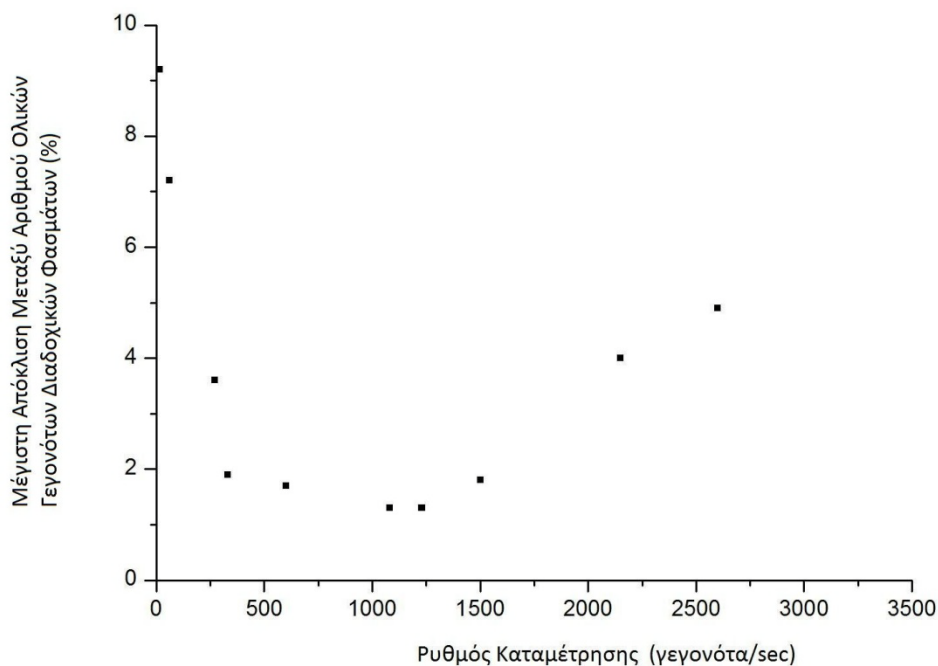
Από τα παραπάνω σχήματα βλέπουμε ότι τα gated φάσματα έχουν ακριβώς την ίδια μορφή με τα φάσματα χωρίς gate, πράγμα αναμενόμενο εφόσον μετράμε μόνο ακτίνες-γ. Επίσης βλέπουμε ότι για τους λόγους που περιγράφηκαν αναλυτικά στο πρώτο κεφάλαιο, στα φάσματα φαίνεται μόνο το συνεχές Compton και η αιχμή Compton για κάθε ακτίνα-γ, η οποία αντιστοιχεί στην ενέργεια  $E_c$  που δίνεται από τον τύπο 1.3. Η διαφορά που παρατηρούμε είναι ότι τα gated φάσματα ξεκινούν περίπου στο κανάλι 200, ενώ τα αντίστοιχα φάσματα χωρίς gate ξεκινούν από το κανάλι 70. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι παλμοί που παράγουν τα gates περνούν από την μονάδα 552 η οποία επεξεργάζεται και αναλύει μόνο παλμούς με ύψος μεγαλύτερο από το Low Level που έχει οριστεί στα 0.5. Επομένως, όταν στα φάσματά μας βάζουμε αυτό το gate κόβουμε ουσιαστικά τις χαμηλές ενέργειες και αρχίζουμε να καταγράφουμε γεγονότα από μεγαλύτερο κανάλι και μετά. Μια άλλη παρατήρηση που πρέπει να γίνει είναι ότι οι αιχμές Compton στα φάσματα με και χωρίς gate, των ίδιων πηγών είναι μετατοπισμένες κατά μερικά κανάλια, διαφορετικά στον αριθμό κάθε φορά. Αυτό συμβαίνει διότι τα φάσματά μας μετρήθηκαν διαδοχικά και κατά την διάρκεια των μετρήσεων πιθανόν να είχαμε διακυμάνσεις στον παράγοντα ενίσχυσης του σήματος μας (gain shift). Το φαινόμενο αυτό είναι σύνηθες στους ανιχνευτές σπινθηρισμού και οφείλεται στην διακύμανση της ενίσχυσης του σήματος στις δυνόδους του φωτοπολλαπλασιαστή η σε άλλες μονάδες του κυκλώματος.

## Μελέτη Συμπεριφοράς του Πρώτου Κυκλώματος σε Διαφορετικούς Ρυθμούς Μέτρησης Ακτίνων-γ ( Counting Rate)

Για την μελέτη της συμπεριφοράς του κυκλώματος του σχήματος 2.1 σε διαφορετικά counting rates χρησιμοποιήθηκαν οι πηγές ακτίνων-γ του πίνακα 1.1 και ακολουθήθηκε η εξής διαδικασία: για κάθε διαφορετικό ρυθμό μέτρησης καταγράψαμε σύντομα διαδοχικά φάσματα διάρκειας 2 λεπτών το καθένα. Πιο συγκεκριμένα κάθε φορά παίρναμε 8-10 διαδοχικά φάσματα από την έξοδο του TAC και ενεργειακά φάσματα με gate, στην συνέχεια ολοκληρώναμε τα φάσματά μας για να βρούμε τον ολικό αριθμό των γεγονότων που καταγράφηκαν και υπολογίζαμε τις διαφορές αυτών σε ποσοστό επί τοις 100. Στον πίνακα 2.2 φαίνονται οι ρυθμοί καταμέτρησης, ο τρόπος με τον οποίο υλοποιήθηκαν (είδος και θέση πηγής) και η μέγιστη διαφορά, επί τοις εκατό, μεταξύ των ολικών γεγονότων διαδοχικών φασμάτων. Στο σχήμα 2.19 φαίνεται το αντίστοιχο διάγραμμα.

Πίνακας 2.2: Πίνακας μέγιστης απόκλισης μεταξύ των ολικών γεγονότων διαδοχικών gated και χρονικών φασμάτων σε συνάρτηση με τον ρυθμό καταμέτρησης γεγονότων (counting rate) για το πρώτο κύκλωμα

Είδος και θέση Πηγής	Ρυθμός Καταμέτρησης (γεγονότα/sec)	Μέγιστη Απόκλιση στον Αριθμό Ολικών Γεγονότων Μεταξύ Διαδοχικών Φασμάτων (%)
<sup>60</sup> Co στα 25 cm	15	9.2
<sup>137</sup> Cs στα 25 cm	60	7.2
<sup>137</sup> Cs στα 10 cm	270	3.6
<sup>60</sup> Co στα 2 cm	330	1.9
<sup>60</sup> Co στα 0 cm	600	1.7
<sup>137</sup> Cs στα 4 cm	1082	1.3
<sup>137</sup> Cs στα 3.5 cm	1230	1.3
<sup>137</sup> Cs στα 3 cm	1500	1.8
<sup>137</sup> Cs στα 2 cm	2150	4
<sup>137</sup> Cs στα 1.5 cm	2600	4.9



Σχήμα 2.19 : Διάγραμμα μέγιστης απόκλισης μεταξύ του αριθμού των ολικών γεγονότων διαδοχικών φασμάτων συναρτήσει του counting rate.

Πρέπει να σημειωθεί ότι οι τιμές του ρυθμού καταμέτρησης αφορούν σε gated φάσματα. Από τα παραπάνω στοιχεία βλέπουμε ότι για να είναι οι μετρήσεις μας αξιόπιστες πρέπει ο ρυθμός καταμέτρησης να κυμαίνεται από 300 έως και 1500 Hz έτσι ώστε η μέγιστη απόκλιση μεταξύ του αριθμού των ολικών γεγονότων διαδοχικών φασμάτων να μην ξεπερνάει το 2%. Για counting rates χαμηλότερα από 300 Hz συνεισφορά του θορύβου επηρεάζει φανερά την επαναληψιμότητα των μετρήσεων μας καθώς βλέπουμε αποκλίσεις που φτάνουν στο 9%. Για counting rates υψηλότερα από 1500 Hz προφανώς κάποια από τις μονάδες του πρώτου κυκλώματος δεν μπορεί να ανταποκριθεί. Καταλαβαίνουμε επομένως ότι το συγκεκριμένο κύκλωμα δεν θα μπορούσε να δώσει αξιόπιστες μετρήσεις στην περίπτωση ενός πειράματος ακτινοβολήσης κατά την διάρκεια του οποίου έχουμε πολύ υψηλά counting rates ακτίνων-γ. Για τον λόγο αυτό προσπαθούμε να υλοποιήσουμε ένα εναλλακτικό κύκλωμα διαχωρισμού φωτονίων – νετρονίων το οποίο παρουσιάζεται στην επόμενη ενότητα.



## 2.3 Δεύτερο Κύκλωμα Διαχωρισμού Φωτονίων-Νετρονίων

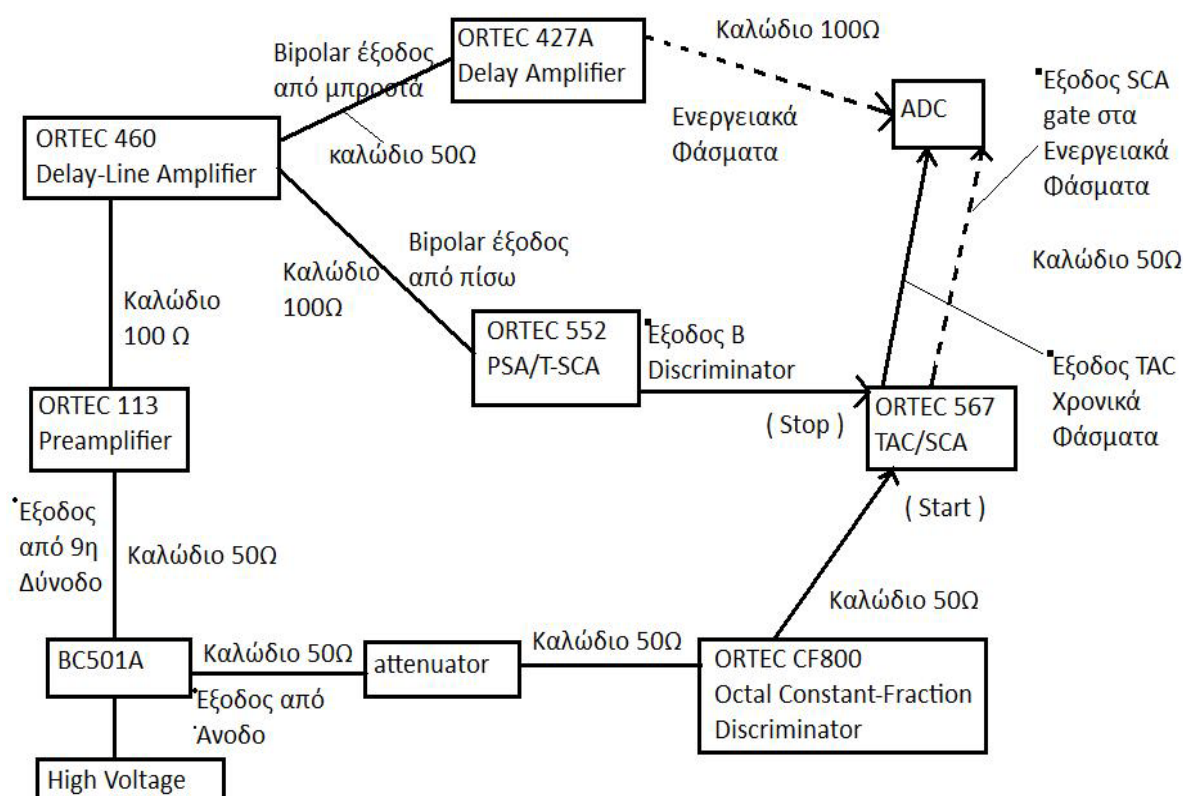
Στην ενότητα αυτή θα περιγραφεί το δεύτερο κύκλωμα διαχωρισμού φωτονίων και νετρονίων, το οποίο υλοποιήθηκε για τους εξής λόγους:

A) Το πρώτο κύκλωμα, για counting rates μεγαλύτερα από 1500 Hz, παρουσιάζει μεγάλες αποκλίσεις στα συνολικά γεγονότα μεταξύ διαδοχικών μετρήσεων, δηλαδή δεν έχει καλή επαναληψιμότητα.

B) Παρουσιάστηκε αδυναμία ρύθμισης του βηματισμού χρόνου (time walk) στους discriminators της μονάδας 552, όταν αυτή εκτέθηκε σε μεικτό πεδίο φωτονίων και νετρονίων από πηγή Am-Be, αυτό είχε ως αποτέλεσμα την πλήρη παραμόρφωση των χρονικών φασμάτων.

Ως επόμενο ήταν αδύνατο να πετύχουμε ικανοποιητικό διαχωρισμό νετρονίων και φωτονίων με το συγκεκριμένο κύκλωμα.

Στο σχήμα 2.20 φαίνεται το δεύτερο κύκλωμα διαχωρισμού n-γ και στον πίνακα 2.3 παρουσιάζονται οι ρυθμίσεις των διάφορων μονάδων που χρησιμοποιήθηκαν.



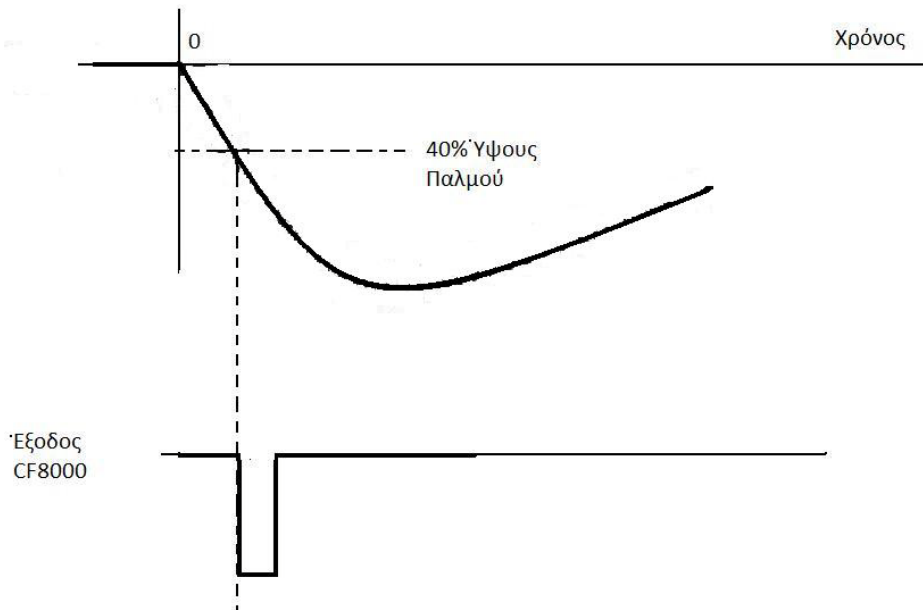
Σχήμα 2.20: Δεύτερο κύκλωμα διαχωρισμού νετρονίων και ακτίνων-γ

Πίνακας 2.3: Ρυθμίσεις μονάδων του δεύτερου κυκλώματος

Μονάδα	Ρυθμίσεις
High Voltage	-1750 V
Preamplifier 113	0 pF
Amplifier 460	Fine Gain: 0.4, Coarse Gain: 50 Integration Time: 0.04 $\mu$ s Input Polarity: Positive
Delay Amplifier 427A	Delay 2 $\mu$ s
PSA/T-SCA 552	Lower Level: 1.2, Upper Level: 10, Mode: Norm B-Fraction: BI, ATTN $\times$ 1
TAC/SCA 567	Range: 50 $\times$ 100 ns
attenuator	Εξασθένηση: 10 +10 dB
CF8000	Κατώφλι ρυθμισμένο να κόβει ως την ενέργεια του $^{137}\text{Cs}$

Για την καταγραφή ενεργειακών φασμάτων το σήμα ακολουθεί ακριβώς την ίδια διαδρομή όπως και στο πρώτο κύκλωμα. Το σήμα απ την 9<sup>η</sup> δύνοδο περνάει από τον ενισχυτή και τον προενισχυτή, όπως και πριν, και στην συνέχεια οδηγείται στον **427A Delay Amplifier**, όπου και εισάγεται καθυστέρηση 2  $\mu$ s ώστε να πέφτει μέσα στα gates. Στην συνέχεια η κατανομή του ύψους των bipolar παλμών καταγράφεται σε έναν ADC δίνοντας μας τα ενεργειακά φάσματα.

Για την καταγραφή των χρονικών φασμάτων και την δημιουργία παλμών gate ακολουθείται διαφορετική διαδικασία. Πιο συγκεκριμένα το σήμα από την έξοδο της ανόδου του σπινθηριστή, το οποίο αποτελεί έναν αρνητικό παλμό, οδηγείτε με καλώδιο 50  $\Omega$  σε έναν attenuator, ο οποίος ρίχνει το ύψος του παλμού. Αυτό το βήμα είναι απαραίτητο καθώς η επόμενη μονάδα, **CF8000**, μπορεί να δεχτεί ως είσοδο αρνητικούς παλμούς με περιορισμό μέγιστου ύψους (μέχρι -5V). Στην συνέχεια το σήμα οδηγείται με καλώδιο 50  $\Omega$  στον **Constant Fraction Discriminator CF8000** της ORTEC, ο οποίος δέχεται ως είσοδο αρνητικούς παλμούς ύψους μέχρι -5V και ως έξοδο παράγει αρνητικά λογικά σήματα όταν ο παλμός φτάσει στο 40% της ανόδου του. Η τεχνική αυτή ονομάζεται **Leading-Edge Constant-Fraction Timing** και έχει ως πλεονέκτημα ότι μειώνει στο ελάχιστο τον βηματισμό χρόνου που οφείλεται στο ύψος του παλμού, για παλμούς με σταθερό χρόνο ανόδου. Στην περίπτωση μας, οι διαφορετικοί παλμοί που προέρχονται από φωτόνια και νετρόνια διαφέρουν στην μορφή ως προς τον χρόνο πτώσης και όχι ως προς τον χρόνο ανόδου τους, επομένως η χρήση της συγκεκριμένης μονάδας βοηθάει την κατάσταση. Στο σχήμα 2.21 φαίνεται διαγραμματικά η παραπάνω τεχνική. Πρέπει να σημειωθεί ότι η μονάδα αυτή αναλύει και βγάζει έξοδο μόνο για παλμούς που το ύψος του ξεπερνάει ένα συγκεκριμένο κατώφλι, το οποίο ρυθμίζεται μέσω βίδας από την πρόσοψη. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή το κατώφλι ρυθμίστηκε έτσι ώστε να κόβει οριακά την ακτίνα 661.8 keV της πηγής  $^{137}\text{Cs}$ . Τέλος η μονάδα αυτή διαθέτει οκτώ διαφορετικούς discriminators και μπορεί να δεχτεί 8 διαφορετικά inputs.

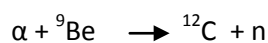


Σχήμα 2.21 : Leading-Edge Constant-Fraction Timing στην μονάδα CF8000 του δεύτερου κυκλώματος

Οι λογικοί παλμοί που παράγονται από τον CF8000 εισέρχονται με καλώδιο 50 Ω ως start στο **TAC/SCA 567**, που περιγράφεται αναλυτικά στο προηγούμενο κεφάλαιο. Ως stop στην προκειμένη περίπτωση παίρνουμε το λογικό σήμα από τον B Discriminator του **PSA/T-SCA 552**. Πιο αναλυτικά η Bipolar έξοδος από το πίσω μέρος του 460 οδηγείται με καλώδιο 100 Ω στον 552 στον οποίο έχουμε ρυθμίσει το Low Level στο 1.2 έτσι ώστε να κόβονται οριακά οι παλμοί της πηγής  $^{137}\text{Cs}$ . Στην συνέχεια παίρνουμε μόνο την έξοδο από τον B Discriminator ο οποίος βρίσκεται και πάλι στην θέση BI, δηλαδή εφαρμόζουμε ξανά την τεχνική **Zero Crossing**. Στην συγκεκριμένη περίπτωση το εύρος των χρονικών μας φασμάτων ρυθμίστηκε από το TAC στα 5000 ns. Τέλος, όπως και στην περίπτωση του πρώτου κυκλώματος χρησιμοποιούμε την έξοδο του TAC για την καταγραφή χρονικών φασμάτων και την έξοδο του SCA για την παραγωγή gates για τα ενεργειακά μας φάσματα.

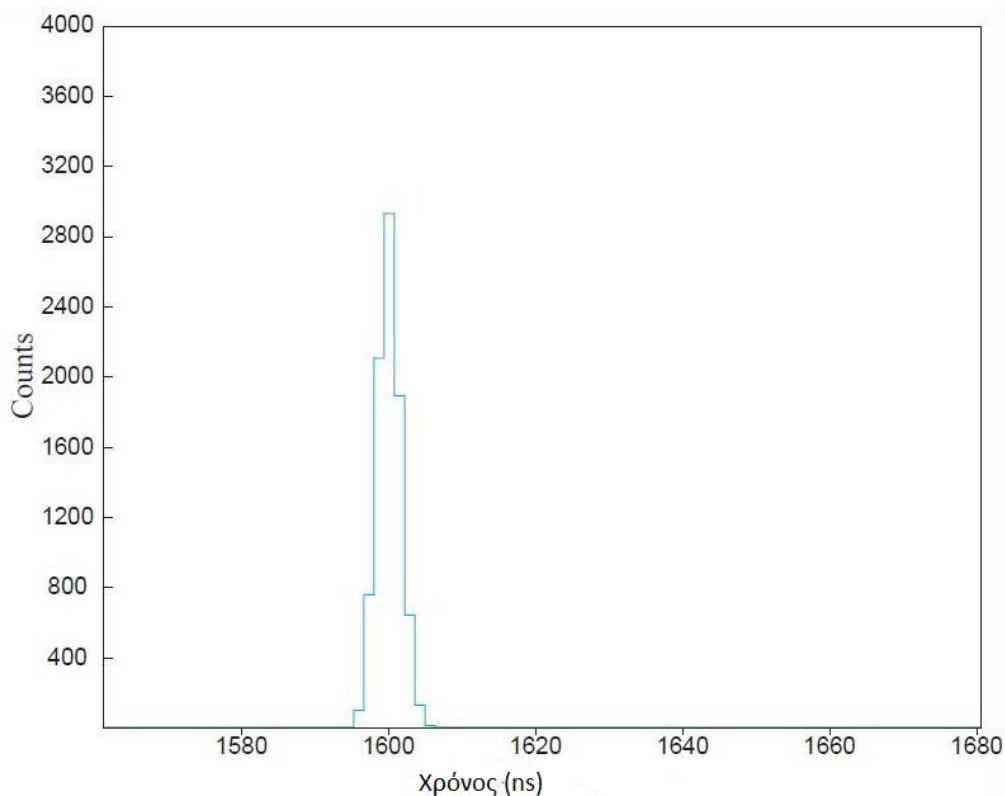
## 2.4 Πειραματικές Μετρήσεις και Αποτελέσματα για το Δεύτερο Κύκλωμα Διαχωρισμού n-γ

Για να ελέγξουμε τον χρονικό διαχωρισμό νετρονίων και φωτονίων από το δεύτερο κύκλωμα χρησιμοποιήσαμε μια πηγή Am-Be, η οποία αποτελείται από μία ποσότητα του ισότοπου  $^{241}\text{Am}$  αναμειγμένου σε σκόνη  $^9\text{Be}$ . Το μίγμα αυτό βρίσκεται ενσωματωμένο σε κυλινδρικό πλαστικό περίβλημα μήκους 2 εκατοστών και πάχους ενός χιλιοστού. Το  $^{241}\text{Am}$  έχει χρόνο ημιζωής 432 χρόνια και αποδιεγείρεται εκπέμποντας σωματίδια  $\alpha$  ενέργειας 5.48 MeV, με πιθανότητα 84.5%, τα οποία βομβαρδίζουν το  $^9\text{Be}$  και ως αποτέλεσμα έχουμε την παραγωγή νετρονίων και του ισότοπου  $^{12}\text{C}$ . Η αντίδραση που πραγματοποιείται είναι η εξής:

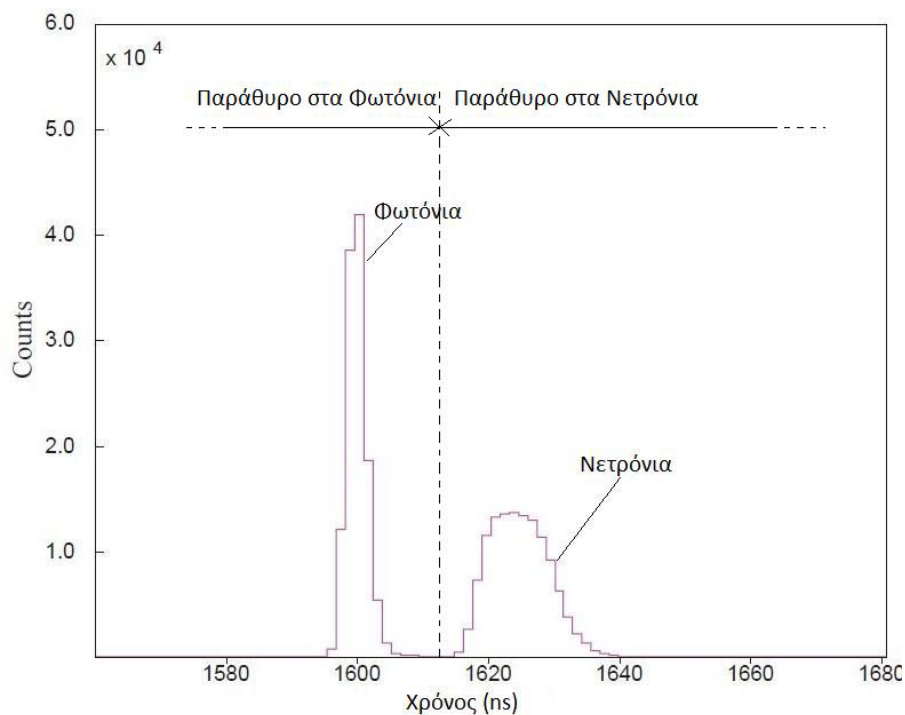


Το ισότοπο  $^{12}\text{C}$ , που παράγεται, βρίσκεται με μεγάλη πιθανότητα σε κάποια διεγερμένη κατάσταση από την οποία αποδιεγείρεται εκπέμποντας μία ή περισσότερες ακτίνες-γ διαφορετικής ενέργειας για κάθε αντίστοιχη διεγερμένη κατάσταση. Η ακτίνα που εκπέμπεται από την πρώτη διεγερμένη κατάσταση έχει ενέργεια 4438 keV.

Καταλαβαίνουμε λοιπόν ότι η συγκεκριμένη πηγή εκπέμπει μεικτό πεδίο φωτονίων και νετρονίων. Τοποθετώντας την πηγή αυτή πάνω στο παράθυρο του ανιχνευτή και χωρίς να θέσουμε περιορισμό στο παράθυρο του SCA καταγράφουμε το χρονικό φάσμα που φαίνεται στο σχήμα 2.23. Για να προβλέψουμε την θέση του φάσματος στην οποία θα εμφανιστούν τα φωτόνια παίρνουμε ένα δοκιμαστικό χρονικό φάσμα πηγής  $^{60}\text{Co}$ , που φαίνεται στο σχήμα 2.22.



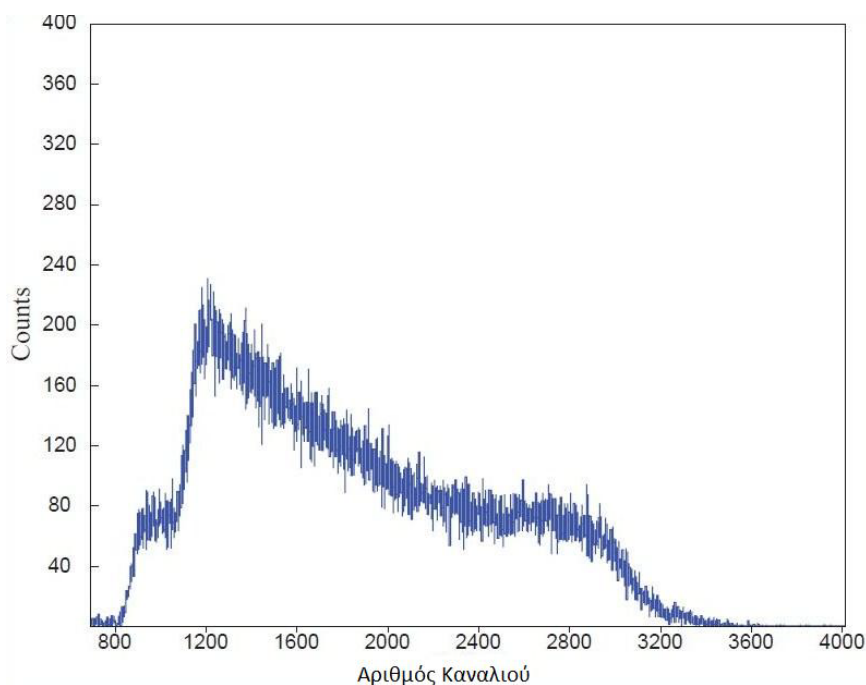
Σχήμα 2.22: Χρονικό φάσμα πηγής  $^{60}\text{Co}$  σε απόσταση 0 cm, με το δεύτερο κύκλωμα



Σχήμα 2.23 : Χρονικό φάσμα πηγής Am-Be

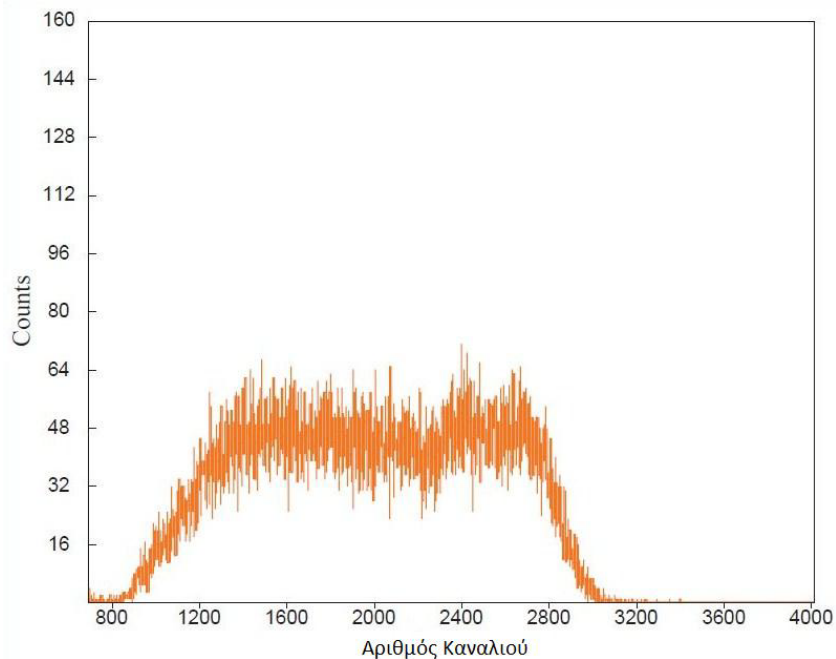
Από τα παραπάνω φάσματα είναι φανερό ότι το χρονικό διάστημα από την στιγμή που ο παλμός θα περάσει από το 40% της ανόδου του μέχρι να πέσει στο 0, αντιστοιχεί στα 1600 ns για τα φωτόνια και στα 1627 ns για τα νετρόνια.

Στο σχήμα 2.24 φαίνεται το ενεργειακό φάσμα της πηγής χωρίς gate.

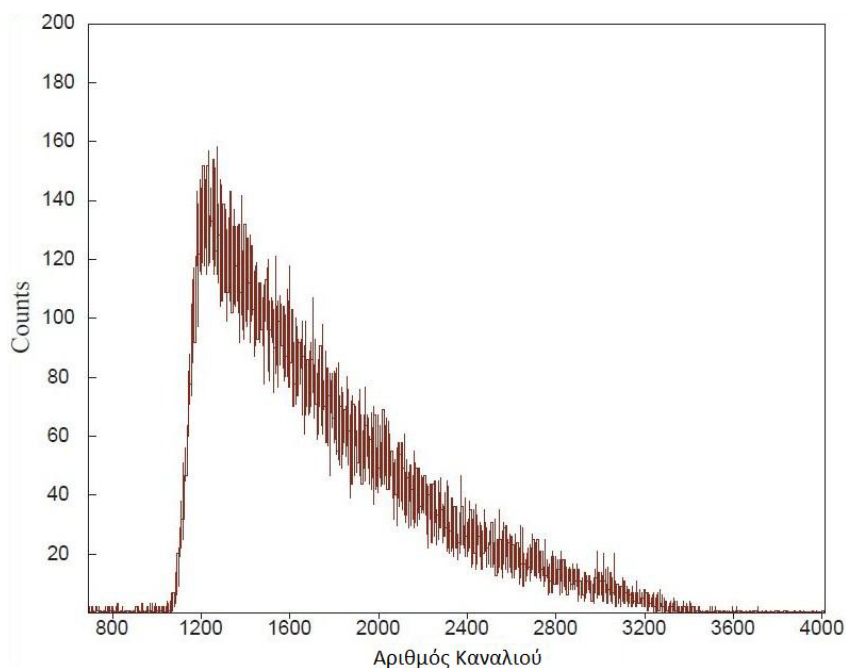


Σχήμα 2.24: Ενεργειακό φάσμα νετρονίων και φωτονίων πηγής Am-Be

Στην συνέχεια ρυθμίζουμε το παράθυρο του SCA έτσι ώστε να κόβουμε τους παλμούς από τα νετρόνια και στα χρονικά μας φάσματα να βλέπουμε μόνο την πρώτη Gaussian με κεντροειδές στα 1600 ns που αντιστοιχεί στα φωτόνια. Χρησιμοποιώντας αυτήν την έξοδο του SCA σαν gate προκύπτει το ενεργειακό φάσμα των φωτονίων που φαίνεται στο σχήμα 2.25. Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία κόβοντας αυτήν την φορά τα φωτόνια παίρνουμε το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων που φαίνεται στο σχήμα 2.26.



Σχήμα 2.25 : Ενεργειακό φάσμα φωτονίων της πηγής Am-Be



Σχήμα 2.26 : Ενεργειακό φάσμα νετρονίων της πηγής Am-Be

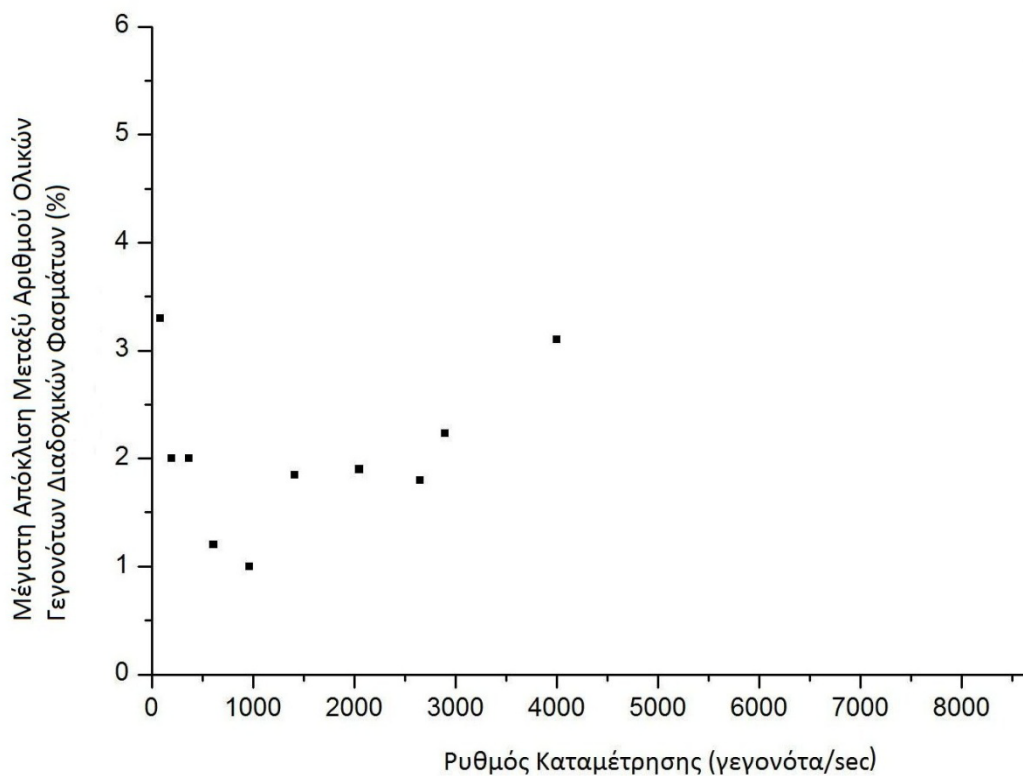
Από τα παραπάνω φαίνεται ότι το συνολικό ενεργειακό φάσμα είναι ουσιαστικά το άθροισμα των ξεχωριστών ενεργειακών φασμάτων των νετρονίων και των φωτονίων και με το συγκεκριμένο κύκλωμα καταφέραμε να το "σπάσουμε" σε αυτά τα δύο κομμάτια. Στο σχήμα 2.25 έχουμε ένα χαρακτηριστικό φάσμα Compton με αιχμές Compton διαφόρων ενεργειών που αντιστοιχούν στις ακτίνες-γ με τις οποίες αποδιεγείρεται ο  $^{12}\text{C}$  από τις διεγερμένες καταστάσεις του. Στο σχήμα 2.26 βλέπουμε το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων που εκπέμπονται από την πηγή, το οποίο είναι πολύ-ενεργειακό και σχεδόν λευκό.

### Μελέτη Συμπεριφοράς του Δεύτερου Κυκλώματος σε Διαφορετικούς Ρυθμούς Μέτρησης Ακτίνων-γ ( Counting Rate)

Για να ελέγξουμε την επαναληψιμότητα του δεύτερου κυκλώματος σε σχέση με το ρυθμό καταγραφής γεγονότων από φωτόνια ακολουθήσαμε την ίδια διαδικασία με αυτήν που αναφέρεται στο πρώτο κύκλωμα και περιγράφεται στην ενότητα 2.2. Στον πίνακα 2.4 φαίνονται οι ρυθμοί καταμέτρησης, ο τρόπος με τον οποίο υλοποιήθηκαν (είδος κ θέση πηγής) και η μέγιστη διαφορά, επί τοις εκατό, μεταξύ των ολικών γεγονότων διαδοχικών φασμάτων. Στο σχήμα 2.27 φαίνεται το αντίστοιχο διάγραμμα.

Πίνακας 2.4: Πίνακας μέγιστης απόκλισης μεταξύ των ολικών γεγονότων διαδοχικών gated και χρονικών φασμάτων σε συνάρτηση με τον ρυθμό καταμέτρησης γεγονότων (counting rate) για το δεύτερο κύκλωμα

Είδος και θέση Πηγής	Ρυθμός Καταμέτρησης (γεγονότα/sec)	Μέγιστη Απόκλιση στον Αριθμό Ολικών Γεγονότων Μεταξύ Διαδοχικών Φασμάτων (%)
$^{137}\text{Cs}$ στα 25 cm	86	3.3
$^{137}\text{Cs}$ στα 15 cm	198	2
$^{137}\text{Cs}$ στα 10 cm	368	2
$^{137}\text{Cs}$ στα 7 cm	610	1.2
$^{137}\text{Cs}$ στα 5 cm	966	1
$^{137}\text{Cs}$ στα 3.5 cm	1412	1.85
$^{137}\text{Cs}$ στα 2.5 cm	2050	1.9
$^{137}\text{Cs}$ στα 2 cm	2650	1.8
$^{137}\text{Cs}$ στα 1.5 cm	2900	2.23
$^{137}\text{Cs}$ στα 1 cm	4000	3.1
$^{137}\text{Cs}$ στα 0 cm	8690	5.7



Σχήμα 2.27 : Διάγραμμα μέγιστης απόκλισης μεταξύ του αριθμού των ολικών γεγονότων διαδοχικών φασμάτων συναρτήσει του counting rate για το δεύτερο κύκλωμα.

Από τα παραπάνω δεδομένα είναι φανερό ότι το δεύτερο κύκλωμα εμφανίζει καλύτερη συμπεριφορά σε μεγάλα counting rates σε σχέση με το πρώτο, καθώς βλέπουμε ότι αποκλίσεις μεγαλύτερες από 2% αρχίζουν να εμφανίζονται για ρυθμό γεγονότων μεγαλύτερο από 3000 Hz, ενώ για το πρώτο κύκλωμα αποκλίσεις πάνω από 2% αρχίζουν να εμφανίζονται από τα περίπου 1500 Hz και μετά. Για rates χαμηλότερα από 100 Hz ο θόρυβος είναι εκείνος που επηρεάζει και πάλι την επαναληψιμότητα των μετρήσεων μας.



## Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup>

### Μέτρηση της Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας (Energy Resolution) και της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (Absolute Total Efficiency) σε Ακτίνες-γ του Υγρού Σπινθηριστή BC501A

Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μέτρηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του υγρού σπινθηριστή BC501A και προσδιορισμός της ακριβούς θέσης της αιχμής Compton, με την μέθοδο σύμπτωσης ακτίνων-γ (gamma-gamma coincidence). Επίσης θα υπολογιστεί η απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του σπινθηριστή για ακτίνες-γ σε απόσταση 0 (επαφή με το παράθυρο του ανιχνευτή) και 25 εκατοστών, αφού προηγηθεί η βαθμονόμηση ενεργότητας των χρησιμοποιούμενων πηγών ακτίνων-γ, με χρήση ενός ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe) σχετικής απόδοσης 50%.

#### 3.1 Η Μέθοδος Σύμπτωσης Ακτίνων-γ και Η Βασική Αρχή

Η ενεργειακή βαθμονόμηση των σπινθηριστών για εφαρμογές φασματοσκοπίας ακτίνων-γ γίνεται συνήθως με αντιστοίχιση του καναλιού που βρίσκεται το κεντροειδές μιας φωτοκορυφής, με την ενέργεια της ακτίνας-γ από την οποία προήλθε. Όπως έχει αναλυθεί και στο πρώτο κεφάλαιο, ο σπινθηριστής BC501A, λόγω των ελαφρών πυρήνων του ενεργού του όγκου, δεν μπορεί να απορροφήσει όλη την ενέργεια των ακτίνων-γ, με αποτέλεσμα στα φάσματά μας να μην βλέπουμε φωτοκορυφές. Στην περίπτωση αυτή η βαθμονόμηση γίνεται μέσω της αιχμής Compton στην οποία, όπως φαίνεται στον τύπο 1.3, αντιστοιχεί η ενέργεια :

$$E_c = \frac{2E_\gamma^2}{0.511 + 2E_\gamma}$$

Επειδή η αιχμή Compton είναι αρκετά φαρδιά είναι δύσκολο να προσδιοριστεί με ακρίβεια η θέση της. Πολλές φορές η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων Compton αντιστοιχείται είτε στο κανάλι του μέγιστου Compton  $E_m$ , είτε στο κανάλι που η αιχμή Compton πέφτει στο μισό του ύψους της  $E_h$  [VE68]. Έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι για υγρούς σπινθηριστές η θέση του  $E_c$  βρίσκεται κάπου μεταξύ του  $E_m$  και του  $E_h$ , ενώ ο διαχωρισμός μεταξύ του  $E_c$  με το  $E_h$  καθώς και του  $E_m$  με το  $E_c$  αποτελεί συνάρτηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή και εξαρτάται από την βέλτιστη συλλογή φωτός από το φωτοπολλαπλασιαστή [NA91], [KN72], [FL64], [DI82]. Επίσης ο διαχωρισμός αυτός και η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του σπινθηριστή αποτελεί συνάρτηση του μεγέθους του σπινθηριστή [FI90]. Καταλαβαίνουμε ότι η θέση του  $E_c$  εξαρτάται κάθε φορά από τον τύπο του σπινθηριστή, το μέγεθός του, τον τύπο του φωτοπολλαπλασιαστή που χρησιμοποιείται και από την ενέργεια της ακτίνας-γ στην οποία αντιστοιχεί.

Στην συγκεκριμένη εργασία ο προσδιορισμός της θέσης της αιχμής Compton για κάθε ακτίνα-γ γίνεται με την μέθοδο σύμπτωσης ακτίνων-γ. Η βασική ιδέα πίσω από αυτό είναι ότι για μια σκέδαση Compton μέσα στο υλικό του ανιχνευτή η δημιουργία ενός ηλεκτρονίου Compton με μέγιστη ενέργεια  $E_c$  θα αντιστοιχεί στην εκπομπή μιας σκεδαζόμενης ακτίνας-γ με ελάχιστη ενέργεια, η οποία θα εκπέμπεται σε γωνία  $\theta = \pi$  (βλ. σχήμα 1.3). Η ενέργεια της σκεδαζόμενης ακτίνας-γ σε συνάρτηση με την γωνία  $\theta$ , δίνεται από την σχέση 1.1, η οποία για  $\theta = \pi$  γίνεται:

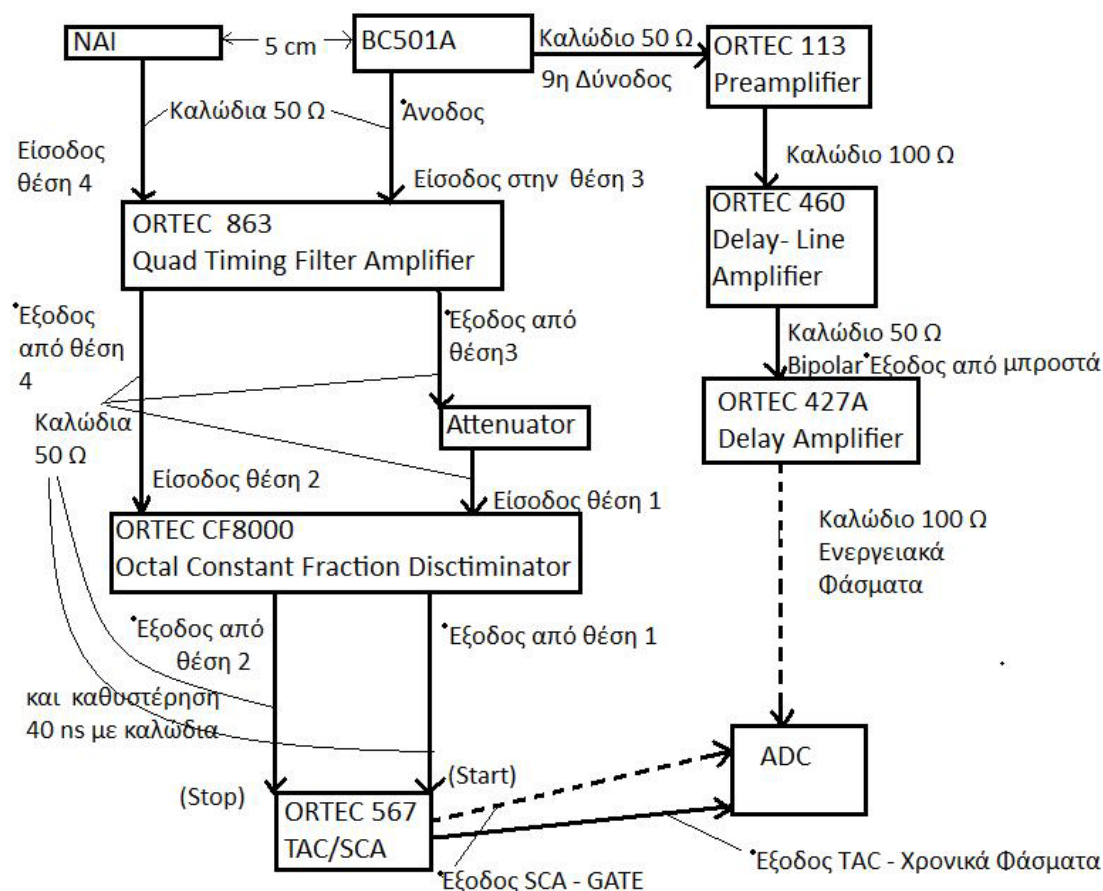
$$E_{\text{Backscattered}} = \frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma/0.511} \quad (3.1)$$

Για την καταγραφή των οπισθοσκεδαζόμενων ακτίνων-γ χρησιμοποιούμε έναν σπινθηριστή Ιωδιούχου Νατρίου NaI διαμέτρου 2.45 cm, ο οποίος τοποθετείται με το παράθυρο του απέναντι από το παράθυρο του BC501A.

Από τα παραπάνω καταλαβαίνουμε ότι αν παίρνουμε ενεργειακά φάσματα από τον BC501A θέτοντας ως περιορισμό (gate) να καταγράφονται γεγονότα μόνο όταν αυτά βρίσκονται σε σύμπτωση με γεγονότα που προέρχονται από τις οπισθοσκεδαζόμενες ακτίνες-γ, τότε στα φάσματά μας θα έχουμε αύξηση των γεγονότων που προέρχονται από ηλεκτρόνια Compton με μέγιστη ενέργεια  $E_c$ . Με αυτόν τον τρόπο αναδεικνύεται η θέση της αιχμής Compton. Στην επόμενη παράγραφο παρουσιάζεται το κύκλωμα που υλοποιήθηκε για την εφαρμογή της μεθόδου.

### 3.2 Κύκλωμα Σύμπτωσης Ακτίνων-γ

Για τον σκοπό που περιγράφεται παραπάνω υλοποιήθηκε το κύκλωμα του σχήματος 3.1, οι περισσότερες μονάδες του οποίου περιγράφονται αναλυτικά στο κεφάλαιο 2. Για την καταγραφή των οπισθοσκεδαζόμενων ακτίνων-γ χρησιμοποιήθηκε ένας ανιχνευτής NaI, ο οποίος τοποθετήθηκε με το παράθυρο του παράλληλα και απέναντι από το παράθυρο του BC501A. Οι δύο ανιχνευτές τοποθετήθηκαν σε απόσταση 5 εκατοστών και οι πηγές που χρησιμοποιήθηκαν και φαίνονται στον πίνακα 3.1 ήταν κολλημένες πάνω στο παράθυρο του BC501A.



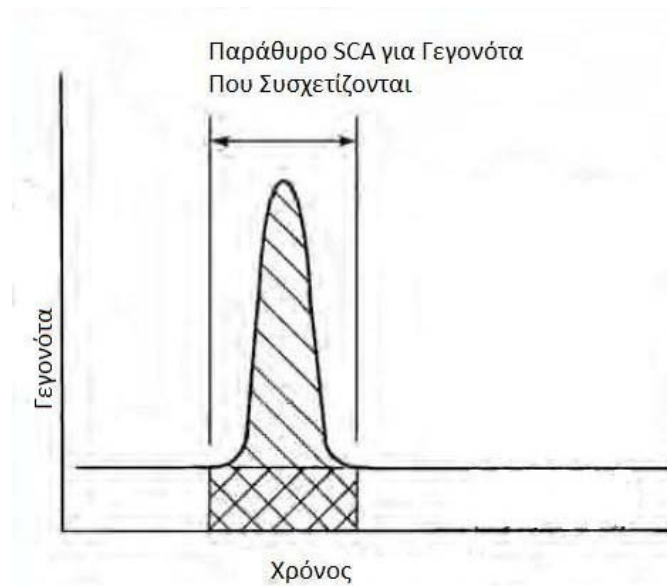
Σχήμα 3.1 : Κύκλωμα σύμπτωσης ακτίνων-γ

Η τροφοδοσία του BC501A γίνεται με τάση -1750 V και η τροφοδοσία του NaI με τάση 680 V. Για την καταγραφή των ενεργειακών φασμάτων ακολουθείται η γνωστή διαδρομή όπως και στα κυκλώματα των σχημάτων 2.1 και 2.20. Το σήμα από την 9<sup>η</sup> δύνοδο του BC501A περνάει από τον ενισχυτή και τον προενισχυτή και στην συνέχεια οδηγείται στον **427A Delay Amplifier**, όπου και εισάγεται καθυστέρηση 0.75 μs ώστε να πέφτει μέσα στα gates. Στην συνέχεια η κατανομή του ύψους των bipolar παλμών καταγράφεται σε έναν ADC δίνοντάς μας τα ενεργειακά φάσματα. Στην μονάδα 460 ο το coarse και το fine gain ρυθμίστηκαν στο 200 και στο 0.8 αντίστοιχα για την μέτρηση των πηγών <sup>137</sup>Cs, <sup>133</sup>Ba και της ακτίνας 511 keV του <sup>22</sup>Na, ενώ για την μέτρηση του <sup>54</sup>Mn του <sup>60</sup>Co και του <sup>22</sup>Na ρυθμίστηκε το fine gain στο 0.7 και το coarse στο 100.

Για την δημιουργία των παλμών gate ακολουθείται η εξής διαδικασία: Ο αρνητικός παλμός από την άνοδο του NaI και ο αρνητικός παλμός από την άνοδο του BC501A οδηγούνται με καλώδια 50 Ω στην μονάδα **863 Quad Timing Filter Amplifier**, στις θέσεις 4 και 3 αντίστοιχα. Η μονάδα αυτή διαθέτει τέσσερις timing-filter ενισχυτές και χρησιμοποιείται συνήθως για να διαμορφώσει, να ενισχύσει και να αναστρέψει, αν χρειάζεται, σήματα μειώνοντας στο ελάχιστο τον θόρυβο, πριν αυτά εισαχθούν σε έναν timing discriminator. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή σκοπός μας ήταν να διαμορφώσουμε τους παλμούς των δύο ανιχνευτών χωρίς να τους αναστρέψουμε και χωρίς να τους ενισχύσουμε, για το λόγο αυτό και στις δύο θέσεις επιλέχθηκε non inverting coarse gain ίσο με 1 και το fine gain ρυθμίστηκε μέσω βίδας από την πρόσοψη της μονάδας. Ο χρόνος διαμόρφωσης επιλέχθηκε στα 200 ns και ο χρόνος ολοκλήρωσης του παλμού ρυθμίστηκε ώστε ο χρόνος από το 10% έως το 90% της ανόδου του παλμού να μην ξεπερνά τα 10 ns.

Στην συνέχεια οι παλμοί από την έξοδο 4 (σήμα NaI) και 3 (σήμα BC501A) του 863 οδηγούνται με καλώδια 50 Ω στην θέση 2 και 1 του **CF8000** αντίστοιχα. Όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 2, η μονάδα αυτή δέχεται αρνητικούς παλμούς ύψους μέχρι -5 V, επομένως ήταν απαραίτητο η έξοδος του 863 που αντιστοιχεί στον BC501A να περάσει πρώτα από έναν attenuator για να εξασθενήσει το ύψος του παλμού στο επιτρεπτό όριο. Ο CF8000 για κάθε παλμό που δέχεται σε κάθε είσοδο του παράγει ένα λογικό σήμα όταν αυτός φτάσει στο 40% της πτώσης του (βλ παράγραφο 2.3).

Οι λογικοί παλμοί του CF8000, που αντιστοιχούν στην έξοδο του BC501A, εισέρχονται ως start στο **TAC/SCA 567**, ενώ οι παλμοί που αντιστοιχούν στο σήμα του NaI εισέρχονται ως stop, αφού εισαχθεί σε αυτούς καθυστέρηση 40 ns με χρήση καλωδίων 50 Ω. Το TAC μετράει το χρονικό διάστημα μεταξύ των παλμών start και stop και το αντιστοιχεί σε ύψη παλμών. Στέλνοντας το σήμα από το TAC σε έναν ADC καταγράφουμε το φάσμα των χρονικών διαστημάτων. Στην συγκεκριμένη εφαρμογή τα χρονικά διαστήματα τα οποία αντιστοιχούν σε γεγονότα που συσχετίζονται (γεγονός ηλεκτρονίου  $E_c$  και οπισθοσκεδαζόμενη ακτίνας-γ που προέρχονται από την ίδια σκέδαση Compton) θα σχηματίζουν μια Gaussian καμπύλη που θα βρίσκεται πάνω σε ένα υπόβαθρο ασυσχέτιστων γεγονότων. Στο σχήμα 3.2 φαίνεται η μορφή ενός τέτοιου χρονικού φάσματος. Επιλέγοντας το παράθυρο του SCA, έτσι ώστε να παράγονται gates μόνο για τα correlated γεγονότα, πετυχαίνουμε την σύμπτωση μεταξύ ηλεκτρονίων  $E_c$  και των οπισθοσκεδαζόμενων ακτίνων που αντιστοιχούν σε αυτά. Με αυτόν τον τρόπο θα αυξήσουμε την καταγραφή των γεγονότων με την μέγιστη ενέργεια  $E_c$  στα φάσματα μας και ουσιαστικά θα "καθαρίσουμε" την αιχμή Compton υποδεικνύοντας την ακριβή της θέση.



Σχήμα 3.2 : Αναμενόμενη μορφή φασμάτων από έξοδο TAC

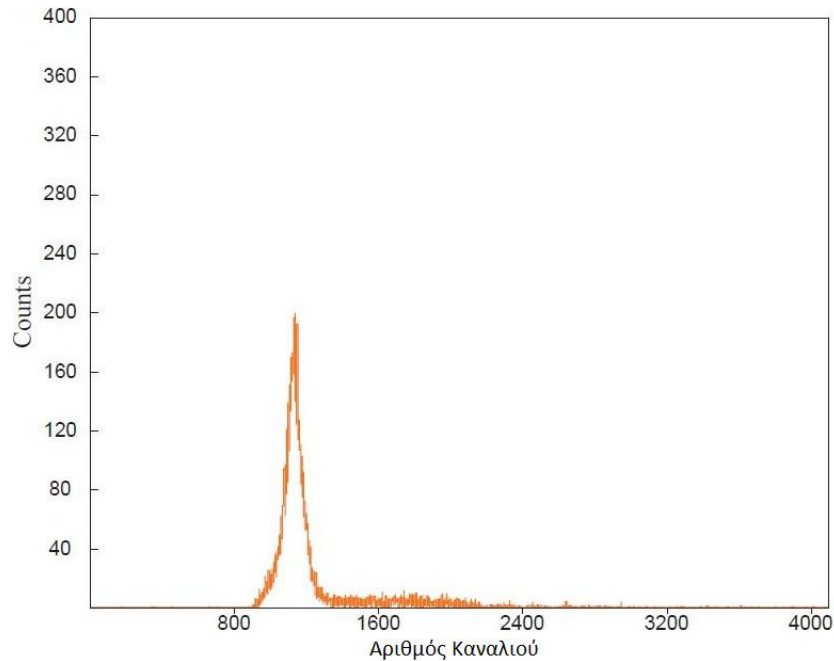
### 3.3 Πειραματικές Μετρήσεις και Αποτελέσματα της Σύμπτωσης Ακτίνων-γ

Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με τους δύο ανιχνευτές σε απόσταση 5 cm ενώ ο NaI τοποθετήθηκε μέσα σε μολύβδινο περίβλημα έτσι ώστε να μένει ακάλυπτο μόνο το μπροστά μέρος του παραθύρου του. Οι πηγές τοποθετήθηκαν πάνω στον BC501A και οι ενέργειες των ακτίνων-γ που εκπέμπει η καθεμία, καθώς και οι ενέργειες των ηλεκτρονίων Compton και των οπισθοσκεδαζόμενων ακτίνων-γ φαίνονται στον πίνακα 3.1.

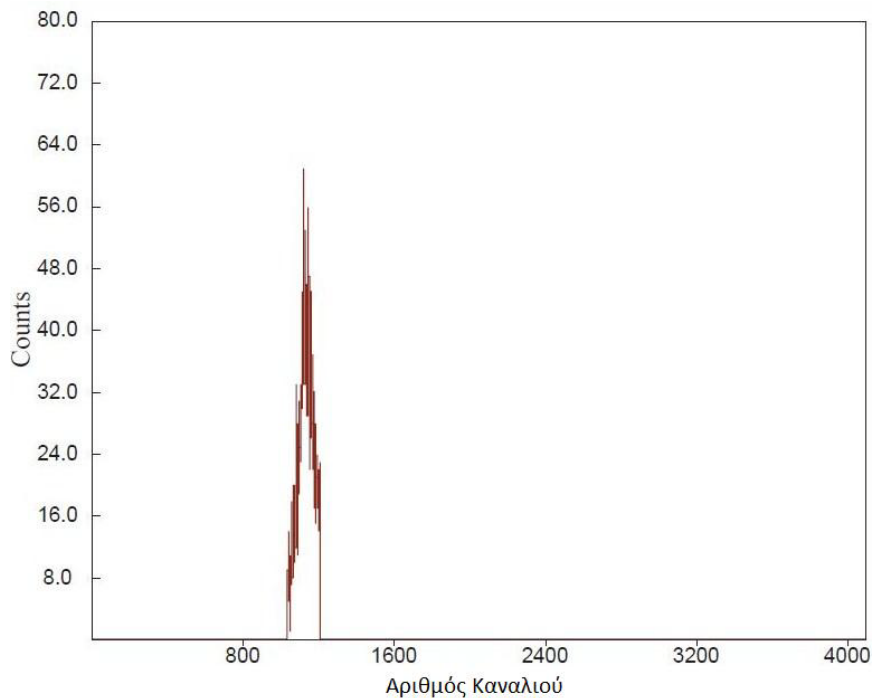
Πίνακας 3.1: Πηγές ακτίνων-γ που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα σύμπτωσης ακτίνων-γ.

Πηγή	Ενέργεια Ακτίνων-γ (keV)	Ένταση Ακτίνας (%)	$E_c$ (keV)	$B_{backscattered}$ (keV)
$^{133}\text{Ba}$	302.853	18.33	164.26	138.58
	356.017	62.05	207.26	148.75
$^{22}\text{Na}$	511	99.944	340.6	170.33
	1274.53		1061.7	212.20
$^{137}\text{Cs}$	661.657	85.1	447.33	184.32
$^{54}\text{Mn}$	834.848	99.976	693.2	195.6
$^{60}\text{Co}$	1173.237	99.9736	963.49	209.8
	1332.501	99.9856	1118.2	214.39

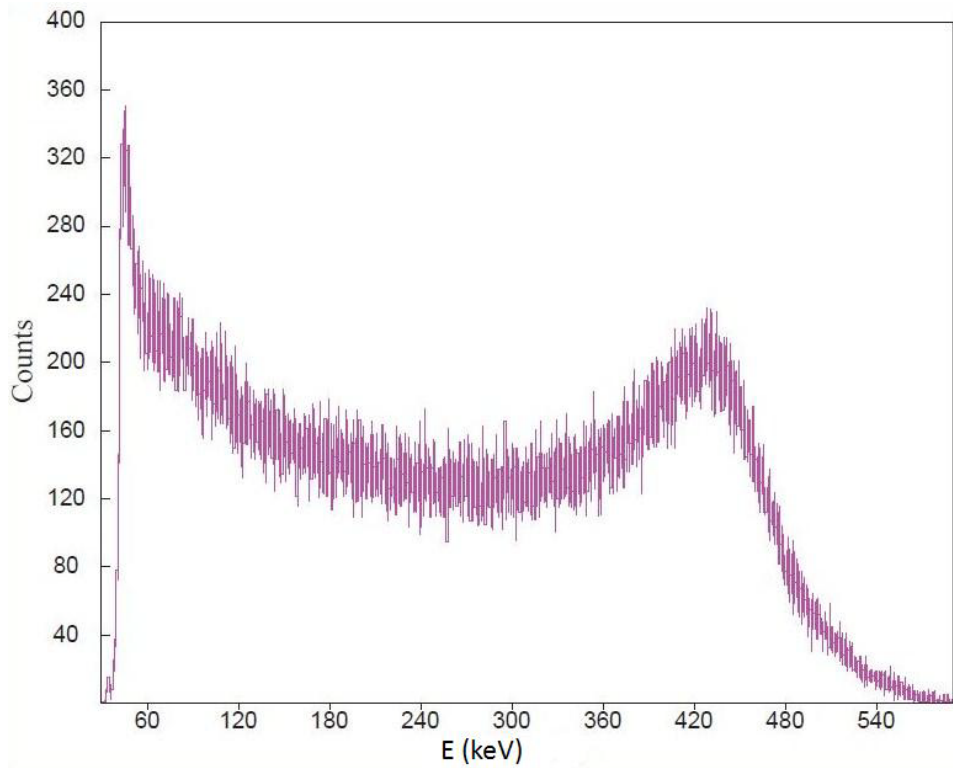
Χρησιμοποιώντας το κύκλωμα του σχήματος 3.1 και παίρνοντας την έξοδο του TAC για κάθε μία πηγή ξεχωριστά καταγράψαμε τα φάσματα χρονικών διαστημάτων και στην συνέχεια ορίσαμε το παράθυρο του SCA επιλέγοντας μόνο τα correlated γεγονότα. Χρησιμοποιώντας αυτήν την έξοδο του SCA ως gate καταγράψαμε τα gated ενεργειακά φάσματα. Στα σχήματα 3.3 έως 3.25 φαίνονται για κάθε πηγή το ολικό χρονικό φάσμα, το χρονικό φάσμα με παράθυρο στα correlated γεγονότα, το gated ενεργειακό φάσμα και το ενεργειακό φάσμα χωρίς gate. Στα gated φάσματα φαίνεται και το fit των Gaussian κατανομών που έγινε με το πρόγραμμα SPECTRW.



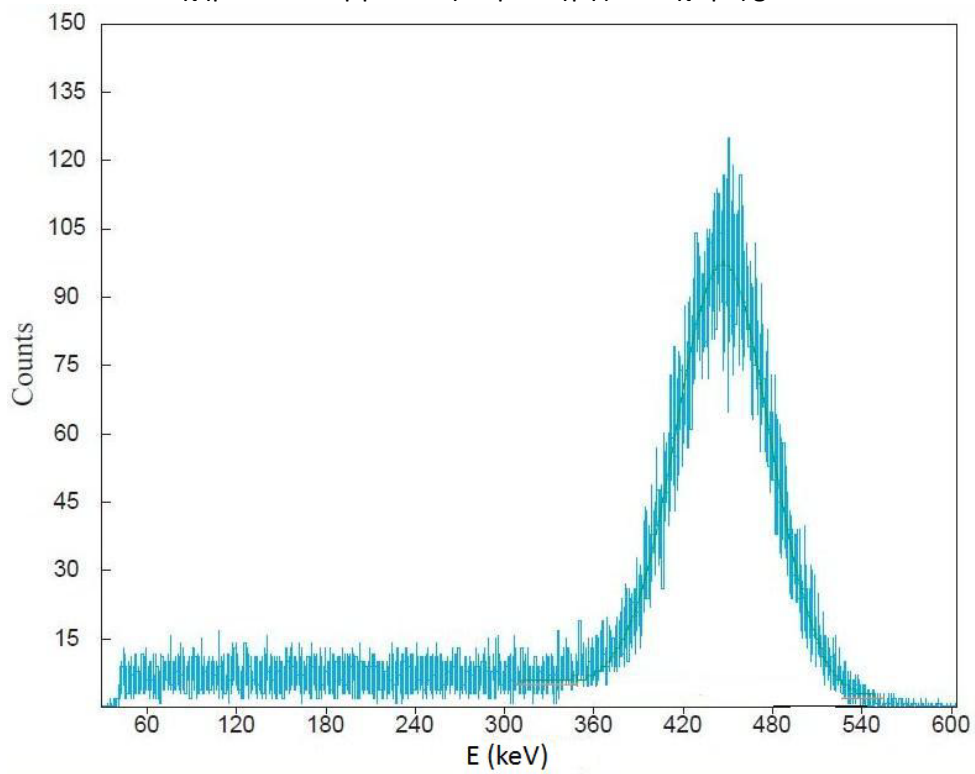
Σχήμα 3.3: Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{137}\text{Cs}$



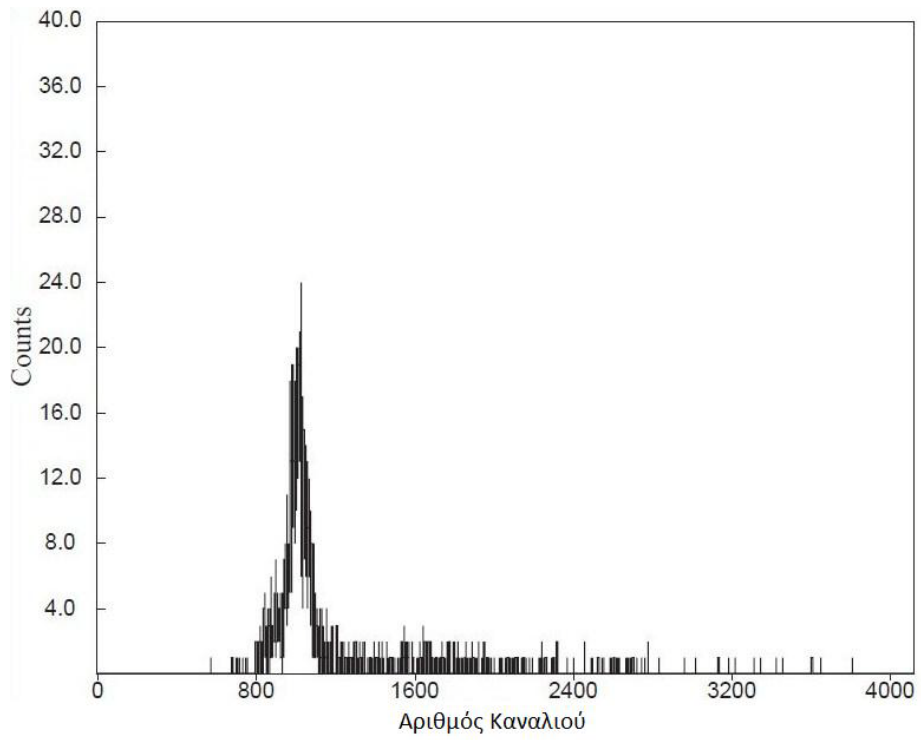
Σχήμα 3.4 : Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{137}\text{Cs}$  με παράθυρο στα correlated γεγονότα



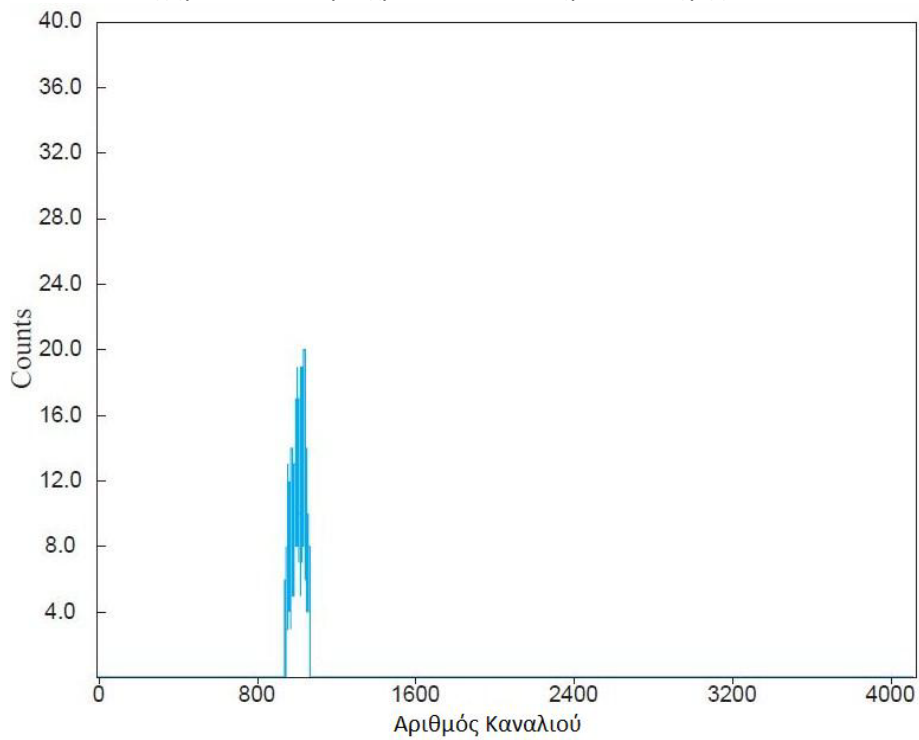
Σχήμα 3.5: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{137}\text{Cs}$  χωρίς gate



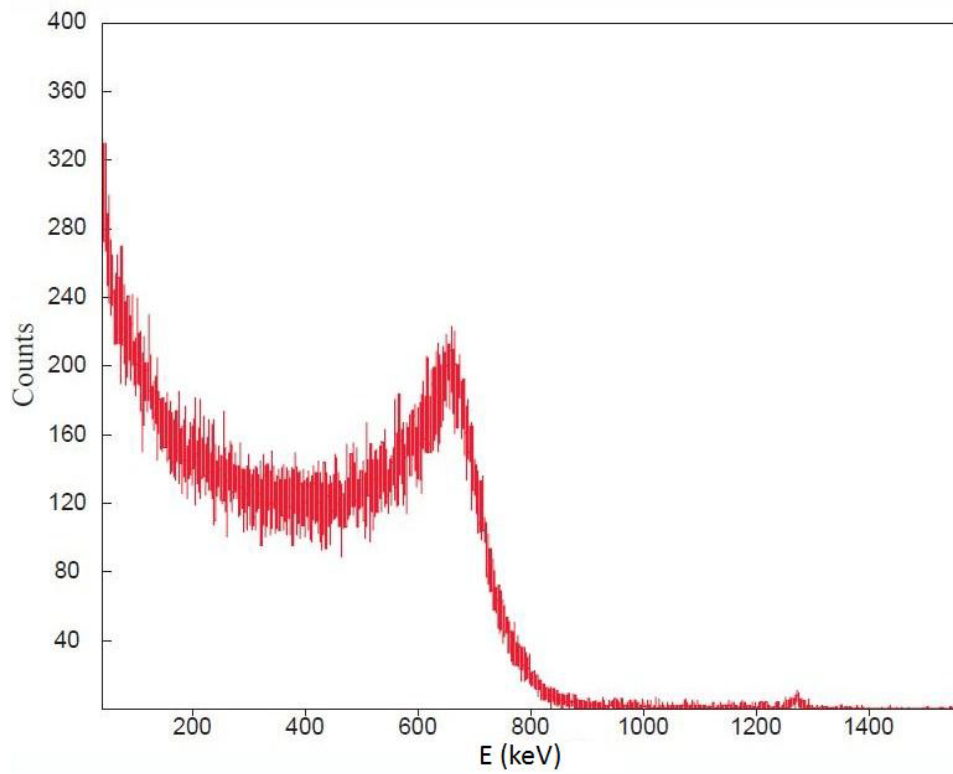
Σχήμα 3.6: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{137}\text{Cs}$  με gate στα correlated γεγονότα μαζί με Gaussian fit



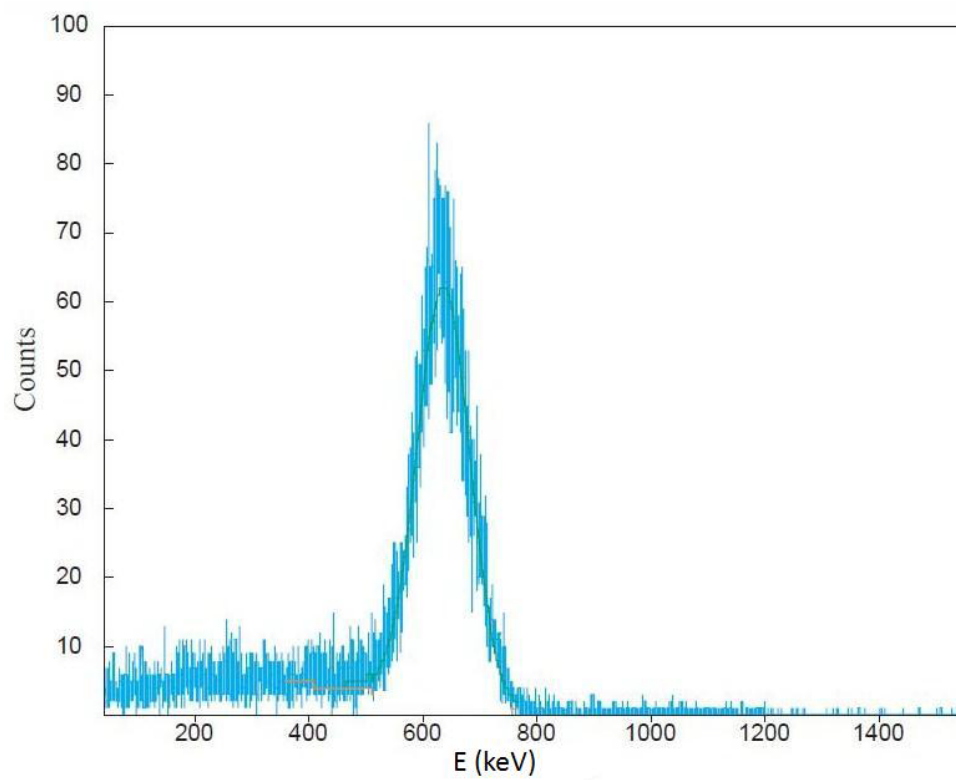
Σχήμα 3.7: Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{54}\text{Mn}$



Σχήμα 3.8: Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{54}\text{Mn}$  με παράθυρο στα correlated γεγονότα

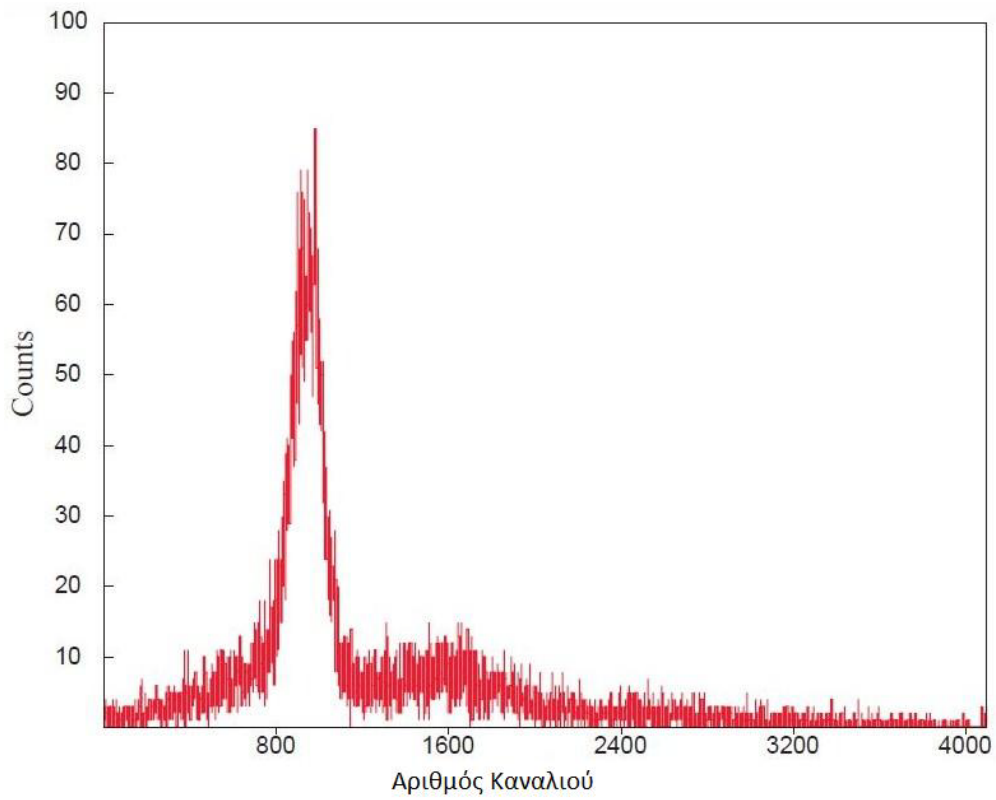


Σχήμα 3.9: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{54}\text{Mn}$  χωρίς gate

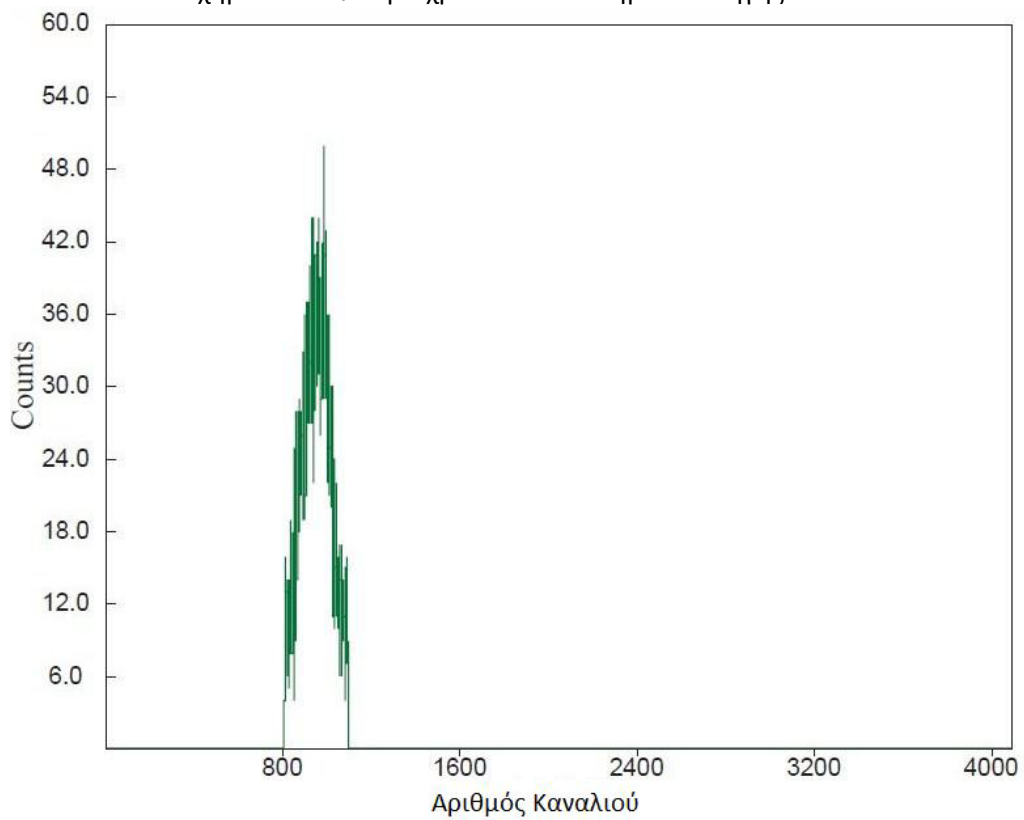


Σχήμα 3.10: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{54}\text{Mn}$  με gate στα correlated γεγονότα μαζί με Gaussian fit.

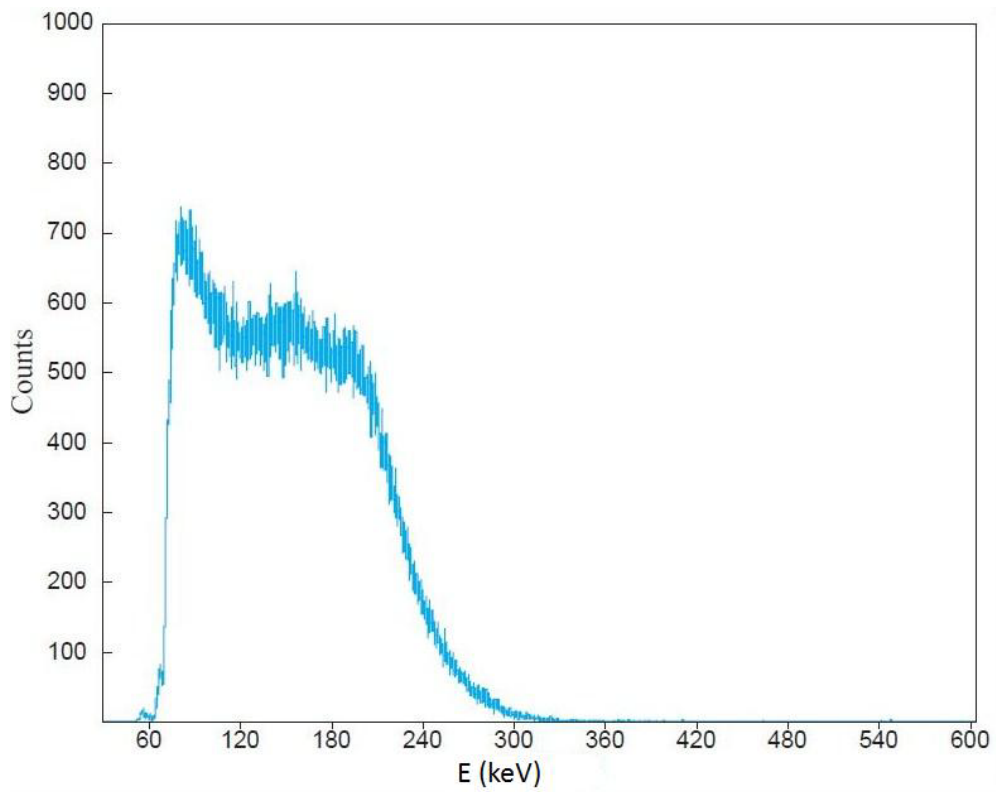




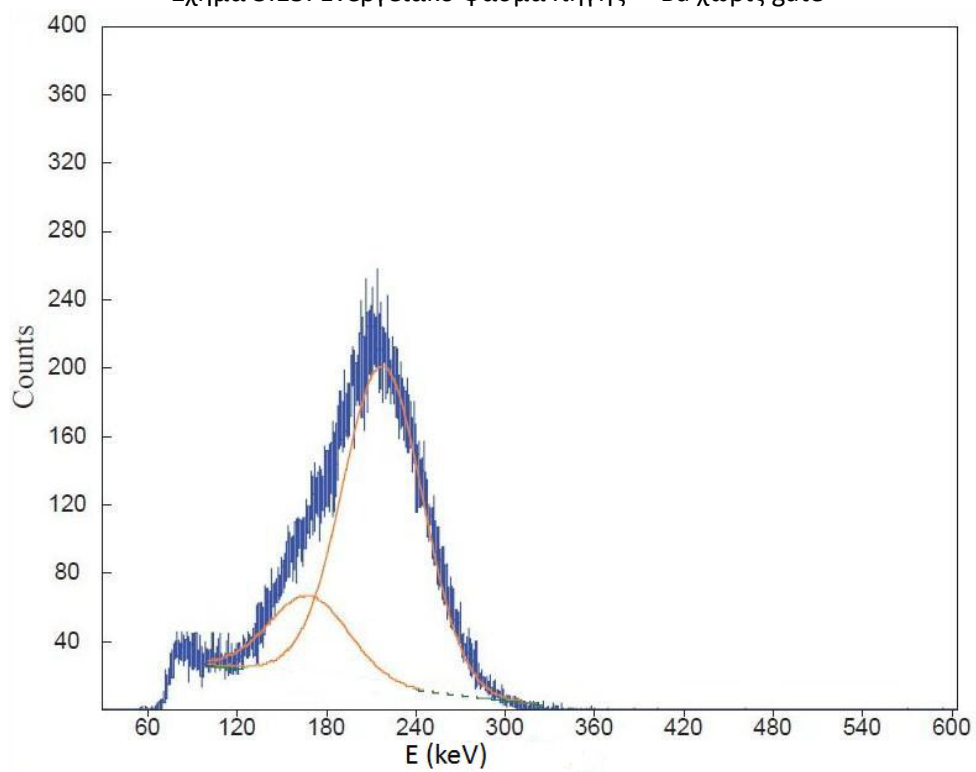
Σχήμα 3.11: Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{133}\text{Ba}$



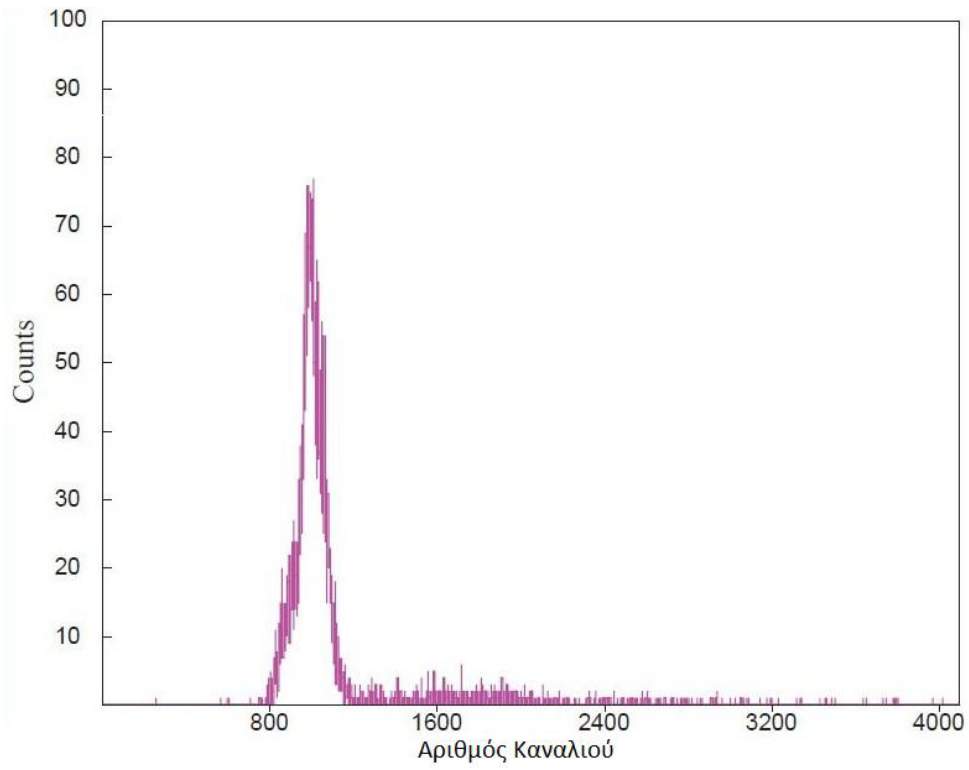
Σχήμα 3.12 : Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{133}\text{Ba}$  με παράθυρο στα correlated γεγονότα



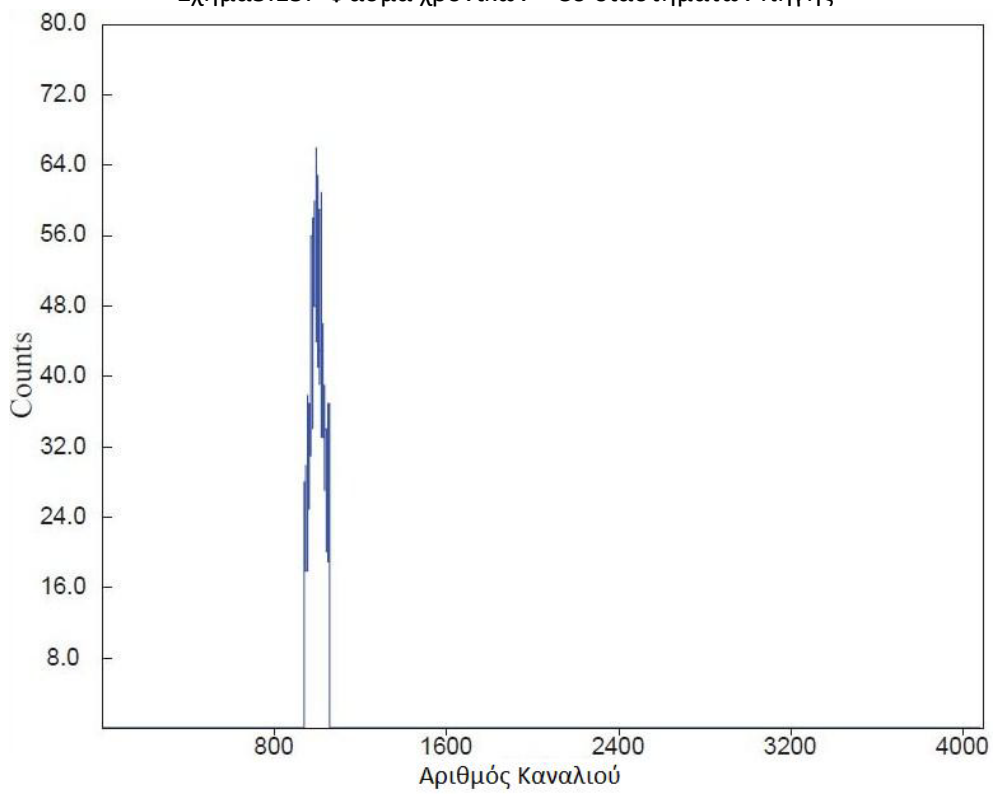
Σχήμα 3.13: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{133}\text{Ba}$  χωρίς gate



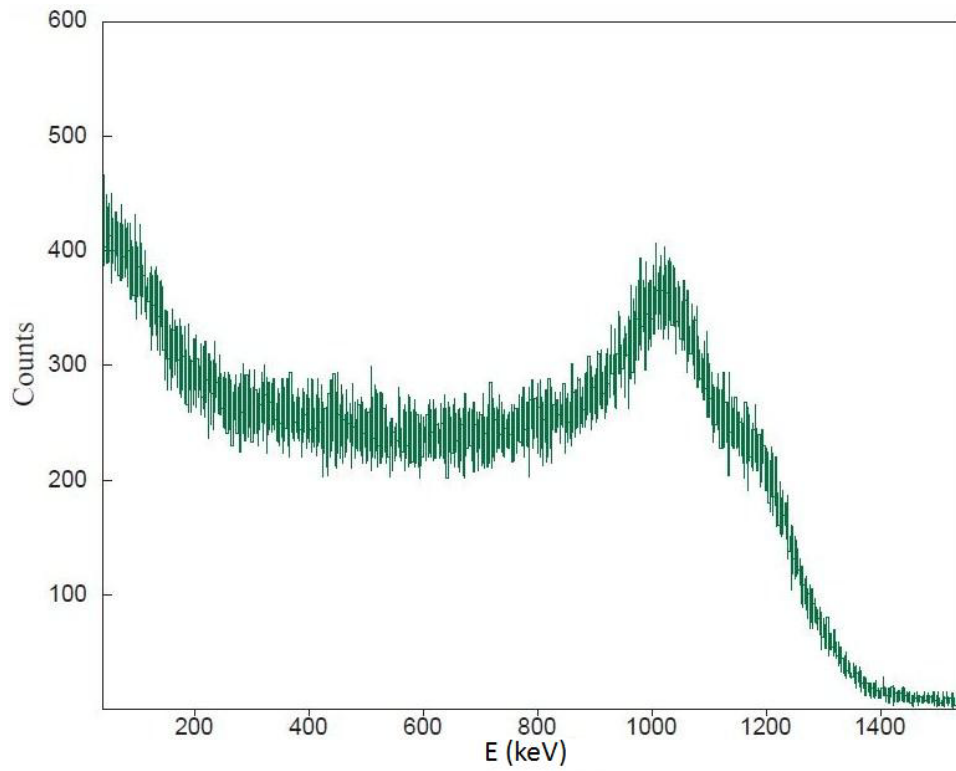
Σχήμα 3.14: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{133}\text{Ba}$  με gate στα correlated γεγονότα μαζί με Gaussian fit.



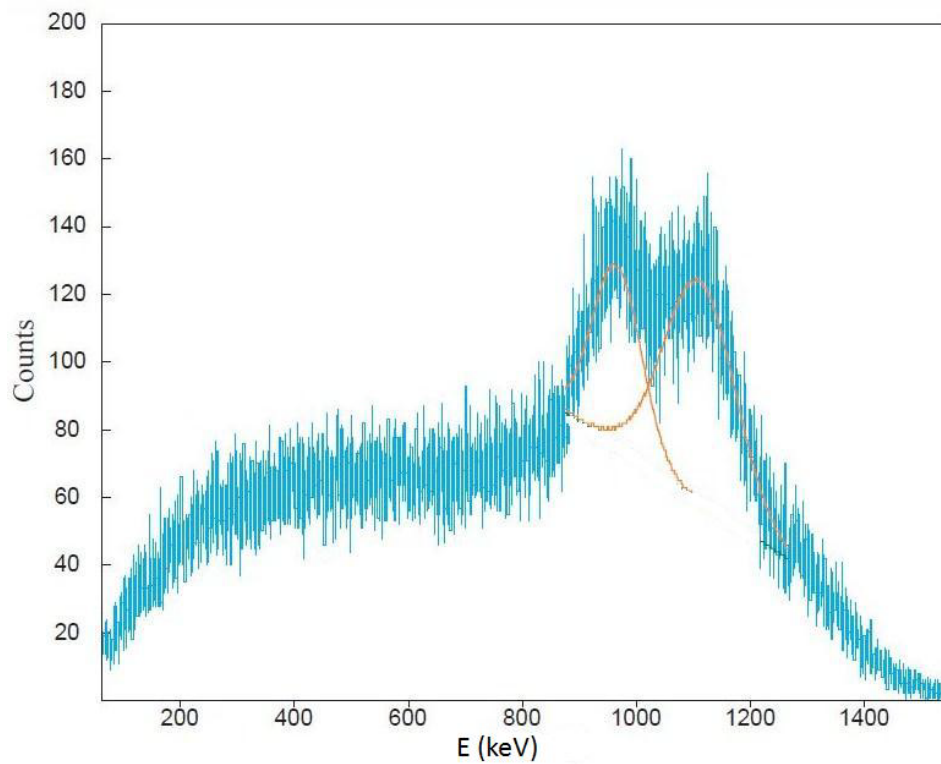
Σχήμα3.15: Φάσμα χρονικών  $^{60}\text{Co}$  διαστημάτων πηγής



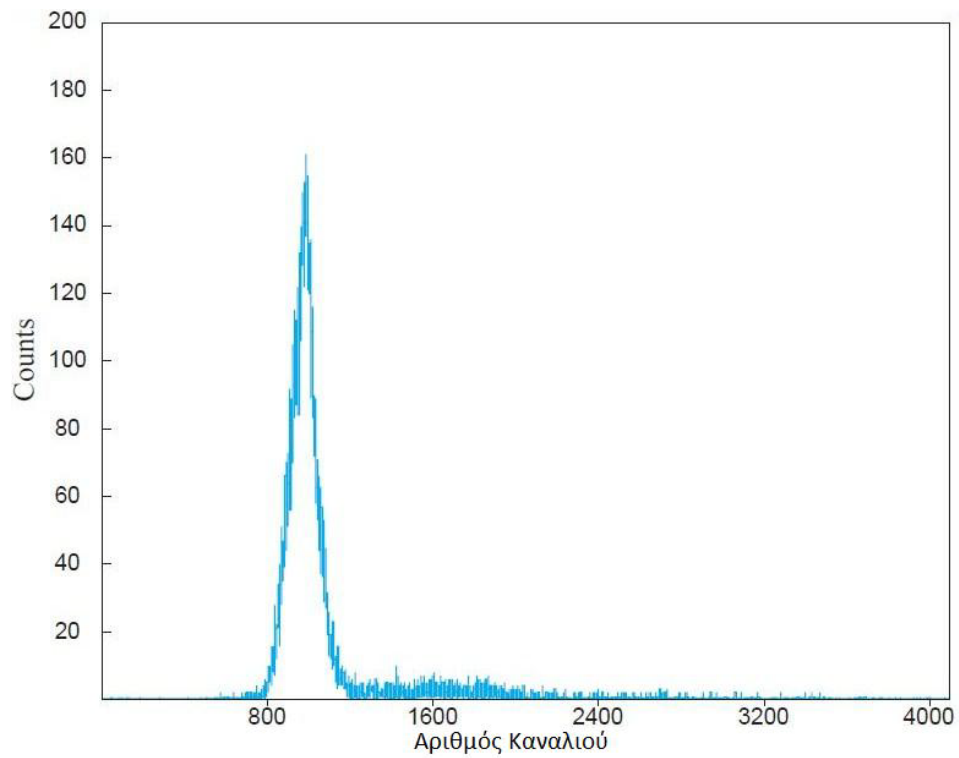
Σχήμα 3.16: Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{60}\text{Co}$  με παράθυρο στα correlated γεγονότα



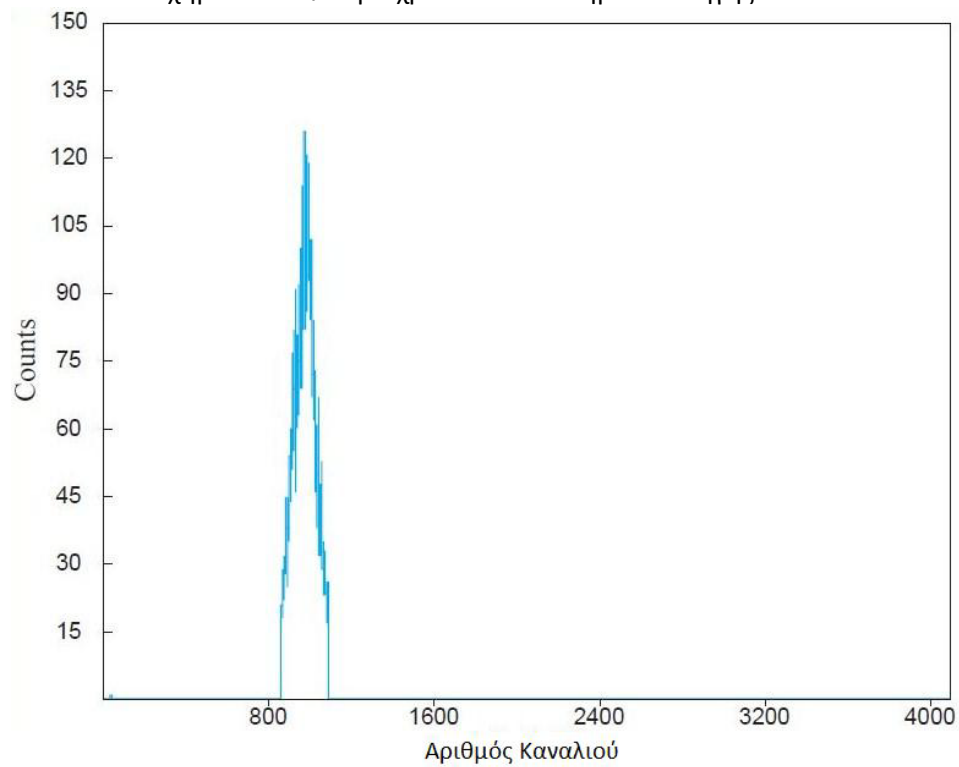
Σχήμα 3.17: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{60}\text{Co}$  χωρίς gate



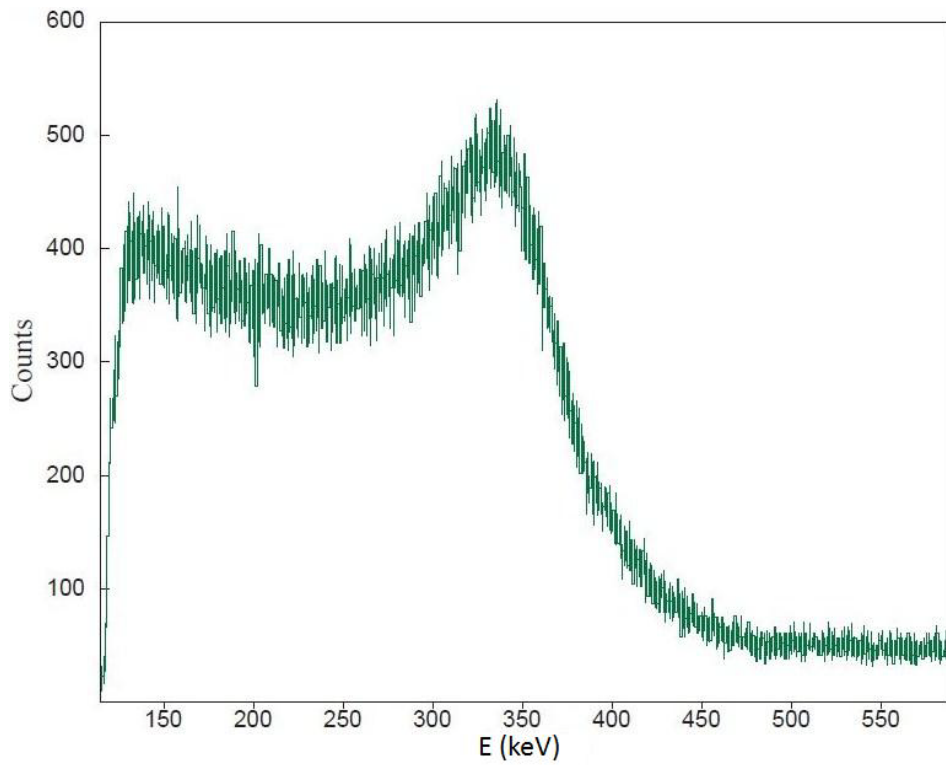
Σχήμα 3.18: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{60}\text{Co}$  με gate στα correlated γεγονότα μαζί με Gaussian fit.



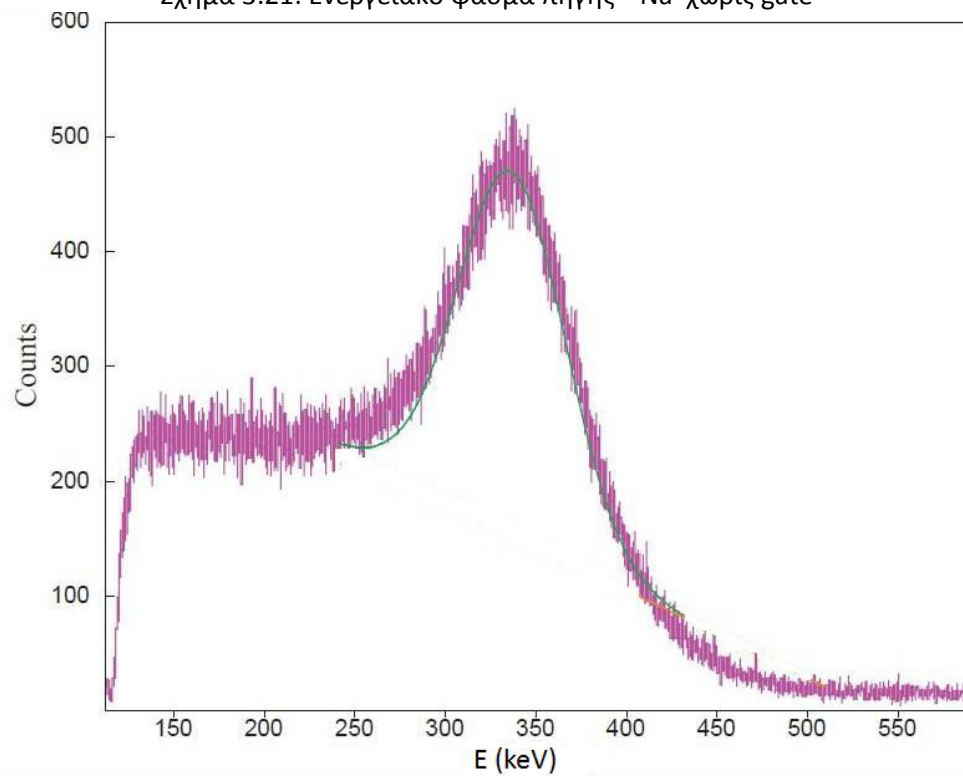
Σχήμα 3.19: Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{22}\text{Na}$



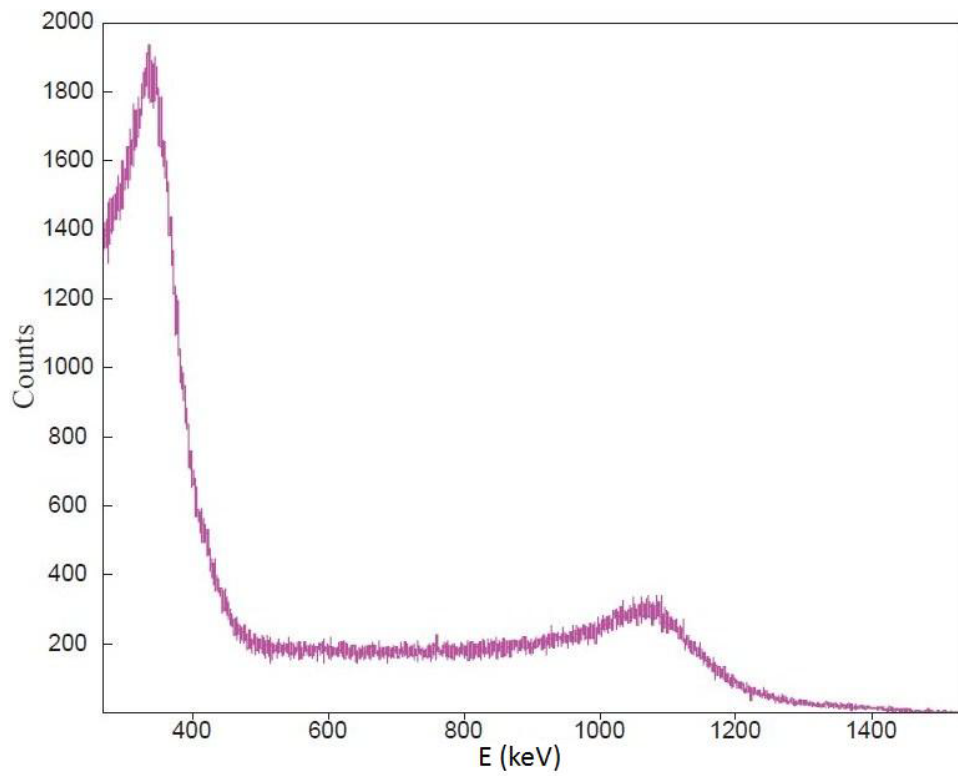
Σχήμα 3.20 : Φάσμα χρονικών διαστημάτων πηγής  $^{22}\text{Na}$  με παράθυρο στα correlated γεγονότα



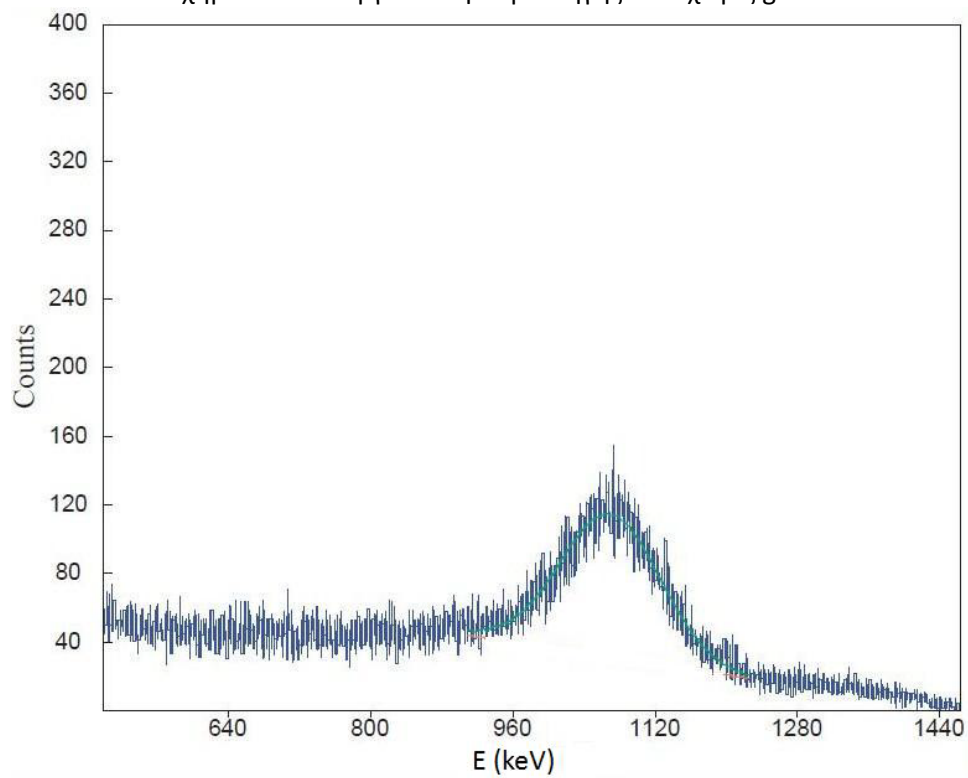
Σχήμα 3.21: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{22}\text{Na}$  χωρίς gate



Σχήμα 3.22: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{22}\text{Na}$  (ακτίνα 511 keV) με gate στα correlated γεγονότα μαζί με Gaussian fit.



Σχήμα 3.23: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{22}\text{Na}$  χωρίς gate



Σχήμα 3.24: Ενεργειακό φάσμα πηγής  $^{22}\text{Na}$  (ακτίνα 1274.53 keV) με gate στα correlated γεγονότα μαζί με Gaussian fit.

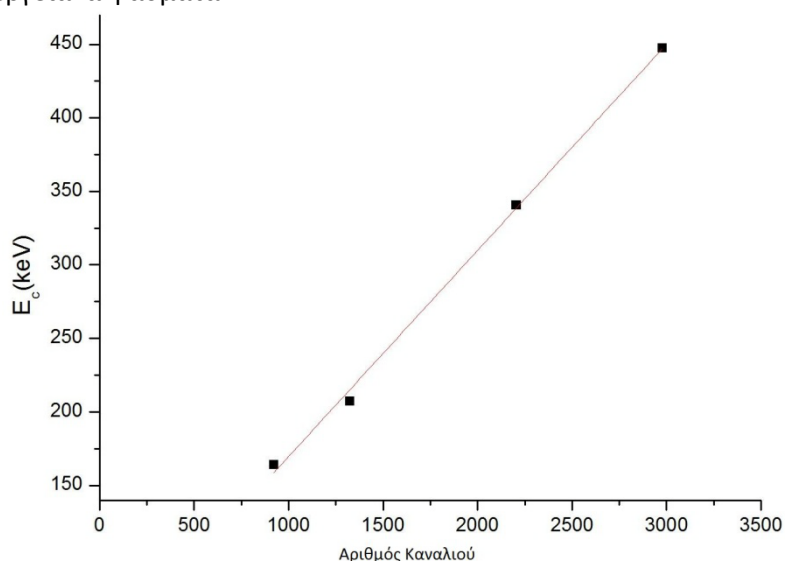
Από τα παραπάνω gated ενεργειακά φάσματα είναι φανερό ότι η μέθοδος σύμπτωσης απέδωσε και κατάφερε να μας υποδείξει την θέση της αιχμής Compton. Η θέση του κεντροειδούς αυτών των φασμάτων μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ενεργειακή βαθμονόμηση του ανιχνευτή.

Η βαθμονόμηση των ενεργειακών φασμάτων του  $^{137}\text{Cs}$ , του  $^{133}\text{Ba}$  και του  $^{22}\text{Na}$  για την ακτίνα 511 keV έγινε με βάση την εξίσωση  $\gamma = a + bx$  όπου

$a = 29 \pm 9$  keV και

$\beta = 0.14 \pm 0.04$  keV

Η καμπύλη φαίνεται στο σχήμα 3.25 και τα σημεία που χρησιμοποιήθηκαν στον πίνακα 3.2. Στον πίνακα αυτό η θέση της αιχμής Compton με ενέργεια  $E_c$ , αντιστοιχίζεται στον αριθμό του καναλιού, στο οποίο βρίσκεται το κεντροειδές της Gaussian που εμφανίζεται στα gated ενεργειακά φάσματα.



Σχήμα 3.25: Καμπύλη βαθμονόμησης ενεργειακών φασμάτων  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  και  $^{22}\text{Na}$  για την ακτίνα 511 keV

Πίνακας 3.2 : Θέση κεντροειδούς και ενέργεια  $E_c$  στην οποία αντιστοιχεί.

Θέση Κεντροειδούς (Αριθμός Καναλιού)	Ενέργεια $E_c$ (keV)
923	164.26
1323	207.26
2205	340.6
2978	447.33

Η βαθμονόμηση των Ενεργειακών φασμάτων του  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{60}\text{Co}$  και  $^{22}\text{Na}$  και για τις δυο του ακτίνες έγινε με βάση την καμπύλη  $\gamma = a + bx$  με

$a = 39 \pm 8$  keV και

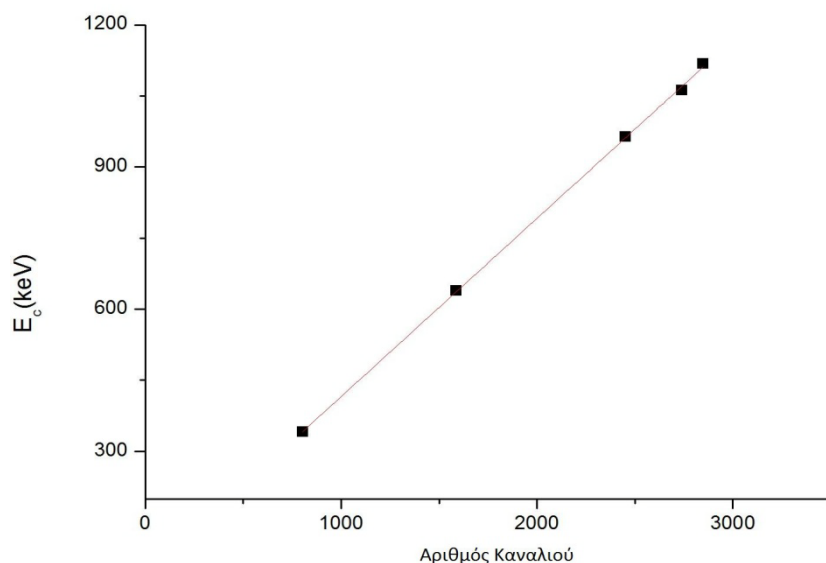
$\beta = 0.377 \pm 0.004$  keV

Η καμπύλη φαίνεται στο σχήμα 3.26 και τα σημεία που χρησιμοποιήθηκαν στον πίνακα 3.3



Πίνακας 3.3: Θέση κεντροειδούς και ενέργεια  $E_c$  στην οποία αντιστοιχεί.

Θέση Κεντροειδούς (Αριθμός Καναλιού)	Ενέργεια $E_c$ (keV)
804.2	340.6
1587.69	639.2
2452.85	963.49
2740.55	1061.6
2849.41	1118.2



Σχήμα 3.26: Καμπύλη βαθμονόμησης ενεργειακών φασμάτων  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{60}\text{Co}$  και  $^{22}\text{Na}$  και για τις δυο του ακτίνες- $\gamma$

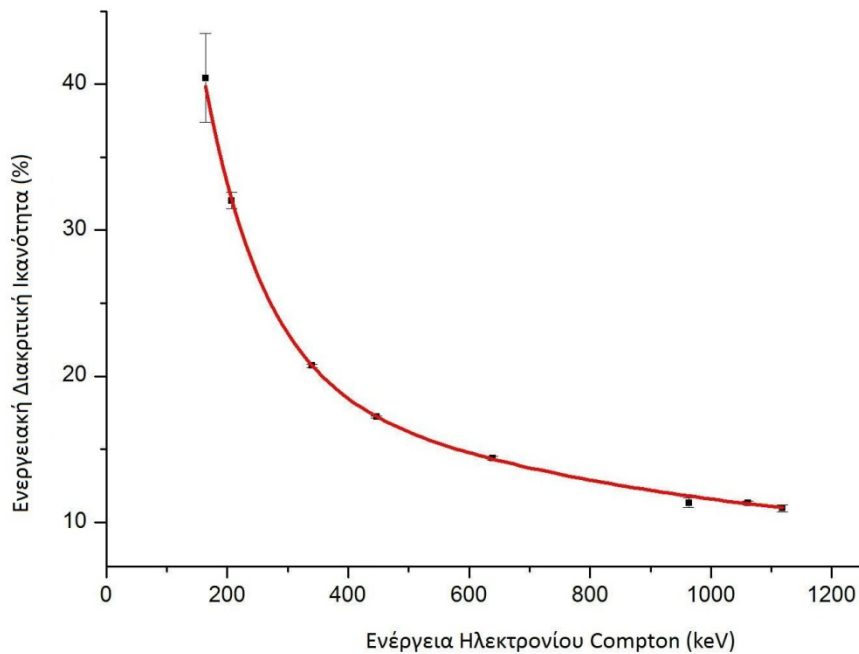
Με βάση τις παραπάνω βαθμονομήσεις αντιστοιχίσαμε το FWHM για κάθε αιχμή Compton σε μονάδες ενέργειας. Το Fit των Gaussian έγινε με το πρόγραμμα SPECTRW. Στην συνέχεια υπολογίστηκε η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας από την σχέση :

$$\frac{\Delta E_c}{E_c} = \frac{\text{FWHM}}{E_c}$$

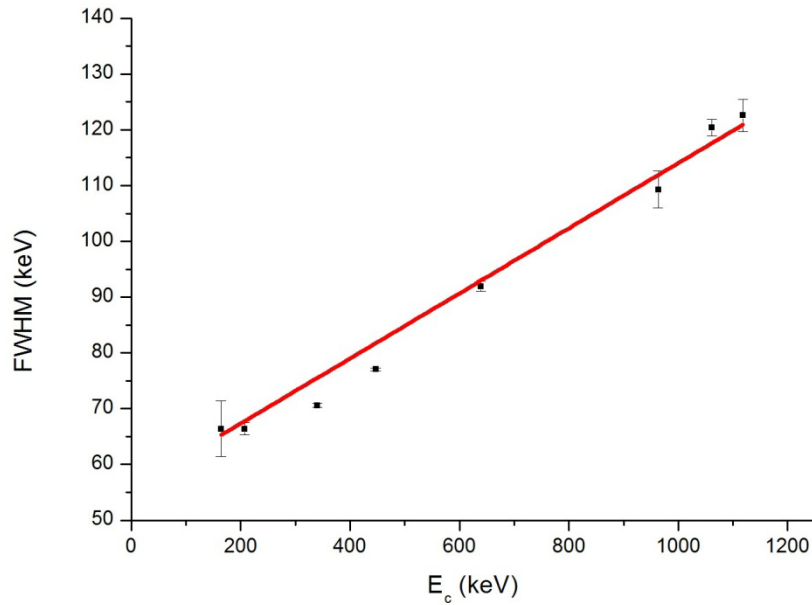
Στον πίνακα 3.4 φαίνονται το FWHM και η διακριτική ικανότητα επί τοις εκατό συναρτήσει της ενέργειας, ενώ στα σχήματα 3.27 (α) και 3.27 (β) φαίνονται τα διαγράμματα της διακριτικής ικανότητας (%) και του FWHM αντίστοιχα.

Πίνακας 3.4 : Δεδομένα Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας και FWHM του υγρού σπινθηριστή BC501A

$E_c$ (keV)	FWHM (keV)	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (%)
164.26	$66 \pm 5$	$40 \pm 3$
207.26	$66.4 \pm 1.1$	$32.0 \pm 0.6$
340.6	$70.6 \pm 0.4$	$20.73 \pm 0.11$
447.33	$77.1 \pm 0.3$	$17.23 \pm 0.06$
639.2	$91.9 \pm 0.9$	$14.38 \pm 0.14$
963.44	$109 \pm 3$	$11.34 \pm 0.4$
1061.7	$120.4 \pm 1.5$	$11.34 \pm 0.14$
1118.2	$122.6 \pm 2.9$	$10.96 \pm 0.26$



Σχήμα 3.27 (α): Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (%) του υγρού σπινθηριστή BC501A συναρτήσει της ενέργειας των ηλεκτρονίων Compton



Σχήμα 3.27 (β): Διάγραμμα του FWHM του υγρού σπινθηριστή BC501A συναρτήσει της ενέργειας των ηλεκτρονίων Compton

Στο διάγραμμα 3.27 (α) το fit της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας έγινε με την εξίσωση:

$$y = y_0 + A_1 * \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{t_1}\right)\right) + A_2 * \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{t_2}\right)\right)$$

όπου  $y_0 = 129 \pm 24$   
 $A_1 = -106 \pm 20$   
 $t_1 = 97 \pm 15$   
 $A_2 = -15.0 \pm 1.7$   
 $t_2 = 734 \pm 484$

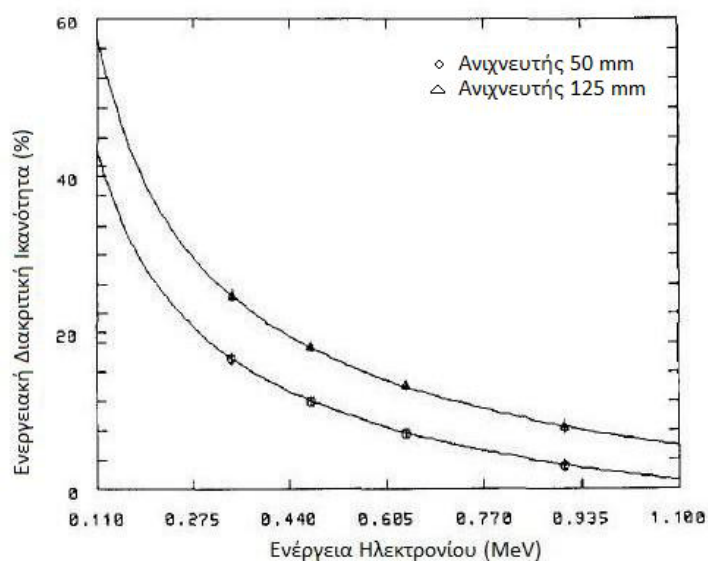
Στο διάγραμμα 3.27 (β) το fit του FWHM έγινε με την εξίσωση  $y = a + bx$  με  
 $a = 55.7 \pm 0.5$  και  
 $b = 0.0583 \pm 0.0006$

Από τα παραπάνω δεδομένα βλέπουμε ότι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή ελαττώνεται με την αύξηση της ενέργειας .

Στο σχήμα 3.28 και στον πίνακα 3.5 παρουσιάζονται αποτελέσματα αντίστοιχης μελέτης ανιχνευτών σπινθηρισμού τύπου NE213 με διάμετρο 50 και 125 mm [NA91] .

Πίνακας 3.5 : Δεδομένα Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας των σπινθηριστών NE213 διαμέτρου 125 και 50 mm [NA91]

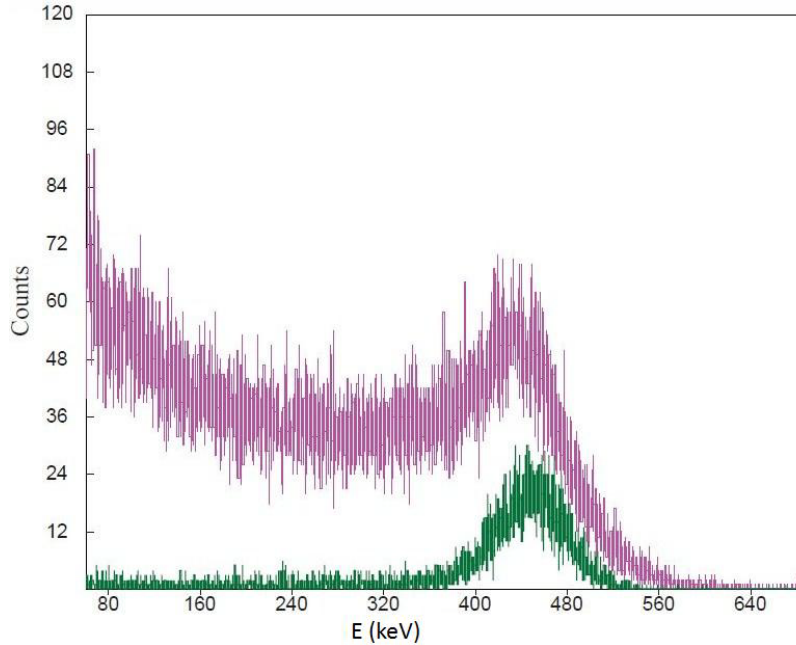
$E_c$ (keV)	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (%) NE213 διαμέτρου 125 mm	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (%) NE213 διαμέτρου 50 mm
340.6	$24.0 \pm 0.5$	$18.8 \pm 0.4$
477.33	$18.9 \pm 0.2$	$15.6 \pm 0.3$
639.2	$16.4 \pm 0.3$	$13.7 \pm 0.3$
1061.7	$13.9 \pm 1.5$	$12.2 \pm 1.0$



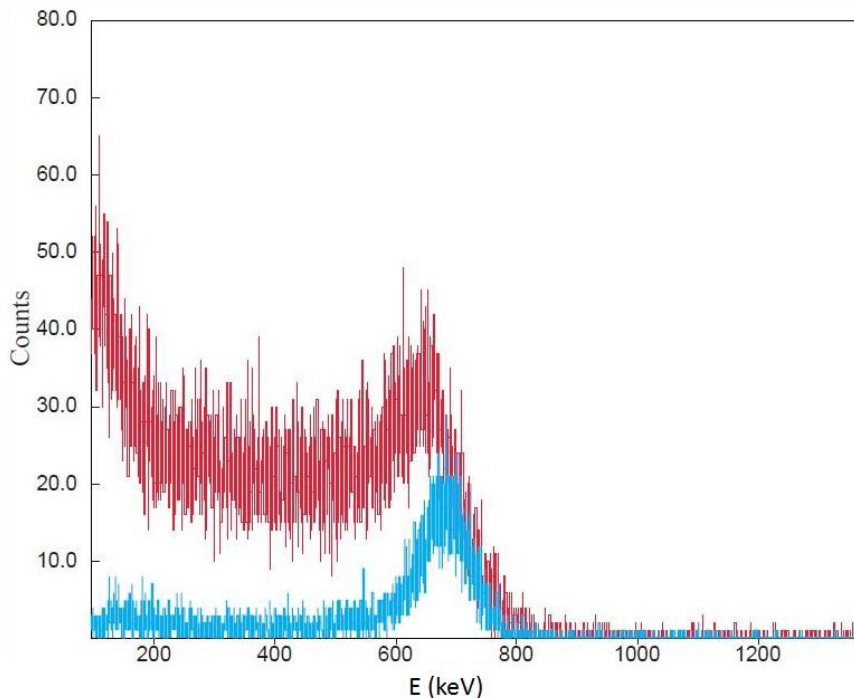
Σχήμα 3.28: Ενεργειακή Διακριτική ικανότητα (%) των σπινθηριστών NE213, διαμέτρου 125 και 50 mm [NA91]

Βλέπουμε ότι η Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα υγρών σπινθηριστών μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας και με την μείωση του μεγέθους τους. Δεδομένου ότι ο BC501A που μελετάται στην παρούσα εργασία έχει κρύσταλλο διαμέτρου 50.8 mm, οι τιμές διακριτικής ικανότητας που υπολογίσαμε διαφέρουν από της αντίστοιχες του ανιχνευτή NE213 διαμέτρου 50 mm κατά 10% για τις ενέργειες 340.6 και 477.33 keV, 5% για τα 639.2 keV και κατά 7% για τα 1061.7 keV. Οι αποκλίσεις αυτές πιθανόν να οφείλονται στον τύπο του φωτοπολλαπλασιαστή που χρησιμοποιείται, καθώς όπως αναφέρθηκε και παραπάνω το είδος του φωτοπολλαπλασιαστή αποτελεί έναν από τους βασικούς παράγοντες από τους οποίους εξαρτάται η ενεργειακή διακριτική ικανότητα ενός σπινθηριστή.

Τέλος για να φανεί καλύτερα η διαφορά της θέσης μεταξύ του σημείου που η αιχμή Compton πέφτει στο μισό του ύψους της,  $E_h$  και του  $E_c$  πήραμε φάσματα σύντομης χρονικής διάρκειας έτσι ώστε να μειώσουμε όσο είναι εφικτό τη μετατόπιση των φασμάτων μας λόγω των διακυμάνσεων της ενίσχυσης. Στα σχήματα 3.29, 3.30 και 3.31 φαίνονται τα gated και un-gated "γρήγορα" φάσματα του  $^{137}\text{Cs}$  και  $^{54}\text{Mn}$  και στον πίνακα 3.6 παρουσιάζεται η διαφορά  $(E_h - E_c)/E_c$  (%) από την παρούσα εργασία και προηγούμενη που αφορά τους ανιχνευτές σπινθηρισμού τύπου NE213 με διάμετρο 50 και 125 mm [NA91].



Σχήμα 3.29 : Gated και un-gated "γρήγορο" φάσμα πηγής  $^{137}\text{Cs}$



Σχήμα 3.30: Gated και un-gated "γρήγορο" φάσμα πηγής  $^{54}\text{Mn}$

Πίνακας 3.6: Διαφορά  $(E_h - E_c)/E_c$  (%) από την παρούσα εργασία και προηγούμενη που αφορά τους ανιχνευτές σπινθηρισμού τύπου NE213 με διάμετρο 50 και 125 mm [NA91].

$E_c$ (keV)	$(E_h - E_c)/E_c$ (%) NE213 50mm	$(E_h - E_c)/E_c$ (%) BC501A 50.8 mm	$(E_h - E_c)/E_c$ (%) NE213 125 mm
447.33	$6.7 \pm 0.3$	$5.6 \pm 0.1$	$12.2 \pm 0.5$
639.2	$5.4 \pm 0.4$	$3.3 \pm 0.1$	$10.4 \pm 0.6$

Παρατηρούμε ότι η διαφορά  $(E_h - E_c)/E_c$  ελαττώνεται με την αύξηση της ενέργειας και επομένως με την μείωση της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή. Όσο καλύτερη είναι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή τόσο πιο εύκολη είναι η διάκριση μεταξύ  $E_h$  και  $E_c$ .

Ο κυριότερος παράγοντας που πιθανόν να επηρέασε τα αποτελέσματά μας και την ακρίβεια των μετρήσεών μας είναι η διακύμανση του παράγοντα ενίσχυσης του σήματος στις δυνόδους του φωτοπολλαπλασιαστή ή σε άλλες μονάδες του κυκλώματος. Το φαινόμενο αυτό είναι σύνηθες στους σπινθηριστές και έχει ως αποτέλεσμα την μετατόπιση των φασμάτων κατά την διάρκεια της μέτρησης, πράγμα που επηρεάζει τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή, την θέση της αιχμής Compton, το εύρος των Gaussian κατανομών των gated φασμάτων και φυσικά την ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Ένας τρόπος για να μειωθεί όσο το δυνατόν περισσότερο ο παράγοντας αυτός είναι να εξασφαλιστεί η τροφοδοσία του ανιχνευτή με σταθερή τάση που δεν παρουσιάζει διακυμάνσεις καθώς και να χρησιμοποιηθούν πηγές ακτίνων-γ με μεγαλύτερη ενεργότητα, έτσι ώστε οι μετρήσεις να έχουν μικρότερη διάρκεια και επομένως μικρότερο gain shift.

### 3.4 Υπολογισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (Absolute Total Efficiency) του Υγρού Σπινθηριστή BC501A για Ακτίνες-γ

#### 3.4.1 Ορισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης

Ως απόλυτη απόδοση ενός ανιχνευτή ορίζεται ο λόγος των γεγονότων που καταγράφονται από τον ανιχνευτή προς τα συνολικά γεγονότα που εκπέμπονται από την πηγή.

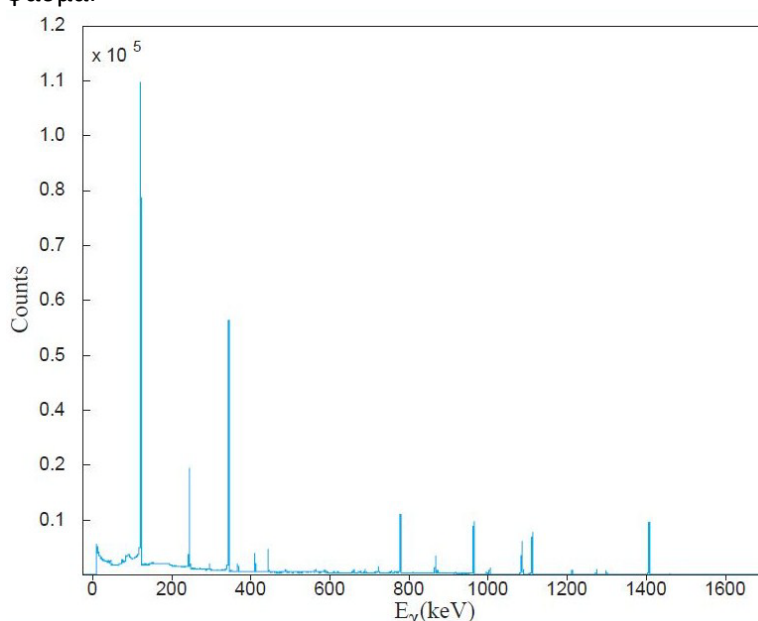
$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{\text{αριθμός παλμών που καταγράφονται}}{\text{αριθμός γεγονότων που εκπέμπονται από την πηγή}}$$

Στην συγκεκριμένη περίπτωση οι πηγές που χρησιμοποιούνται εκπέμπουν ακτίνες-γ που ανιχνεύονται από τον σπινθηριστή μέσω σκέδασης Compton. Επομένως οι παλμοί που καταγράφονται προέρχονται από τα ηλεκτρόνια Compton. Ως απόλυτη απόδοση επομένως θα υπολογίσουμε τον λόγο του ολικού αριθμού των ηλεκτρονίων Compton προς τον αριθμό των ακτίνων-γ που εκπέμπονται από κάθε πηγή. Για τον σκοπό αυτό προηγήθηκε η βαθμονόμηση των εργαστηριακών πηγών που χρησιμοποιήθηκαν.

#### 3.4.2 Βαθμονόμηση Ενεργότητας Εργαστηριακών Πηγών.

Η γνώση της ενεργότητας των πηγών ακτίνων-γ που μετρήθηκαν με τον σπινθηριστή BC501A είναι απαραίτητη για τον υπολογισμό της απόδοσης του ανιχνευτή. Η βαθμονόμηση των πηγών έγινε με τη βοήθεια ενός ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας HPGe σχετικής απόδοσης 50% και με χρήση βαθμονομημένης πηγής  $^{152}\text{Eu}$  και  $^{154}\text{Eu}$  με ενεργότητα  $2.10 \pm 0.05 \mu\text{Ci}$  και  $0.135 \pm 0.005 \mu\text{Ci}$  αντίστοιχα την ημερομηνία 29/10/2009. Βαθμονομήθηκαν οι πηγές  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  και  $^{133}\text{Ba}$ , οι οποίες μετρήθηκαν στον HPGe σε απόσταση 15 cm.

Προηγήθηκε ο υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή (HPGe) στα 15 cm. Για τον σκοπό αυτό μετρήθηκε η πηγή  $^{152}\text{Eu}$  και  $^{154}\text{Eu}$  σε απόσταση 15 cm. Στο σχήμα 3.31 φαίνεται το αντίστοιχο φάσμα.



Σχήμα 3.31: Φάσμα πηγής  $^{152}\text{Eu}$  στα 15 cm από τον ανιχνευτή HPGe 50%

Ως απόδοση του ανιχνευτή γερμανίου ορίζεται το ποσοστό των γεγονότων που καταγράφει ο ανιχνευτής, σε σχέση με τον αριθμό των γεγονότων που εκπέμπει η πηγή σε μια συγκεκριμένη στερεά γωνία, και υπολογίζεται από την σχέση :

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{C_{\gamma}}{I_{\gamma}N_0} \quad (3.3)$$

όπου  $C_{\gamma}$  είναι ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφει ο ανιχνευτής,  $I_{\gamma}$  είναι η ένταση της φωτοκορυφής και  $N_0$  είναι ο αριθμός των ακτίνων  $\gamma$  που εκπέμπει η πηγή.

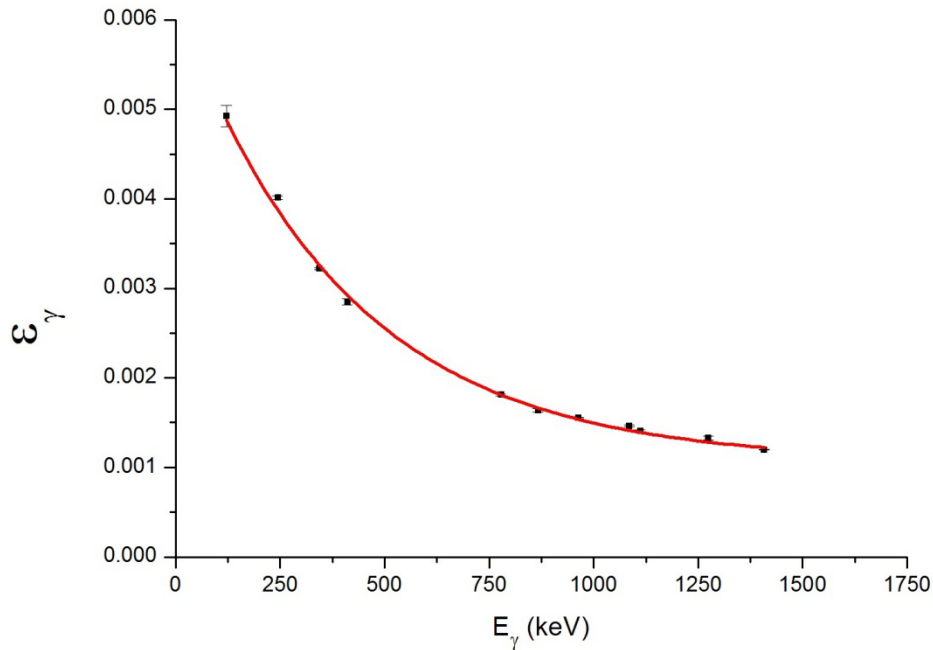
Ο  $C_{\gamma}$  προκύπτει από την ολοκλήρωση των 11 κορυφών του φάσματος με την μεγαλύτερη ένταση, οι οποίες φαίνονται στον παρακάτω πίνακα, ενώ ο  $N_0$  υπολογίζεται από την ενεργότητα της πηγής. Πιο αναλυτικά, γνωρίζοντας την ενεργότητα της πηγής  $R_0$  κατά την ημερομηνία κατασκευής της, μπορούμε από την σχέση  $R=R_0e^{-\lambda t}$  να υπολογίσουμε την ενεργότητά της, την ημερομηνία της καταγραφής του φάσματος. Στην συνέχεια πολλαπλασιάζοντας την τιμή της  $R$  με το χρόνο της μέτρησης παίρνουμε το πλήθος  $N_0$ .

Στον πίνακα 3.7 φαίνονται τα αποτελέσματα για την απόδοση του HPGe 50% του Ε.Μ.Π στα 15 cm και οι ακτίνες-  $\gamma$  που χρησιμοποιήθηκαν, ενώ στο σχήμα 3.32 φαίνεται η καμπύλη της απόδοσης.

Πίνακας 3.7: Τιμές απόδοσης του HPGe του Ε.Μ.Π στα 15cm

$E_{\gamma}(\text{keV})$	$I_{\gamma}(\%)$	$C_{\gamma}$	$DC_{\gamma}$	$\epsilon_{\gamma}$	$D\epsilon_{\gamma}$
121.8	28.5	343400	800	4.93E-03	0.11E-03
244.7	7.6	74600	400	4.012E-03	0.021E-03
344.3	26.6	209400	600	3.219E-03	0.009E-03
411.1	2.2	15300	200	2.85E-03	0.04E-03
778.9	12.9	57100	300	1.810E-03	0.010E-03
867.4	4.3	17200	200	1.638E-03	0.019E-03
964.1	14.6	55400	300	1.551E-03	0.008E-03
1086	10.2	36500	300	1.462E-03	0.011E-03
1112	13.7	47100	300	1.406E-03	0.008E-03
1274.5	0.35	61600	300	1.18E-02	0.06E-03
1408	21.0	61600	300	1.20E-03	0.06E-03





Σχήμα 3.32: Απόδοση του HPGe 50% στα 15 cm ως συνάρτηση της ενέργειας των ακτίνων -γ

Η προσαρμογή της παραπάνω καμπύλης έγινε με την συνάρτηση  $\epsilon = \epsilon_0 + A \cdot \exp(-R_0 \cdot x)$  όπου :

$$\epsilon_0 = 0.00107 \pm 0.00004$$

$$A = 0.00515 \pm 0.00019$$

$$R_0 = -0.00248 \pm 0.00015$$

Η ενεργότητα R κάθε πηγής σε Bq θα υπολογιστεί από την σχέση

$$R = \frac{C_\gamma / t}{I_\gamma \epsilon_\gamma} \quad (3.4)$$

όπου ο αριθμός  $C_\gamma$  προέρχεται από την ολοκλήρωση της φωτοκορυφής που αντιστοιχεί στην ακτίνα-γ που εκπέμπει η πηγή με ένταση  $I_\gamma$  (βλ. πίνακα 3.1) και t είναι ο χρόνος καταγραφής του φάσματος σε sec. Στον πίνακα 3.8 φαίνονται τα αποτελέσματα της βαθμονόμησης των πηγών.

Πίνακας 3.8 : Ενεργότητα εργαστηριακών πηγών την ημερομηνία 13/12/2011

Πηγή	Ενεργότητα (Bq)	Ενεργότητα (μCi)
$^{60}\text{Co}$	$9.00\text{E}+03 \pm 0.18\text{E}+03$	$0.243 \pm 0.005$
$^{137}\text{Cs}$	$1.481\text{E}+05 \pm 0.011\text{E}+05$	$4.00 \pm 0.03$
$^{133}\text{Ba}$	$3.59\text{E}+04 \pm 0.22\text{E}+04$	$0.969 \pm 0.006$
$^{22}\text{Na}$	$2.35\text{E}+04 \pm 0.04\text{E}+04$	$0.636 \pm 0.012$
$^{54}\text{Mn}$	$3.62\text{E}+03 \pm 0.06\text{E}+03$	$0.0979 \pm 0.0016$

### 3.4.3 Αποτελέσματα Υπολογισμού της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης

Για τον υπολογισμό της απόλυτης ολικής ανιχνευτικής απόδοσης του σπινθηριστή σε κάθε ενέργεια, πήραμε τον λόγο του συνολικού αριθμού των γεγονότων που καταγράφηκαν σε κάθε φάσμα του σπινθηριστή προς τον αριθμό των ακτίνων-γ της συγκεκριμένης ενέργειας που εκπέμφθηκαν από την πηγή. Τα φάσματα που χρησιμοποιήσαμε είναι αυτά των πηγών του  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  και  $^{60}\text{Co}$ , που μετρήθηκαν σε απόσταση 0 cm και φαίνονται στα σχήματα 3.5, 3.9, 3.13 και 3.17 αντίστοιχα. Ο αριθμός N των ακτίνων-γ συγκεκριμένης ενέργειας που εκπέμπονται από κάθε πηγή υπολογίζεται από την σχέση:

$$N = R \cdot I_\gamma \cdot t$$

Όπου R είναι η ενεργότητα της πηγής την ημερομηνία καταγραφής του φάσματος από τον σπινθηριστή,  $I_\gamma$  είναι η ένταση της ακτίνας-γ που μετράμε και t είναι ο χρόνος καταγραφής του κάθε φάσματος σε sec.

Για τις πηγές  $^{137}\text{Cs}$  και  $^{54}\text{Mn}$ , οι οποίες είναι μονοενεργειακές, η τιμή της απόδοσης που υπολογίζεται αντιστοιχίζεται στην ενέργεια των ακτίνων-γ που εκπέμπονται. Οι πηγές  $^{133}\text{Ba}$  και  $^{60}\text{Co}$  εκπέμπουν δύο ακτίνες-γ διαφορετικών ενεργειών η κάθε μια (βλ. πίνακα 3.1), οι οποίες δεν είναι δυνατόν να διαχωριστούν στα φάσματα Compton του σπινθηριστή, επομένως η τιμή της απόδοσης υπολογίζεται από την ολοκλήρωση όλου του φάσματος Compton και το άθροισμα του αριθμού και των δύο ακτίνων-γ που εκπέμπονται από κάθε πηγή και αντιστοιχίζεται σε τιμή ενέργειας που αποτελεί τον μέσο όρο των ενεργειών που εκπέμπονται από την πηγή. Συγκεκριμένα στο  $^{60}\text{Co}$ , που εκπέμπει τις ακτίνες 1173.24 και 1333.5 keV, αντιστοιχίζεται η ενέργεια 1252.87 keV. Το  $^{133}\text{Ba}$  εκπέμπει τις ακτίνες 80.99, 302.85 και 356.02 keV, η πρώτη ενέργεια εξαιρείται από τους υπολογισμούς μας διότι κόβεται από το κατώφλι του ADC και δεν καταμετράται στα φάσματα μας, επομένως στο  $^{133}\text{Ba}$  αντιστοιχίζεται οι ενέργεια 329.44 keV.

Για τον υπολογισμό της απόδοσής στα 25 cm χρησιμοποιούμε τα γεγονότα που προέρχονται από την ολοκλήρωση των φασμάτων μας στα 0 cm και τα ανάγουμε στα 25 cm από την σχέση :

$$\text{Γεγονότα Φάσματος στα 25 cm} = \frac{\text{Γεγονότα Φάσματος στα 0 cm} \times \Omega_{25}}{\Omega_0}$$

Όπου  $\Omega_{25}$  και  $\Omega_0$  είναι η στερεά γωνία που βλέπει ο ανιχνευτής στα 25 και στα 0 cm αντίστοιχα και δίνεται από την σχέση :

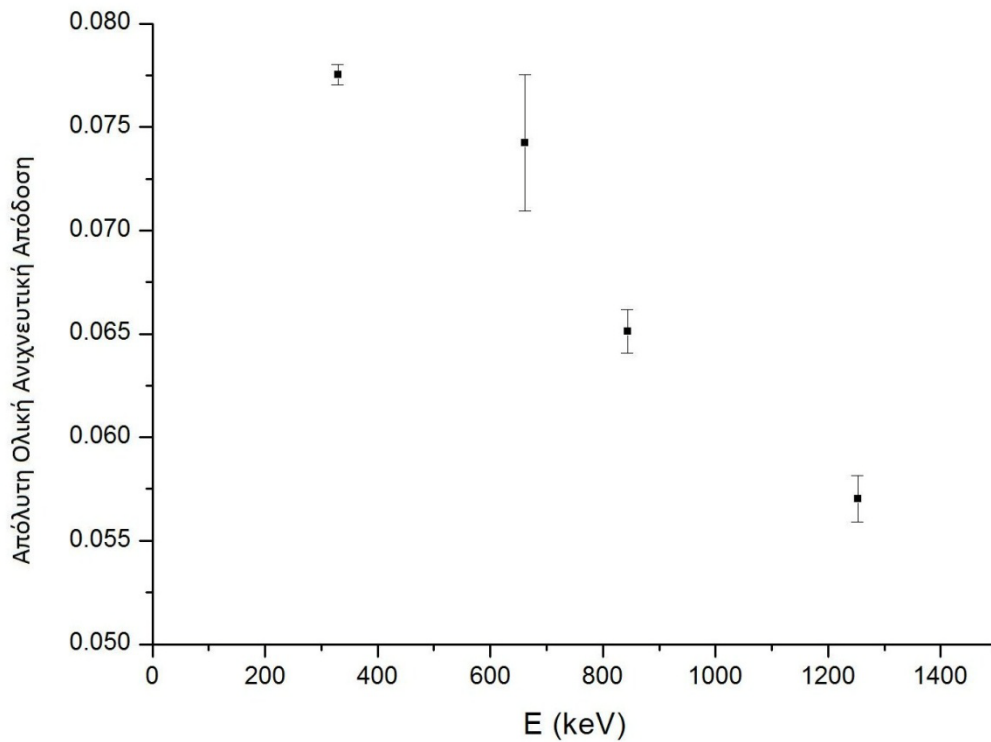
$$\Omega = 2\pi \left[ 1 - \frac{(x+d)}{\sqrt{R^2 + (x+d)^2}} \right]$$

όπου x η απόσταση πηγής- παραθύρου ανιχνευτή σε cm, R η ακτίνα του παραθύρου που ισούται με 2.54 cm και d το πάχος του παραθύρου που ισούται με 0.19 cm.

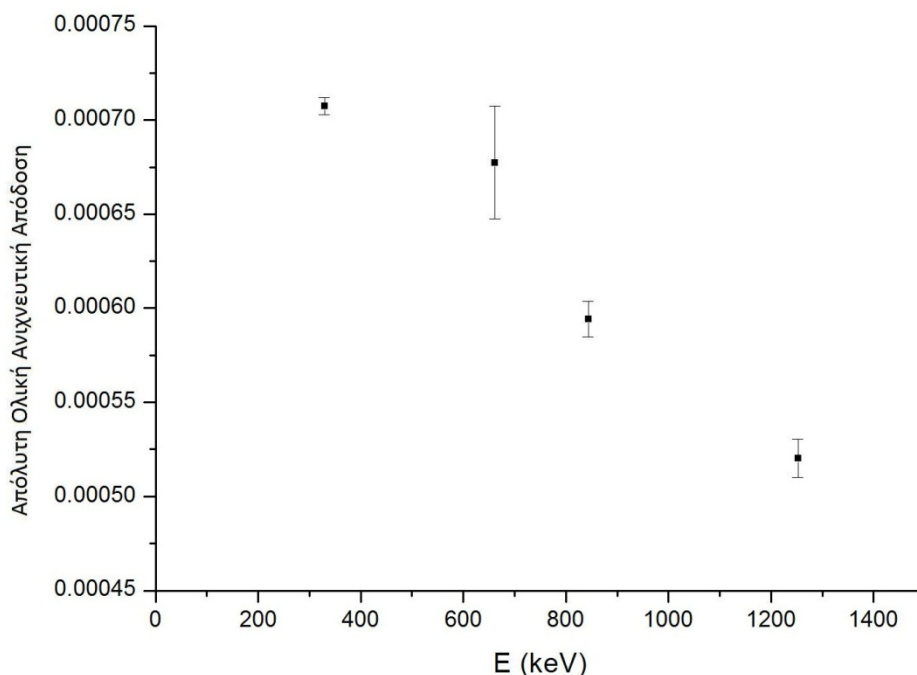
Στον πίνακα 3.8 φαίνονται η τιμές της απόδοσης για κάθε ενέργεια στα 0 και στα 25 cm και στα σχήματα 3.33 και 3.34 φαίνονται τα αντίστοιχα διαγράμματα.

Πίνακας 3.8: Τιμές απόλυτης ολικής ανιχνευτικής απόδοσης του υγρού BC501A στα 0 και στα 25 cm.

Ενέργεια (keV)	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 0 cm	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 25 cm
329.44	$7.75E-02 \pm 0.05E-02$	$7.08E-04 \pm 0.04E-04$
661.66	$7.4E-02 \pm 0.3E-02$	$6.8E-04 \pm 0.3E-04$
843.85	$6.51E-02 \pm 0.10E-02$	$5.94E-04 \pm 0.10E-04$
1252.87	$5.70E-02 \pm 0.11E-02$	$5.20E-04 \pm 0.10E-04$



Σχήμα 3.3: Απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του υγρού σπινθηριστή BC501A στα 0 cm



Σχήμα 3.3: Απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του υγρού σπινθηριστή BC501A στα 25 cm

Επομένως η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή φθίνει με αύξηση της ενέργειας για ενέργειες από 329.44 έως 1252.87 keV.

Τέλος υπολογίστηκε ο λόγος της απόδοσης του σπινθηριστή BC501A προς την απόδοσή του ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 50% για την ενέργεια 661.66 keV της πηγής του  $^{137}\text{Cs}$ , για την απόσταση των 15 cm. Ο λόγος αυτός προκύπτει από την διαίρεση των συνολικών γεγονότων ενός φάσματος  $^{137}\text{Cs}$  στα 15 cm από τον BC501A με τα συνολικά γεγονότα του φάσματος του  $^{137}\text{Cs}$  σε απόσταση 15 cm από τον ανιχνευτή γερμανίου.

$$\frac{\text{Συνολικά Γεγονότα Φάσματος BC501A}}{\text{Συνολικά Γεγονότα Φάσματος HPGe 50\%}} \longrightarrow 0.227 \pm 0.015$$

Επομένως στην ενέργεια 661.66 keV και για απόσταση 15 cm η ολική απόδοση του υγρού σπινθηριστή BC501A ισούται με το  $(22.7 \pm 1.5)\%$  της απόδοσης του ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 50%.

## Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup>

### Υπολογισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης του Υγρού Σπινθηριστή BC501A για Ακτίνες-γ με προσομοίωση MCNP

Στο κεφάλαιο αυτό θα υπολογιστεί η απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του υγρού σπινθηριστή BC501A για ακτίνες-γ, για ενέργειες ακτίνων-γ από 300 έως 1400 keV και για αποστάσεις 0 και 25 cm, με χρήση του κώδικα MCNP.

#### 4.1 Βασικές Πληροφορίες για τον Κώδικα MCNP

##### 4.1.1 Το λογισμικό

Το λογισμικό MCNP (**M**onte **C**arlo **N**eutral **P**articles) δημιουργήθηκε στο Los Alamos National Laboratory του πανεπιστημίου της Καλιφόρνιας, σε συνεργασία με το U.S Department of Energy. Για την συγκεκριμένη εργασία χρησιμοποιήθηκε η έκδοση MCNP5. Το MCNP, μέσω της στατιστικής μεθόδου Monte-Carlo, έχει τη δυνατότητα να προσομοιώνει πειραματικές διατάξεις και να προσδιορίζει τον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρούν τα νετρόνια, τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, με την ύλη. Η προσομοίωση των αλληλεπιδράσεων στηρίζεται σε βάσεις δεδομένων που είναι ενσωματωμένες στο πρόγραμμα και περιλαμβάνουν διεθνώς αναγνωρισμένες βιβλιοθήκες ενεργών διατομών. Για τις ενεργειακές περιοχές, για τις οποίες δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα, χρησιμοποιούνται κατάλληλα μοντέλα.

##### 4.1.2 Το Αρχείο Εισόδου

Το αρχείο εισόδου περιέχει όλες τις απαραίτητες πληροφορίες για μία λεπτομερή περιγραφή της πειραματικής διάταξης, καθώς και τις κατάλληλες εντολές, που καθορίζουν ποιό είναι το μέγεθος που επιθυμείται να προσδιοριστεί με την προσομοίωση. Έχει τη μορφή κειμένου με λέξεις- μεταβλητές και απαιτείται να έχει συγκεκριμένη μορφή και δομή, όπως ορίζεται από το συντακτικό του προγράμματος.

Η δομή του κώδικα είναι η εξής:

*Προαιρετικά σχόλια*

*1. Ορισμοί κελιών (cell cards)*

*[κενή γραμμή]*

*2. Ορισμοί επιφανειών (surface cards)*

*[κενή γραμμή]*

*3. Ορισμοί άλλων παραμέτρων (data cards)*

## Προαιρετικά Σχόλια

Σχόλια μπορούν να παρεμβληθούν σε οποιοδήποτε σημείο του κώδικα. Για σχόλιο που καταλαμβάνει ολόκληρη τη γραμμή, χρησιμοποιείται η εντολή "c", (comment) π. χ :

```
c cell description
```

Για σχόλιο που παρατίθεται στο τέλος της γραμμής, αφού οριστεί μία μεταβλητή του προβλήματος, χρησιμοποιείται το σύμβολο "\$", π.χ:

```
e8 0 1E-05 0.02936 4093i 0.604          $-energy channels
```

Τα σχόλια δεν «διαβάζονται» από το πρόγραμμα.

## Ορισμός Κελιών

Ως κελιά, ορίζονται οι στοιχειώδεις όγκοι που απαρτίζουν τα αντικείμενα που συμμετέχουν στην προσομοίωση. Κάθε κελί περιγράφεται σε μία γραμμή του κώδικα. Τα κελία που ορίστηκαν στην συγκεκριμένη προσομοίωση φαίνονται παρακάτω :

```
c cell description
1 1 0.088 -1          $ Ενεργός όγκος ανιχνευτή
2 2 -2.700 -2 1      $ Αλουμινένιο περίβλημα
3 3 0.000025 -3 2    $ Δωμάτιο- Αέρας
99 0                 3
c end cell
```

Παραδείγματος χάρη, η τρίτη γραμμή του παραπάνω μέρους του κώδικα αναφέρεται στο κελί υπ' αριθμόν 2 (cell 2). Ο πρώτος αριθμός είναι η ταυτότητα του κελιού. Ο δεύτερος αριθμός προσδιορίζει το υλικό από το οποίο αποτελείται το αντικείμενο που προσομοιώνεται ως κελί 2. Ο τρίτος αριθμός προσδιορίζει την πυκνότητα του υλικού που περιέχεται στο κελί 2. Δηλαδή, το -2.700 είναι η πυκνότητα του υλικού 2 (Αλουμινίου). Όταν η πυκνότητα έχει αρνητικό πρόσημο, τότε η τιμή της είναι εκφρασμένη σε μονάδες  $g/cm^3$ , ενώ όταν έχει θετικό πρόσημο είναι εκφρασμένη σε μονάδες  $atoms/cm^3$ . Οι αριθμοί που ακολουθούν περιγράφουν τις επιφάνειες από τις οποίες περικλείεται το αντικείμενο. Όταν ο αριθμός αναφέρεται σε κλειστή επιφάνεια (π. χ σφαίρα, κύβος, παραλληλεπίπεδο κτλ), τότε:

- θετικό πρόσημο, σημαίνει το εξωτερικό της επιφάνειας
- αρνητικό πρόσημο, σημαίνει το εσωτερικό της επιφάνειας.

Όταν ο αριθμός αναφέρεται π. χ σε ένα επίπεδο κάθετο στον άξονα x, τότε:

- θετικό πρόσημο, σημαίνει τον χώρο προς την κατεύθυνση που αυξάνεται το x
- αρνητικό πρόσημο, σημαίνει τον χώρο προς την κατεύθυνση που μειώνεται το

## Ορισμός Επιφανειών

Σε αυτό το τμήμα του κώδικα υλοποιούνται όλες οι επιφάνειες που είναι απαραίτητες για την περιγραφή της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης και τη δημιουργία όλων των κελιών. Υπάρχει η δυνατότητα χρήσης πολλών διαφορετικών επιφανειών, όπως σφαιρών, παραλληλεπίπεδων, κυλίνδρων, κώνων και άλλων.

Αφού επιλεγεί ο τύπος της επιφάνειας, αρκεί να οριστούν:

- για μία ανοιχτή επιφάνεια, οι παράμετροι της γεωμετρικής της εξίσωσης
- για μία κλειστή επιφάνεια, οι διαστάσεις της.

Στην συγκεκριμένη προσομοίωση όλες οι επιφάνειες που χρησιμοποιήθηκαν είναι κύλινδροι και η περιγραφή τους έγινε ως εξής:

```
c geometry cards
1 RCC 0 0 0.445 0 0 5.08 2.54 $ Κρύσταλλος
2 RCC 0 0 0 0 0 5.715 3.175 $ Αλουμίνιο
3 RCC 0 0 -200 0 0 400 100 $ Δωμάτιο
c end geometry
```

Στην δεύτερη γραμμή της παραπάνω ενότητας, ο αριθμός 1 δηλώνει τον αριθμό της επιφάνειας, το RCC δηλώνει το είδος της επιφάνειας που είναι κύλινδρος, οι αριθμοί 0 0 0.445 αποτελούν τις συντεταγμένες x, y, z του κέντρου της κάτω βάσης του κυλίνδρου. Οι αριθμοί 0 0 που ακολουθούν αντιστοιχούν στις συντεταγμένες x, y της πάνω βάσης του κυλίνδρου, ο αριθμός 5.08 δηλώνει το ύψος του κυλίνδρου και ο 2.54 την ακτίνα του. Όλες οι παραπάνω διαστάσεις πρέπει να δίνονται σε cm.

### Ορισμός άλλων παραμέτρων

Σε αυτό το τμήμα του κώδικα προσδιορίζονται όλοι οι παράγοντες που είναι απαραίτητοι για την προσομοίωση και έχουν παραλειφθεί μέχρι στιγμής. Ακολουθεί κάθε γραμμή του κώδικα που χρησιμοποιήθηκε σε αυτήν την υποενότητα.

```
MODE P E
```

Με την εντολή αυτή ορίζεται το ποιά είναι τα σωματίδια που τίθενται υπό παρακολούθηση κατά την διάρκεια της προσομοίωσης και στην περίπτωση μας είναι τα φωτόνια και τα ηλεκτρόνια.

```
IMP:P 1 1 1 0
IMP:E 1 1 1 0
```

Στη συνέχεια, με την εντολή "imp" δίνεται και για τους δύο τύπους σωματίων, το ποιά είναι τα κελιά στα οποία επικεντρώνεται η παρακολούθηση. Οι αριθμοί 1 και 0 εμφανίζονται με την ίδια σειρά με αυτήν που γίνεται ο ορισμός των κελιών. Το 1 αντιστοιχεί στα κελιά που θέλουμε να παρακολουθούμε και το 0 σε αυτά που δεν θέλουμε.

```
SDEF PAR=2 POS= 0 0 5.815 ERG=d1
```

Με την εντολή "SDEF" γίνεται ο ορισμός της πηγής και με την εντολή "PAR= 2" δηλώνεται ότι τα σωματίδια που εκπέμπονται είναι φωτόνια. Η εντολή "POS= 0 0 5.815" δηλώνει τις συντεταγμένες x, y, z της πηγής και τέλος η εντολή "ERG=d1" δηλώνει ότι οι ενέργειες των σωματιδίων που εκπέμπονται θα έχουν την κατανομή 1 (distribution 1) που δηλώνεται παρακάτω:

```
SI1 L 1.173 1.332
SP1 0.99 0.99
```

Με την εντολή "SI1" δημιουργείται η κατανομή 1, που καθορίζει τις ενέργειες των φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή. Οι ενέργειες δίνονται σε MeV. Το γράμμα "L" σημαίνει ότι θα περιγραφεί ένα διάγραμμα εντάσεων των διακριτών ενεργειών που αναφέρθηκαν. Με την εντολή "SP1" εισάγεται για κάθε ενέργεια, η πιθανότητα όταν

εκπεμφθεί ένα φωτόνιο, να έχει τη συγκεκριμένη ενέργεια. Δηλαδή πρακτικά, εδώ αναφέρονται οι εντάσεις όλων των ακτίνων-  $\gamma$  που έχουν επιλεχθεί.

```
F8:P,E      1          $ Κατανομή Ενεργειών
e8  0 1E-05 0.03922 4057i 1.567      $ Ενέργεια Καναλιών
```

Εδώ ορίζονται οι πληροφορίες που επιθυμεί ο χρήστης να αποτυπωθούν στο αρχείο εξόδου. Η εντολή που χρησιμοποιείται είναι το "F" και ανάλογα με τον αριθμό που ακολουθεί, δίνεται η εντολή για τον υπολογισμό άλλου μεγέθους. Στην συγκεκριμένη προσομοίωση έχει χρησιμοποιηθεί η εντολή "F8" που αντιστοιχεί στον υπολογισμό της κατανομής του ύψους των παλμών που εισέρχονται σε ένα κελί. Στην συγκεκριμένη περίπτωση μας ενδιαφέρουν τα γεγονότα που καταγράφονται στο κελί 1 που αντιστοιχεί στον ενεργό κρύσταλλο του ανιχνευτή. Με την εντολή " e8 0 1E-05 0.03922 4057i 2.5" ορίζουμε την ενέργεια των καναλιών σε MeV στα οποία θα δίνεται ο αριθμός των γεγονότων στο αρχείο εξόδου. Στην γραμμή αυτή φτιάχνουμε το πρώτο κανάλι με ενέργεια 1E-05 MeV, Το δεύτερο με ενέργεια 0.03922 MeV και ακολουθούν 4047 κανάλια που φτάνουν έως την μέγιστη ενέργεια 1.567 MeV

```
M1 6000 8 1000 10      $ Κρύσταλλος
M2 13000 -1           $ Αλουμίνιο
M3  7000 2 8000 4 18000 1 6000 2 10000 1 2000 1 36000 1 1000 6
54000 1 $ Αέρας
```

Εδώ ορίζονται όλα τα υλικά από τα οποία αποτελούνται τα αντικείμενα της προσομοίωσης. Για τον ορισμό ενός υλικού χρησιμοποιείται η εντολή "m". Μετά την εντολή "m" ακολουθεί ο αριθμός- ταυτότητα του στοιχείου. Στη συνέχεια, ορίζεται η σύσταση του υλικού. Ο ορισμός κάθε στοιχείου που αποτελεί το κάθε υλικό γίνεται από τον τύπο ZZZ000 όπου Z ο ατομικός αριθμός. Η αναλογία τώρα των στοιχείων του κάθε υλικού ορίζεται μέσω των αριθμών που ακολουθούν. Όταν αυτοί έχουν :

- Αρνητικό πρόσημο, τότε αναφέρονται σε ποσοστιαία αναλογία μαζών των στοιχείων. Έτσι το υλικό 2 αποτελείτε 100% από αλουμίνιο (Z=13).
- Θετικό πρόσημο, τότε αναφέρονται σε ατομική αναλογία. Έτσι το υλικό του κρυστάλλου (υλικό 1) αποτελείται από 8 άτομα άνθρακα ( Z=6) και 10 άτομα υδρογόνου (Z=10).

```
NPS 50000000
```

Τέλος με την εντολή "NPS" γίνεται η επιλογή του συνολικού αριθμού των γεγονότων που θέλουμε να παραχθούν από την πηγή.

#### 4.1.3 Ο Visual Editor

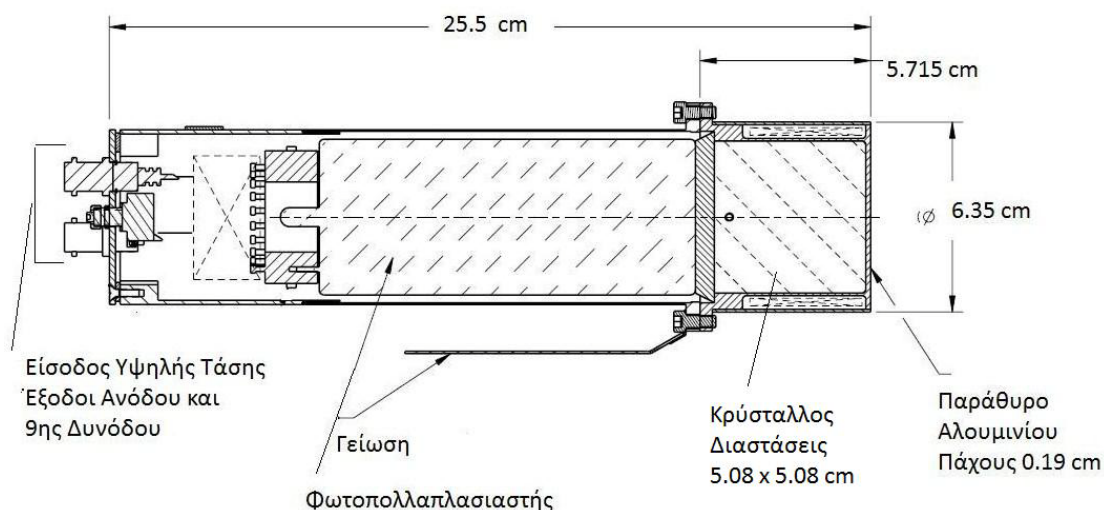
Το πρόγραμμα περιλαμβάνει Visual Editor, ο οποίος δίνει τη δυνατότητα οπτικοποίησης της διάταξης που προσομοιώνεται. Πολύ χρήσιμα για τη δημιουργία του σωστού κώδικα μιας προσομοίωσης είναι:

- η απεικόνιση σε τρεις διαστάσεις (3D View), που μπορεί να παρουσιάσει μεμονωμένα κάθε αντικείμενο- κελί
- ο μεταφραστής (Compiler → Save -- Update) που ελέγχει την ορθότητα του συντακτικού στο αρχείο εισόδου (Input).



## 4.2 Προσομοίωση του Ανιχνευτή BC501A και Υπολογισμός της Απόλυτης Ολικής Ανιχνευτικής Απόδοσης

Ακολουθώντας την δομή του κώδικα, όπως περιγράψαμε παραπάνω προσομοιώσαμε τον υγρό σπινθηριστή BC501A. Για τον ορισμό των υλικών του ενεργού του κρύσταλλου χρησιμοποιήσαμε τα στοιχεία του πίνακα 1.1 που δίνονται από την κατασκευαστική εταιρία. Για τον ορισμό των διαστάσεων του χρησιμοποιήσαμε το διάγραμμα του σχήματος 4.1 που δίνεται και πάλι από την κατασκευάστρια εταιρία.



Σχήμα 4.1: Διάγραμμα υγρού σπινθηριστή BC501A

Για τον υπολογισμό της απόλυτης ανιχνευτικής απόδοσης στα 0 cm τρέξαμε τον κώδικα ορίζοντας κάθε φορά πηγή ακτίνων-γ ενέργειας από 300 έως 1400 keV με βήμα 100 keV, τοποθετημένης στα 0 cm. Επίσης προσομοιώθηκαν και πηγές φωτονίων με ενέργειες 329.44, 661.65, 834.85 και 1252.87 keV, έτσι ώστε να συγκριθούν οι τιμές της απόδοσης με τις πειραματικές μας τιμές που παρουσιάζονται στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο. Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε και για την απόσταση των 25 cm.

Παρακάτω φαίνεται ένα χαρακτηριστικό αρχείου εισόδου το οποίο αντιστοιχεί σε πηγή φωτονίων ενέργειας 661.65 keV, τοποθετημένης πάνω στο παράθυρο του ανιχνευτή.

```

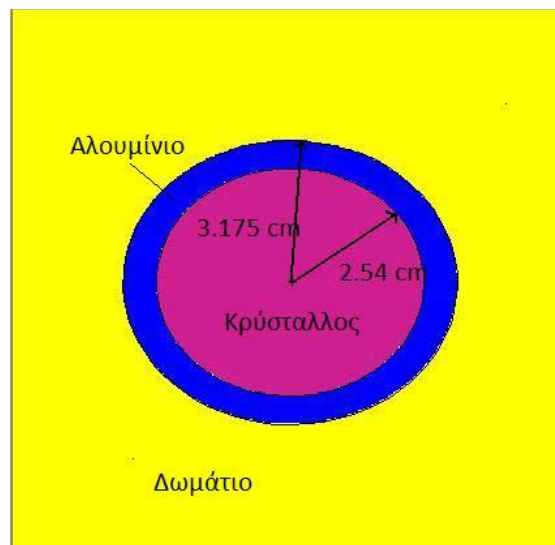
c cell description
1 1 0.088 -1          $ Ενεργός όγκος ανιχνευτή
2 2 -2.700 -2 1      $ Αλουμινένιο περίβλημα
3 3 0.000025 -3 2    $ Δωμάτιο- Αέρας
99 0          3
c end cell

c geometry cards
1 RCC 0 0 0.445 0 0 5.08 2.54  $ Κρύσταλλος
2 RCC 0 0 0 0 0 5.715 3.175    $ Αλουμίνιο
3 RCC 0 0 -200 0 0 400 100    $ Δωμάτιο
c end geometry

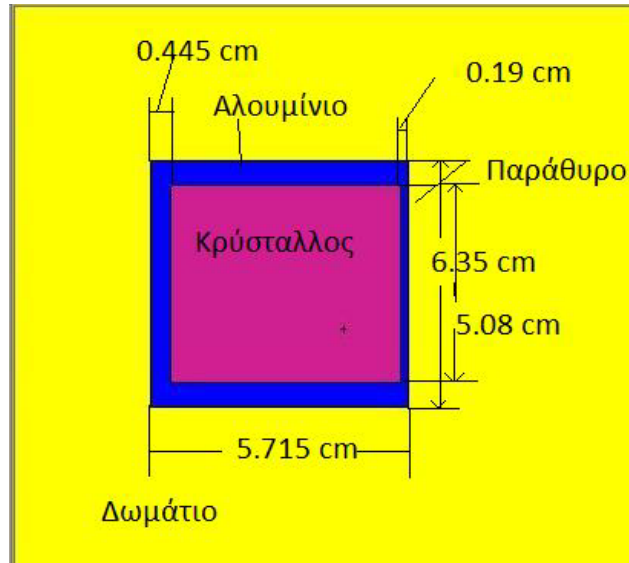
MODE p E
IMP:P 1 1 1 0
IMP:E 1 1 1 0
SDEF PAR=2 POS= 0 0 5.815 ERG=d1
SI1 L 0.66165
SP1 1
F8:P,E 1          $ Κατανομή Ενεργειών
e8 0 1E-05 0.02936 4093i 0.604  $ Ενέργεια Καναλιών
M1 6000 8 1000 10  $ Κρύσταλλος
M2 13000 -1          $ Αλουμίνιο
M3 7000 2 8000 4 18000 1 6000 2 10000 1 2000 1 36000 1 1000 6
54000 1 $ Αέρας
NPS 100000000

```

Στα σχήματα 4.2 και 4.3 φαίνονται τα διαγράμματα του ανιχνευτή που παίρνουμε από τον Visual Editor.



Σχήμα 4.2 : Τομή ανιχνευτή στο επίπεδο xy



Σχήμα 4.3: Τομή ανιχνευτή στο επίπεδο xz

Στον πίνακα 4.1 φαίνονται οι τιμές της απόλυτης απόδοσης στα 0 και στα 25 cm που υπολογίστηκαν από την προσομοίωση MCNP συναρτήσει της ενέργειας. Στον πίνακα 4.2 και 4.3 φαίνονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης που αντιστοιχούν σε ενέργειες ίδιες με αυτές των πειραματικών μετρήσεων, οι πειραματικές τιμές και η διαφορά αυτών των δύο επί τοις εκατό, για τα 0 και τα 25 cm αντίστοιχα.

Πίνακας 4.1 : Τιμές της απόλυτης απόδοσης στα 0 και στα 25 cm που υπολογίστηκαν από την προσομοίωση MCNP συναρτήσει της ενέργειας

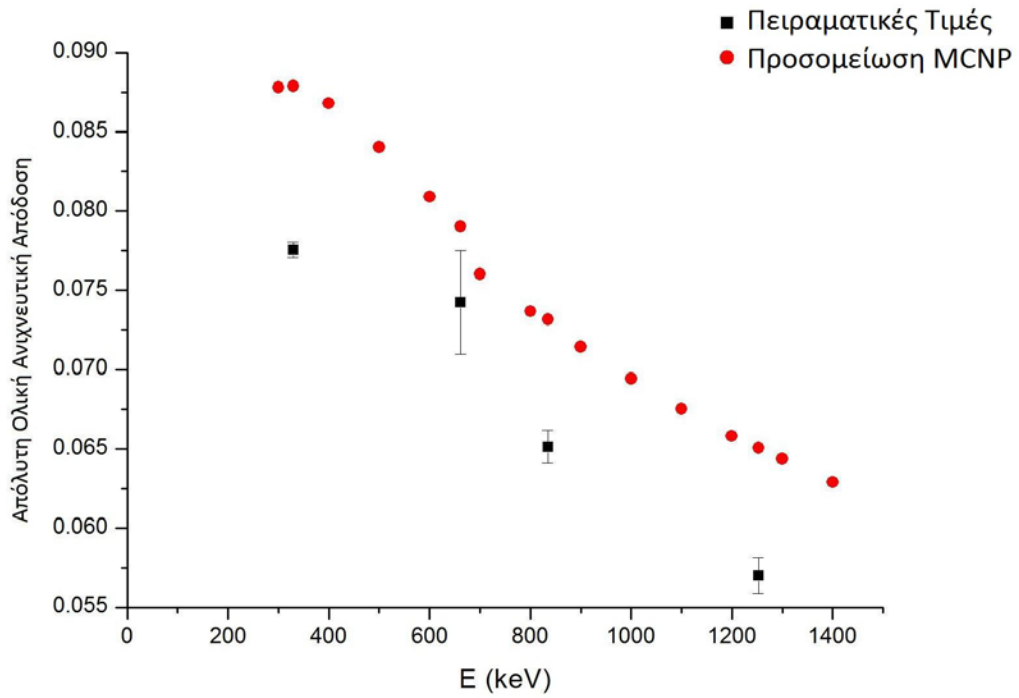
Ενέργεια (keV)	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 0 cm	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 25 cm
300	8.779E-02	7.622E-04
329.44	8.789E-02	7.648E-04
400	8.680E-02	7.546E-04
500	8.404E-02	7.282E-04
600	8.091E-02	7.007E-04
661.65	7.902E-02	6.860E-04
700	7.602E-02	6.602E-04
800	7.368E-02	6.385E-04
834.85	7.316E-02	6.431E-04
900	7.142E-02	6.189E-04
1000	6.943E-02	6.008E-04
1100	6.752E-02	5.838E-04
1200	6.583E-02	5.674E-04
1252.87	6.506E-02	5.608E-04
1300	6.436E-02	5.536E-04
1400	6.291E-02	5.410E-04

Πίνακας 4.2: Αποτελέσματα της προσομοίωσης που αντιστοιχούν σε ενέργειες ίδιες με αυτές των πειραματικών μετρήσεων, οι πειραματικές τιμές και η διαφορά αυτών των δύο επί τοις εκατό, για τα 0 cm.

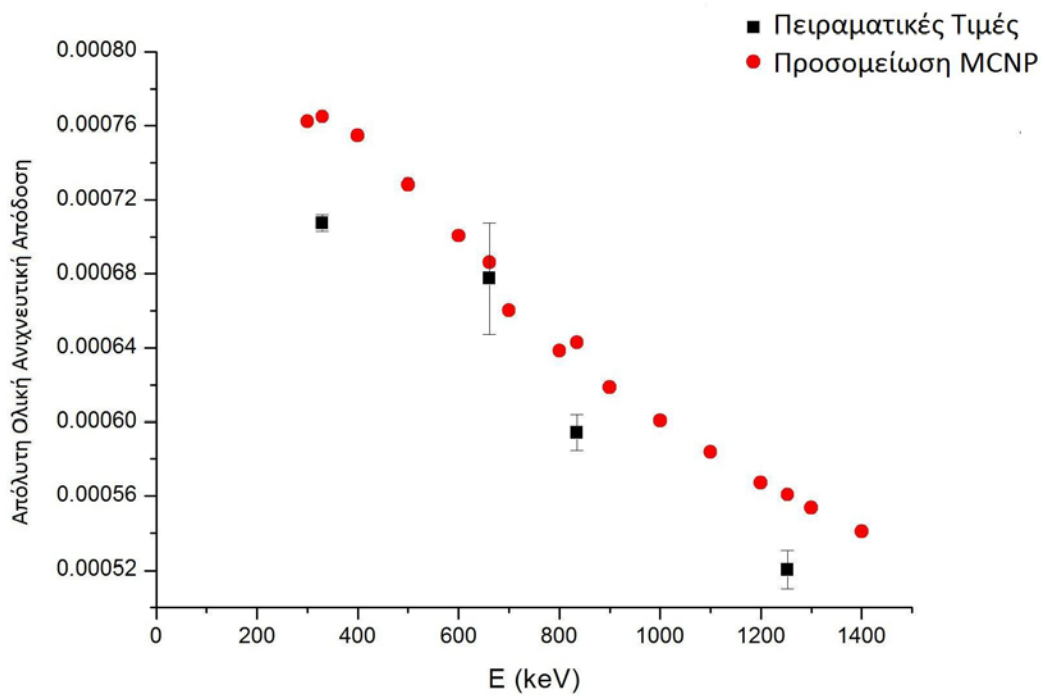
Ενέργεια (keV)	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 0 cm Πειραματικές Τιμές	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 0 cm Προσομοίωση MCNP	Διαφορά Πειραματικών Τιμών και Τιμών από Προσομοίωση (%)
329.44	7.75E-02 ± 0.05E-02	8.79E-02	13.4
661.66	7.4E-02 ± 0.3E-02	7.9E-02	6.3
843.85	6.51E-02 ± 0.10E-02	7.32E-02	12
1252.87	5.70E-02 ± 0.11E-02	6.51E-02	14

Πίνακας 4.3 Αποτελέσματα της προσομοίωσης που αντιστοιχούν σε ενέργειες ίδιες με αυτές των πειραματικών μετρήσεων, οι πειραματικές τιμές και η διαφορά αυτών των δύο επί τοις εκατό, για τα 25 cm.

Ενέργεια (keV)	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 25 cm Πειραματικές Τιμές	Απόλυτη Ολική Ανιχνευτική Απόδοση Στα 25 cm Προσομοίωση MCNP	Διαφορά Πειραματικών Τιμών και Τιμών από Προσομοίωση (%)
329.44	7.08E-04 ± 0.04E-04	7.65E-04	8
661.66	6.8E-04 ± 0.3E-04	6.9E-04	1.6
843.85	5.94E-04 ± 0.10E-04	6.43E-04	8.3
1252.87	5.20E-04 ± 0.10E-04	5.61E-04	7.8



Σχήμα 4.4: Απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του υγρού σπινθηριστή BC501A στα 0 cm, πειραματικές τιμές και αποτελέσματα προσομοίωσης



Σχήμα 4.5: Απόλυτη ολική ανιχνευτική απόδοση του υγρού σπινθηριστή BC501A στα 25 cm, πειραματικές τιμές και αποτελέσματα προσομοίωσης

Παρατηρούμε ότι οι διαφορές μεταξύ πειραματικών αποτελεσμάτων και προσομοίωσης κυμαίνονται από 6.3 έως 14% για τα 0 cm, ενώ για τα 25 cm είναι μικρότερες και κυμαίνονται από 1.6 έως 8.3%. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι πιθανές ατέλειες στην περιγραφή της γεωμετρίας του ανιχνευτή που προσομοιώθηκε επηρεάζουν περισσότερο τα αποτελέσματα μας για μικρές αποστάσεις, ενώ η συνεισφορά τους ελαττώνεται με την αύξηση της απόστασης.

Παρά τις διαφορές αυτές βλέπουμε ότι οι πειραματικές τιμές και οι τιμές που προκύπτουν από την προσομοίωση φθίνουν με αύξηση της ενέργειας, με τον ίδιο ρυθμό. Ο λόγος των τιμών της απόδοσης, που προκύπτουν από την προσομοίωση, προς τις πειραματικές τιμές είναι κάθε φορά σταθερός και ισούται με 1.08 για τις ενέργειες 329.44, 843.85 και 1252.87 keV και με 1.06 για τα 661.65 keV στα 25 εκατοστά. Για τα 0 εκατοστά οι λόγοι που αντιστοιχούν στις ενέργειες 329.44, 661.66, 843.85 και 1252.87 keV είναι 1.13, 1.11, 1.12 και 1.14 αντίστοιχα. Σε αυτό το σημείο πρέπει να θυμηθούμε τις σχέσεις 1.6 :

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_e = S \frac{dE}{dx} \quad \text{και} \quad 1.7 : \quad \left. \frac{dL}{dE} \right|_e = S$$

οι οποίες δίνουν την σχέση μεταξύ του  $dL/dx$ , όπου είναι η ενέργεια φθορισμού που εκπέμπεται ανά μονάδα μήκους και του  $dE/dx$ , όπου είναι η απώλεια ενέργειας του σωματιδίου. Αν λάβουμε υπόψη ότι από τα πειραματικά φάσματα παίρνουμε ουσιαστικά το ιστόγραμμα των γεγονότων σε συνάρτηση με την απόδοση φωτός ( $dL$ ), ενώ ο κώδικας MCNP υπολογίζει αριθμό γεγονότων συναρτήσει της απώλειας ενέργειας του σωματιδίου που ανιχνεύεται ( $dE$ ), τότε καταλαβαίνουμε ότι η σταθερά  $S$  των παραπάνω σχέσεων μπορεί να αντιστοιχηθεί με τον λόγο των πειραματικών δεδομένων προς τις τιμές που προκύπτουν από την προσομοίωση.

Επίσης βλέπουμε ότι στα 0 cm οι αποκλίσεις που παρατηρούνται είναι μεγαλύτερες για τις ενέργειες 329.44 και 1252,87 keV, οι οποίες προκύπτουν από τις πηγές  $^{133}\text{Ba}$  και  $^{60}\text{Co}$ . Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η πηγές αυτές εκπέμπουν ακτίνες-γ δύο ενεργειών η κάθε μία και είναι πιθανόν να έχουμε φαινόμενα summing στα φάσματά μας. Ειδικά στην περίπτωση του  $^{133}\text{Ba}$ , που εκπέμπει ακτίνες-γ χαμηλών ενεργειών κοντά στα 300 keV, είναι πιθανόν πολλά γεγονότα του συνεχούς Compton να κόβονται από το κατώφλι του ADC με αποτέλεσμα να καταγράφονται λιγότερα γεγονότα και να προκύπτει μικρότερη τιμή για την απόλυτη ανιχνευτική απόδοση.

## Κεφάλαιο 5°

### Τελικά Συμπεράσματα

Κατά τη μελέτη του υγρού σπινθηριστή BC501A επαληθεύτηκε η άριστη ικανότητά του να διαχωρίζει μορφές παλμών και επομένως ακτίνες-γ από νετρόνια. Το πρώτο κύκλωμα που υλοποιήθηκε για αυτό το σκοπό δεν κατέφερε να δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Για ακτινοβολία φωτονίων έδινε "αισιόδοξα" αποτελέσματα, δηλαδή στα χρονικά φάσματα εμφανίζονταν Gaussian κατανομές γεγονότων πολύ μικρού εύρους και με κεντροειδές στα 100 ns ανεξαρτήτως της ενέργειας των ακτίνων-γ, δηλαδή όπως θέλαμε και όπως ήταν αναμενόμενο. Το πρόβλημα παρουσιάστηκε όταν η διάταξη εκτέθηκε στο μεικτό πεδίο νετρονίων και φωτονίων της πηγής Am-Be. Εκεί ήταν αδύνατο να ρυθμιστεί το time walk στους δύο discriminators της μονάδας 552 με αποτέλεσμα την ολοκληρωτική παραμόρφωση των χρονικών μας φασμάτων και επομένως την αδυναμία διαχωρισμού φωτονίων και νετρονίων. Επίσης το πρώτο κύκλωμα για counting rates πάνω από 1500 Hz εμφάνιζε μεγάλες αποκλίσεις (πάνω από 2%) μεταξύ του αριθμού των ολικών γεγονότων διαδοχικών φασμάτων, με αποτέλεσμα να μην μπορούμε να το εμπιστευτούμε για υψηλούς ρυθμούς καταμέτρησης γεγονότων.

Το δεύτερο κύκλωμα που υλοποιήθηκε διόρθωσε σε μεγάλο βαθμό το θέμα της επαναληψιμότητας των μετρήσεων, καθώς αποκλίσεις μεγαλύτερες από 2% άρχιζαν να εμφανίζονται για ρυθμό γεγονότων μεγαλύτερο από 3000 Hz, ενώ για το πρώτο κύκλωμα αποκλίσεις πάνω από 2% άρχιζαν να εμφανίζονται από τα περίπου 1500 Hz και μετά. Σε ότι αφορά τον διαχωρισμό νετρονίων και φωτονίων, τα αποτελέσματα μας ήταν αρκετά ικανοποιητικά καθώς η εφαρμογή της τεχνικής **Leading-Edge Constant-Fraction Timing** μείωσε στο ελάχιστο τον βηματισμό χρόνου με αποτέλεσμα στο χρονικό φάσμα της πηγής Am-Be να εμφανίζονται πολύ καλά διαχωρισμένες οι δύο κορυφές που αντιστοιχούν στα φωτόνια και στα νετρόνια.

Η εφαρμογή της τεχνικής gamma-gamma coincidence έδωσε αναμενόμενα και ικανοποιητικά αποτελέσματα, καθώς με την εφαρμογή της καταφέραμε να υποδείξουμε την ακριβή θέση της αιχμής Compton στο συνεχές Compton και να καταγράψουμε τα ενεργειακά φάσματα της κατανομής των ηλεκτρονίων Compton με την μέγιστη ενέργεια  $E_c$ . Από το FWHM των Gaussian κατανομών που καταγράφηκαν προσδιορίστηκε η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, η οποία βρίσκεται σε αρκετά καλή συμφωνία με τις τιμές που έχουν υπολογιστεί σε προηγούμενη μελέτη, λαμβάνοντας υπόψη ότι στις δύο αυτές μελέτες χρησιμοποιήθηκε διαφορετικός τύπος φωτοπολλαπλασιαστή.

Επίσης, οι τιμές της απόλυτης ολικής ανιχνευτικής απόδοσης που υπολογίστηκαν πειραματικά και με προσομοίωση MCNP είχαν αρκετά καλή συμφωνία μεταξύ τους, με αποκλίσεις που κυμαίνονταν από 1.6 έως και 14 %, ενώ ο λόγος των τιμών της απόδοσης, που προέκυψαν από την προσομοίωση, προς τις πειραματικές τιμές ήταν κάθε φορά σταθερός. Οι διαφορές αυτές πιθανόν να οφείλονταν σε ατέλειες της περιγραφής της γεωμετρίας του ανιχνευτή που προσομοιώθηκε.

Τέλος, ένας από τους σημαντικότερους παράγοντες, που ήταν παρών σε όλες τις φάσεις των πειραματικών μας μετρήσεων και που πιθανόν να επηρέασε τα αποτελέσματά μας και την ακρίβεια των μετρήσεών μας, είναι η διακύμανση του παράγοντα ενίσχυσης του σήματος στις δυνόδους του φωτοπολλαπλασιαστή ή σε άλλες μονάδες του κυκλώματος. Το φαινόμενο αυτό είναι σύνηθες στους σπινθηριστές και έχει ως αποτέλεσμα την μετατόπιση των φασμάτων κατά την διάρκεια της μέτρησης, πράγμα που επηρεάζει τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή, την θέση της αιχμής Compton, το εύρος των Gaussian κατανομών των gated φασμάτων και φυσικά την ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Ένας τρόπος για να μειωθεί όσο το δυνατόν περισσότερο ο παράγοντας αυτός είναι να εξασφαλιστεί η

τροφοδοσία του ανιχνευτή με σταθερή τάση που δεν παρουσιάζει διακυμάνσεις. Επίσης, θα βοηθούσε αρκετά να χρησιμοποιηθούν πηγές ακτίνων-γ με μεγαλύτερη ενεργότητα, έτσι ώστε οι μετρήσεις να έχουν μικρότερη διάρκεια και επομένως μικρότερο gain shift.



## Αναφορές

---

- [BC03] BC501A Material Safety Data Sheet, 2003, Saint Gobain Crystals and Detectors.
- [BC05] BC501A Data sheet, 2005, Saint Gobain Ceramic and Plastics.
- [BI64] J.B Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting (1964).
- [DI82] G. Dietze and H. Klein, Nuclear Instruments and Methods, 193 (1982) 549
- [FI64] K.F. Flynn. et al., Nuclear Instruments and Methods, 27 (1964) 13
- [FI90] V.V Filchenkov. et al. Nuclear Instruments and Methods, A294 (1990) 504
- [GU89] K. GUL et al., Nuclear Instruments and Methods, A278 (1989) 470
- [KL02] Horst Klein and Sonja Neumann, Nucl. Instr. and Meth. A476 (2002) 132- 142
- [KNOLL] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons (2000).
- [KN72] H. H. Knox and GT. Miller, Nuclear Instruments and Methods, 101 (1972) 519.
- [LU10] Lukasz Swiderski et al., Radiation Measurements 45 (2010) 605-607.
- [NA91] A.A Naqvi et al., Nuclear Instruments and Methods, A306 (1991) 267-271.
- [NA93] A.A Naqvi et al., Nuclear Instruments and Methods, A324 (1993) 223-225.
- [TS95] Nicholas Tsoufanidis, Measurement and Detection of Radiation (1995).
- [VE68] V.V. Verbrinsky et al. Nuclear Instruments and Methods, 65 (1968) 8
- [XCOM] <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>