

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών

Τομέας Πυρηνικής Τεχνολογίας

**ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ ΓΕΡΜΑΝΙΟΥ
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΚΑΙ ΜΕ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΜΟΝΤΕ-
CARLO**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ της
ΜΑΡΙΑΝΝΑΣ Ν. ΠΑΠΑΔΙΟΝΥΣΙΟΥ
Σπουδάστριας της Σχολής
Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ

Επίβλεψη: Αν. Καθηγητής Μ.Ι. Αναγνωστάκης
Συνεργασία: Δ.Ι. Καράγγελος & Μ.Ι. Σάββα

ΑΘΗΝΑ 2015

Η παρούσα Διπλωματική Εργασία
εκπονήθηκε κατά το χρονικό διάστημα
Δεκεμβρίου-Μαρτίου 2014-2015.

Επιθυμώ να εκφράσω τις ειλικρινείς
ευχαριστίες μου στον Αναπληρωτή Καθηγητή
κ. Μ.Ι.Αναγνωστάκη για τη βοήθεια και τον
προσωπικό χρόνο, την πληθώρα επιστημονικών
γνώσεων και ευκαιριών που μου προσέφερε.

Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω την
υποψήφια διδάκτορα κ. Μαρίλια Ι. Σάββα για
την καταλυτική και ουσιαστικότερη συμβολή
της στην εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής
εργασίας. Οι γνώσεις της και η εμπειρία της
συνετέλεσαν στην προσωπική μου εξέλιξη
και γνώση.

Ομοίως και το διδάκτορα κ. Καράγγελο για
την άμεση και ουσιώδη συνεισφορά του στην
εργασία. Η βοήθειά του ήταν πολύτιμη και η
συνεργασία μαζί της άψογη καθ' όλη τη
διάρκεια εκπόνησης της εργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω και το
λοιπό προσωπικό του Εργαστηρίου Πυρηνικής
Τεχνολογίας για τη βοήθειά του και το κλίμα
συνεργασίας.

Ευχαριστώ θερμά και το Αλέξανδρο για την
στήριξη και τα βοήθεια που μου προσέφερε.

Μαριάννα Παπαδιονυσίου
Αθήνα, Μαρτιος 2015

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	8
Εισαγωγή.....	8
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	12
γ-φασματοσκοπική ανάλυση με ανιχνευτές γερμανίου.....	12
2.1 Εισαγωγή.....	12
2.2 Η τεχνική της γ-φασματοσκοπίας	13
2.2.1 Φασματοσκοπία ακτινών-γ.....	13
2.2.2 Γενική περιγραφή μίας ανιχνευτικής διάταξης γ-φασματοσκοπίας.....	14
2.2.3 Ανιχνευτές ημιαγωγών	15
2.2.4 Ανιχνευτές γερμανίου.....	17
2.2.5 Η ανιχνευτική διάταξη με ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ	19
2.2.6 Ο ανιχνευτής HPGe με σχετική απόδοση 40% του ΕΠΤ- ΕΜΠ (ανιχνευτής «15»).	20
2.2.7 Η θωράκιση του ανιχνευτή.....	22
2.2.8 Ο κώδικας γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης SPUNAL	22
2.3 Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου.....	23
2.3.1 Απόδοση ανιχνευτή.....	23
2.3.2 Οι διαφορετικές εκφράσεις της απόδοσης	24
2.3.2.1 Απόδοση φωτοκορυφής.....	24
2.3.2.2 Ολική απόδοση.....	26
2.3.2.3 Άλλα μεγέθη που εκφράζουν την απόδοση.....	26
2.3.3 Η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής	27
2.3.4 Πειραματικός προσδιορισμός της συνάρτησης βαθμονόμησης απόδοσης	30
2.3.4.1 Προσδιορισμός της απόδοσης φωτοκορυφής.....	31
2.3.4.2 Ολική απόδοση.....	32
2.3.4.3 Οι λόγοι peak-to-total και total-to-peak	33
2.3.4.4 Συνεχές υπόστρωμα κατά τον υπολογισμό της ολικής απόδοσης.....	34
2.3.4.5 Υπολογισμός αβεβαιοτήτων	36
2.3.4.6 Στατιστικός έλεγχος με U-test	38
2.3.5 Προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης με υπολογιστικές μεθόδους	40

2.3.5.1 Μέθοδος προσομοίωσης Monte Carlo	40
2.3.5.2 Κώδικας PENELOPE 2008	43
2.3.5.3 Αρχεία εισόδου	46
2.3.5.4 Εικονικοί ανιχνευτές	48
2.3.5.5 Αρχεία εξόδου	49
2.3.5.6 Υπολογισμός της απόδοσης μέσω προσομοίωσης με τον κώδικα PENELOPE	51
2.3.5.7 Ο κώδικας μεταφοράς απόδοσης EFFTRAN	55
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3	57
Βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ	57
3.1 Εισαγωγή	57
3.2 Εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ.....	58
3.2.1 Μεθοδολογία εκτίμησης διαστάσεων του ανιχνευτή HPGe	59
3.2.2 Αρχική εκτίμηση των διαστάσεων του ανιχνευτή HPGe	61
3.2.3 Εκτίμηση των διαστάσεων του ανιχνευτή με σημειακές πηγές.....	64
3.2.3 Εκτίμηση γεωμετρικού μοντέλου με πηγές όγκου	68
3.3 Βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe	78
3.3.1 Προσδιορισμός καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης για γεωμετρία 2	80
3.3.2 Προσδιορισμός καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης γεωμετρίας 8.....	82
3.3.3 Προσδιορισμός καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης με το πρόγραμμα EFFTRAN	85
3.4 Μελέτη του λόγου αποδόσεων total-to-peak σε σχέση με τη γεωμετρία δείγματος- ανιχνευτή	92
3.4.1 Τεστ ελλείψεων εμπιστοσύνης για τη σύγκριση των ευθειών του λόγου total-to-peak	95
3.5 Συμπεράσματα.....	101
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4.....	103
Διορθώσεις της απόδοσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης στον ανιχνευτή HPGe	103
4.1 Εισαγωγή	103
4.2 Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.....	104
4.3 Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης στη γ-φασματοσκοπική ανάλυση.....	105

4.3.1 Παράγοντες που επιδρούν στην εμφάνιση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης.....	107
4.3.2 Μέθοδοι διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης	109
4.3.2.1 Ανασκόπηση των σημαντικότερων μεθόδων	109
4.3.2.2 Η μέθοδος διόρθωσης που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ	111
4.3.3 Προγράμματα υπολογισμού των συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης	114
4.3.3.1 Το πρόγραμμα TrueCoinc	114
4.3.3.2 Το πρόγραμμα EFFTRAN.....	116
4.4 Προσδιορισμός συντελεστών διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης για το ισότοπο ¹³⁴ Cs στο ΕΠΤ-ΕΜΠ.....	119
4.4.1 Εφαρμογή της μεθόδου διόρθωσης του ΕΠΤ-ΕΜΠ με χρήση του προγράμματος TrueCoinc	122
4.4.1.1 Εφαρμογή του προγράμματος TrueCoinc με χρήση των καμπυλών βαθμονόμησης που υπολογίστηκαν στο 3ο κεφάλαιο.....	122
4.4.1.2 Εφαρμογή του προγράμματος TrueCoinc με χρήση των καμπυλών βαθμονόμησης που καλύπτουν την περιοχή μέσων & υψηλών ενεργειών	126
4.4.1.3 Εφαρμογή του προγράμματος TrueCoinc με συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung).....	130
4.4.2 Εφαρμογή της μεθόδου διόρθωσης του ΕΠΤ-ΕΜΠ με χρήση του προγράμματος EFFTRAN	142
4.5 Συμπεράσματα από τη μελέτη των διορθώσεων για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.....	145
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5.....	146
Διορθώσεις αυτοαπορρόφησης στον ανιχνευτή HPGe	146
5.1 Εισαγωγή.....	146
5.2 Η γ-φασματοσκοπική ανάλυση στην περιοχή χαμηλών ενεργειών	147
5.3 Γραμμικός συντελεστής εξασθένησης μ	149
5.4 Μέθοδοι αντιμετώπισης του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης κατά τη βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτικής διάταξης	152
5.4.1 Αναλυτική μέθοδος αντιμετώπισης του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης στη γ-φασματοσκοπία	153
5.4.2 Η μέθοδος που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ	156
5.4.2.1 Πειραματικός προσδιορισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης (effective interaction depth) για ανιχνευτή γερμανίου	159

5.4.2.2 Το πρόγραμμα FACTOR.....	163
5.5 Εφαρμογή της μεθόδου διόρθωσης για το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης στον ανιχνευτή HPGe	165
5.5.1 Πειραματικός προσδιορισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης του ανιχνευτή HPGe	165
5.5.1.1 Υπολογισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e με τη χρήση σημειακής πηγής ^{241}Am	166
5.5.1.2 Υπολογισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e με τη χρήση σημειακής πηγής ^{137}Cs	168
5.5.2 Συντελεστές αναγωγής της απόδοσης του ανιχνευτή HPGe για διάφορα υλικά μέσω του προγράμματος FACTOR.	170
5.5.3 Σύγκριση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης στους ανιχνευτές HPGe και XtRa του ΕΠΤ-ΕΜΠ.	178
5.4.6.1 Υπολογισμός του συντελεστή αναγωγής απόδοσης η του ανιχνευτή XtRa μέσω του προγράμματος FACTOR.	178
5.4.6.2 Σύγκριση μεταξύ των συντελεστών αναγωγής απόδοσης η των ανιχνευτών HPGe και XtRa	181
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6.....	186
Υποστρώματα και κατώτερα επίπεδα ανίχνευσης στην ανιχνευτική διάταξη HPGe.....	186
6.1 Εισαγωγή.....	186
6.2 Υπόστρωμα ανιχνευτικής διάταξης HPGe	187
6.2.1 Πηγές υποστρώματος	187
6.2.1.1 Ραδιενέργεια υλικών.....	188
6.2.1.2 Ραδιενέργεια του αέρα.....	189
6.2.1.3 Κοσμική ακτινοβολία	189
6.2.2 Το υπόστρωμα στη γ -φασματοσκοπική ανάλυση	191
6.2.2.1 Σχετικές συνεισφορές.....	191
6.2.2.2 Διακυμάνσεις του υποστρώματος	193
6.2.2.3 Υπόστρωμα που οφείλεται στην πηγή.....	193
6.3 Θωράκιση ανιχνευτών γ -φασματοσκοπίας	197
6.4 Κατώτερα όρια ανίχνευσης στη γ -φασματοσκοπία.....	199
6.4.1 Το κρίσιμο όριο, L_C (Critical Limit)	200
6.4.2 Το όριο ανίχνευσης, L_D (Detection Limit)	202
6.4.3 Ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια, MDA (Minimum Detectable Activity)	206
6.4.4 Μέθοδοι υπολογισμού των ορίων ανίχνευσης για συγκεκριμένο δείγμα.....	206

6.5 Μελέτη του υποστρώματος της ανιχνευτικής διάταξης HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ.....	208
6.5.1 Μελέτη της κύμανσης του υποστρώματος σε διαφορετικά χρονικά διαστήματα	209
6.5.2 Σύγκριση διήμερων φασμάτων χειμώνα και καλοκαιριού	230
6.6 Κατώτερα όρια ανίχνευσης της ανιχνευτικής διάταξης HPGe.....	234
6.6.1 Υπολογισμός ορίου L_D σύμφωνα με τη μέθοδο που περιγράφεται στη ΔΔ Κ.Λ. Καρφόπουλου	234
6.6.2 Υπολογισμός ορίου L_D κατά ISO 11929-3:2000	236
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7	239
γ-φασματοσκοπική ανάλυση δείγματος NORM υψηλής ενεργότητας	239
7.1 Εισαγωγή.....	239
7.2 γ-φασματοσκοπική ανάλυση δείγματος εμπλουτισμού σπανίων γαιών με τον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ.....	239
7.2.1 Υλικά NORM (Naturally Occurring Radioactive Materials)	241
7.2.2 Σπάνιες Γαίες.....	242
7.3 Ποιοτικός και ποσοτικός προσδιορισμός ραδιενέργειας δείγματος εμπλουτισμού σπανίων γαιών με τον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ	245
7.3.1 Έλεγχος των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3	246
7.3.1.1 Βαθμονόμηση απόδοσης της γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 σε απόσταση με το πρόγραμμα EFFTRAN	251
7.3.1.2 Διερεύνηση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 με το πρόγραμμα EFFTRAN	256
7.3.2 Ανάλυση του δείγματος σπανίων γαιών.....	257
7.3.2.3 Μελέτη του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης σε μακρινή γεωμετρία πηγής ανιχνευτή με το δείγμα MS664	259
7.4 Συμπεράσματα.....	261
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8.....	263
Συμπεράσματα.....	263
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ.....	269

Παράρτημα Α: Πιστοποιητικά πηγών	269
Παράρτημα Β: Γεωμετρικά μοντέλα προσομοιώσεων.....	274
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	279

Εισαγωγή

Αντικείμενο της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας (ΔΕ) είναι η μελέτη της απόδοσης και η βαθμονόμηση ενός ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40%, ο οποίος πρόσφατα εγκαταστάθηκε στο Εργαστήριο Πυρηνικής Τεχνολογίας του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου (ΕΠΤ-ΕΜΠ) και ο οποίος πρόκειται να χρησιμοποιηθεί για τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση δειγμάτων κυρίως περιβαλλοντικού ενδιαφέροντος. Η γ-φασματοσκοπική ανάλυση η οποία συχνά καλείται και γ-φασματοσκοπία, αποτελεί μια από τις πιο διαδεδομένες μεθόδους ποσοτικού και ποιοτικού προσδιορισμού της φυσικής και τεχνητά επαγόμενης ραδιενέργειας σε πάσης φύσεως δείγματα. Στα πλαίσια της παρούσας ΔΕ παρουσιάζεται και μια εφαρμογή γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης για τη μελέτη δειγματος φυσικής ραδιενέργειας.

Η βάση της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης είναι η κατάλληλη βαθμονόμηση απόδοσης των ανιχνευτών που χρησιμοποιούνται για τα εκάστοτε δείγματα που εξετάζονται. Στην παρούσα ΔΕ μελετάται εκτενώς ο προσδιορισμός της απόδοσης του ανιχνευτή γερμανίου για διάφορες πρότυπες γεωμετρίες δειγμάτων που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, με πειραματικές και υπολογιστικές μεθόδους και με τη χρήση διαφόρων υπολογιστικών εργαλείων. Η βαθμονόμηση απόδοσης πραγματοποιείται με χρήση προσομοίωσης Monte-Carlo και πιο συγκεκριμένα με χρήση του κώδικα PENELOPE και του προγράμματος EFFTRAN, που είναι εγκατεστημένα στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Για την εφαρμογή τεχνικών προσομοίωσης Monte Carlo ωστόσο πρέπει να είναι γνωστά με ικανοποιητική ακρίβεια τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτικού συστήματος. Στα πλαίσια της Δ.Ε. η δυσκολία αυτή ξεπεράστηκε μέσω του συνδυασμού προσομοίωσης και πειράματος. Εκτός από τη βαθμονόμηση της διάταξης μελετώνται επιπλέον και οι βασικότεροι παράγοντες που επηρεάζουν τα γ-φάσματα: το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, το φαινόμενο

της αυτοαπορρόφησης της πηγής και η επίδραση του υποστρώματος της ανιχνευτικής διάταξης.

Η ΔΕ αποτελείται από οκτώ κεφάλαια, τα οποία παρουσιάζονται συνοπτικά στη συνέχεια:

Στο 2^ο κεφάλαιο αρχικά πραγματοποιείται μια ανασκόπηση της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης με ανιχνευτές γερμανίου, όπως αυτή εφαρμόζεται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Γίνεται μια γενική περιγραφή των διατάξεων γ-φασματοσκοπίας ανιχνευτών γερμανίου και ειδικά του ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40% που χρησιμοποιείται στην παρούσα ΔΕ. Στη συνέχεια καταγράφονται οι διαφορετικές εκφράσεις της απόδοσης και περιγράφεται η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου με πειραματικές μεθόδους. Έπειτα παρουσιάζεται αναλυτικά ο κώδικας προσομοίωσης Monte Carlo PENELOPE ο οποίος χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της ΔΕ. Αρχικά, γίνεται μια σύντομη περιγραφή της λογικής που ακολουθούν τέτοιοι κώδικες και δίνονται περισσότερα στοιχεία για τη λειτουργία του κώδικα PENELOPE και την προετοιμασία των απαραίτητων αρχείων εισόδου. Ακόμα, περιγράφεται ο τρόπος χρήσης των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης, με σκοπό τον υπολογιστικό προσδιορισμό των αποδόσεων. Τέλος, γίνεται μία συνοπτική παρουσίαση της λειτουργίας και των δυνατοτήτων του προγράμματος EFFTRAN το οποίο χρησιμοποιείται για τη μεταφορά απόδοσης από μία γεωμετρία σε άλλη.

Στο 3^ο κεφάλαιο πραγματοποιείται η βαθμονόμηση απόδοσης, με υπολογιστικές μεθόδους, του ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40%. Αρχικά παρουσιάζεται η διαδικασία προσδιορισμού των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του συγκεκριμένου ανιχνευτή, η οποία, όπως αναφέρθηκε ήδη, είναι απαραίτητη προκειμένου να είναι δυνατή η χρήση προσομοίωσης Monte Carlo. Στη συνέχεια, προσδιορίζονται οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης του ανιχνευτή, μέσω προσομοίωσης με τους κώδικες PENELOPE και EFFRTAN, για τρεις γεωμετρίες δείγματος όγκου, οι οποίες χρησιμοποιούνται ευρέως στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων των κωδίκων συγκρίνονται τόσο μεταξύ τους όσο και με αντίστοιχα πειραματικά, με σκοπό και την αξιολόγηση των χρησιμοποιούμενων κωδίκων. Τέλος εξετάζεται η υπόθεση ότι

ο λόγος total-to-peak (ttp) μιας ανιχνευτικής διάταξης για φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας, μπορεί να θεωρηθεί ανεξάρτητος της γεωμετρίας του δείγματος.

Στο 4^ο κεφάλαιο πραγματοποιείται μια αναλυτική ανασκόπηση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης και παρατίθενται οι παράγοντες που διέπουν την εμφάνιση και έντασή του. Ακόμη παρουσιάζονται συνοπτικά διάφορες μέθοδοι αντιμετώπισης του, με κύρια αυτή που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Στη συνέχεια εφαρμόζονται διορθώσεις για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης στον ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40%, με τη χρήση των προγραμμάτων TrueCoinc και EFFTRAN. Οι διορθώσεις πραγματοποιούνται για πηγή ¹³⁴Cs. Διερευνάται η αποδοτικότητα του προγράμματος TrueCoinc με την εισαγωγή διαφορετικών καμπύλων βαθμονόμησης οι οποίες προσδιορίζονται για διαφορετικά τμήματα του φάσματος και συνυπολογίζουν διαφορετικούς παράγοντες. Τέλος πραγματοποιείται σύγκριση της αποτελεσματικότητας των δύο προγραμμάτων TrueCoinc και EFFTRAN.

Στο 5^ο κεφάλαιο περιγράφεται με λεπτομέρεια το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης και η επίδρασή του στη γ-φασματοσκοπία. Παρουσιάζονται μέθοδοι διόρθωσης για το φαινόμενο, με ιδιαίτερη έμφαση στη μέθοδο που ακολουθείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, η οποία έγκειται στην αναγωγή της απόδοσης πλήρους φωτοκορυφής από το υλικό της πηγής βαθμονόμησης στο υλικό του δείγματος. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται για την περίπτωση του ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40% και διερευνάται η επίδραση του φαινομένου, σε φωτόνια διαφορετικών ενεργειών, για διάφορα υλικά με διαφορετικές πυκνότητες. Ακόμη πραγματοποιείται μελέτη της επίδρασης του φαινομένου και σύγκριση μεταξύ του ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40% και του ανιχνευτή XtRa (eXtended Range, XtRa) του ΕΠΤ-ΕΜΠ.

Στο 6^ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η επίδραση του υποστρώματος στη γ-φασματοσκοπική ανάλυση. Συγκεκριμένα πραγματοποιείται αναλυτική περιγραφή των παραγόντων που συνεισφέρουν στη δημιουργία υποστρώματος και η επιρροή αυτού στο γ-φάσμα. Ακόμη παρουσιάζεται η μεθοδολογία υπολογισμού των μεγεθών που αφορούν την εκτίμηση της ραδιενέργειας του υποστρώματος. Στη συνέχεια εξετάζονται οι διακυμάνσεις του υποστρώματος στις διάφορες φωτοκορυφές ενδιαφέροντος, ανάλογα με τις συνθήκες λήψης του φάσματος, όπως για παράδειγμα

την εποχή του χρόνου, για τον ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40%. Διερευνάται η ένταση και η σημασία αυτών των διακυμάνσεων και προσδιορίζονται τα κατώτερα επίπεδα ανίχνευσης για το συγκεκριμένο ανιχνευτή.

Στο 7^ο κεφάλαιο πραγματοποιείται ο ποιοτικός και ποσοτικός προσδιορισμός της ραδιενέργειας υλικού εμπλουτισμού σπανίων γαιών με τη χρήση του ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40%. Αρχικά γίνεται μια σύντομη ανασκόπηση της διαδικασίας που ακολουθείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για την προετοιμασία ενός τέτοιου δείγματος και για τις ραδιολογικές ιδιότητες των υλικών NORM και συγκεκριμένα των σπανίων γαιών. Στη συνέχεια πραγματοποιείται εκ νέου βαθμονόμηση του ανιχνευτή σε νέα γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 , η οποία δε χρησιμοποιείται ευρέως στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, με τη χρήση προσομοιώσεων Monte-Carlo. Μετά των προσδιορισμό της ενεργότητας του δείγματος για τα σημαντικότερα ισότοπα φυσικής προέλευσης μελετάται η επίδραση της απόστασης δείγματος-ανιχνευτή στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, για τη συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος.

Η ΔΕ ολοκληρώνεται με 2 παραρτήματα στα οποία παρατίθενται τα πιστοποιητικά των πηγών που χρησιμοποιήθηκαν και τα αποτελέσματα των συγκρίσεων προσομοιώσεων και πειραμάτων για τον αρχικό προσδιορισμό των διαστάσεων του ανιχνευτή.

γ-φασματοσκοπική ανάλυση με ανιχνευτές γερμανίου

2.1 Εισαγωγή

Η γ-φασματοσκοπική ανάλυση η οποία συχνά καλείται και γ-φασματοσκοπία, αποτελεί μια από τις πιο διαδεδομένες μεθόδους ποσοτικού και ποιοτικού προσδιορισμού της φυσικής και τεχνητά επαγόμενης ραδιενέργειας. Έχει πολλά πλεονεκτήματα, ένα από τα οποία είναι το γεγονός ότι πρόκειται για μια μη καταστροφική μέθοδο ανάλυσης. Θεωρείται ευέλικτη, καθώς αναπτύσσεται συνεχώς και έχει πλήθος εφαρμογών, επιτρέποντας στους ερευνητές την ανίχνευση και τον προσδιορισμό μεγάλου αριθμού φυσικών και τεχνητών ισοτόπων.

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, παρουσιάζεται η τεχνική της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης με τη χρήση ανιχνευτών γερμανίου, όπως αυτή εφαρμόζεται στο Εργαστήριο Πυρηνικής Τεχνολογίας του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου (ΕΠΤ-ΕΜΠ) και συγκεκριμένα με τον ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40%¹, που πρόσφατα συμπεριλήφθηκε στον πειραματικό εξοπλισμό του Εργαστηρίου. Πιο αναλυτικά, γίνεται γενική αναφορά στη μέθοδο της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης και στη λειτουργία μίας ανιχνευτικής διάταξης με ανιχνευτές γερμανίου. Στη συνέχεια θα γίνει περιγραφή της ανιχνευτικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα Διπλωματική Εργασία (ΔΕ) καθώς και των μεθόδων βαθμονόμησης απόδοσης της. Τέλος θα παρουσιασθούν οι σημαντικότερες πειραματικές και υπολογιστικές μέθοδοι βαθμονόμησης απόδοσης που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ.

¹ Στην παράγραφο 2.3.2.3 δίδεται ο ορισμός της σχετικής απόδοσης μίας ανιχνευτικής διάταξης

2.2 Η τεχνική της γ-φασματοσκοπίας

2.2.1 Φασματοσκοπία ακτινών-γ

Οι γ-ραδιενεργοί πυρήνες που συνήθως ενδιαφέρουν και έχουν αρκετά μεγάλο χρόνο υποδιπλασιασμού, συνήθως εκπέμπουν ακτίνες γ με ενέργεια μεταξύ μερικών keV και ~10 MeV,. Τέτοιες πηγές συνήθως παράγουν γραμμικά φάσματα ακτινών-γ (δηλαδή τα φωτόνια εκπέμπονται σε διακριτές ενέργειες). Πολύ υψηλότερες ενέργειες (άνω του 1 TeV) μπορούν να ανιχνευτούν στα συνεχή φάσματα που παρατηρούνται στην αστροφυσική και την φυσική στοιχειωδών σωματιδίων.

Η φασματοσκοπία ακτινών-γ είναι η μελέτη των ενεργειακών φασμάτων των ραδιενεργών πηγών εκπομπής ακτινών-γ. Πρόκειται για μια μη καταστροφική μέθοδο ανάλυσης δειγμάτων, με σκοπό τον ποιοτικό και ποσοτικό προσδιορισμό των περιεχομένων σε αυτά ραδιενεργών ισοτόπων. Ο ποιοτικός προσδιορισμός συνίσταται στην εύρεση της σύστασης του εξεταζόμενου δείγματος, δηλαδή στον εντοπισμό των περιεχόμενων γ-ραδιοϊσοτόπων. Αντίστοιχα ο ποσοτικός προσδιορισμός αποτελεί την εκτίμηση της περιεκτικότητας των ραδιοϊσοτόπων του δείγματος, δηλαδή τον προσδιορισμό της ραδιενέργειας αυτού. Η μέθοδος αυτή, όπως προαναφέρθηκε, βασίζεται στην επεξεργασία του ενεργειακού φάσματος των γ-φωτονίων που εκπέμπονται κατά τη διάσπαση των ραδιενεργών πυρήνων και ανιχνεύονται με τη βοήθεια κατάλληλου ανιχνευτικού συστήματος, σχηματίζοντας το αντίστοιχο ενεργειακό φάσμα. Αναλυτικότερα, τα τμήματα του ενεργειακού φάσματος που ονομάζονται «φωτοκορυφές πλήρους απόθεσης ενέργειας» δημιουργούνται από φωτόνια που αλληλεπιδρούν με τον ανιχνευτή αποθέτοντας πλήρως την ενέργεια τους σε αυτόν. Τα φωτόνια αυτά έχουν συγκεκριμένη αρχική ενέργεια η οποία είναι χαρακτηριστική του ραδιενεργού πυρήνα, που διασπάται. Η ανίχνευση των φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας από τον ανιχνευτή καταγράφεται στο ενεργειακό φάσμα ως μία καμπύλη κανονικής κατανομής, με μέση τιμή – ιδανικά – την αρχική ενέργεια των φωτονίων. Κατά συνέπεια, η θέση των φωτοκορυφών στο φάσμα, η οποία αντιστοιχεί στην ενέργεια των φωτονίων που ανιχνεύθηκαν, επιτρέπει την ταυτοποίηση του διασπώμενου πυρήνα από τον οποίο προέρχονται τα εν λόγω φωτόνια, και εντέλει τον ποιοτικό προσδιορισμό του δείγματος. Επιπλέον, το εμβαδόν μιας φωτοκορυφής πλήρους απόθεσης αντιστοιχεί στο πλήθος των φωτονίων που ανιχνεύθηκαν με αρχική

ενέργεια την αντίστοιχη της φωτοκορυφής. Όπως γίνεται αντιληπτό, γνωρίζοντας το πλήθος των φωτονίων μιας ενέργειας η οποία αντιστοιχεί σε συγκεκριμένο ραδιοϊσότοπο μπορεί να υπολογιστεί η ραδιενέργειά του (ρυθμός διασπάσεως) στο δείγμα.

Η γ -φασματοσκοπία είναι η πλέον διαδεδομένη μέθοδος προσδιορισμού ραδιενεργών ισοτόπων, καθώς τα περισσότερα ραδιενεργά ισότοπα που απασχολούν την έρευνα εκπέμπουν – εκτός των άλλων – και γ -ακτινοβολία. Ένα σημαντικό πλεονέκτημα της γ -φασματοσκοπίας είναι η ταυτόχρονη ανάλυση όλων των γ -ραδιενεργών ισοτόπων που περιέχονται σε ένα δείγμα. Ακόμη, βασικότερο πλεονέκτημα είναι ότι η γ -φασματοσκοπία δεν είναι καταστροφική για το δείγμα, καθώς συνήθως δεν απαιτεί πρότερη προετοιμασία του δείγματος για την ανάλυση του, όπως για παράδειγμα στην α -φασματοσκοπία, όπου πρέπει να προηγηθεί η ραδιοχημική επεξεργασία του δείγματος. Τέλος, πρέπει να αναφερθεί ότι για την επιλογή της συγκεκριμένης τεχνικής έναντι άλλων, σπανίως παίζει ρόλο το είδος των δειγμάτων, καθώς, πρακτικά, μπορούν να αναλυθούν πάσης φύσεως δείγματα (στερεά, υγρά ή αέρια). Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η γ -φασματοσκοπική ανάλυση δειγμάτων που προέρχονται από το περιβάλλον, τα οποία συνήθως έχουν και πολύ χαμηλά επίπεδα ραδιενέργειας.

2.2.2 Γενική περιγραφή μίας ανιχνευτικής διάταξης γ -φασματοσκοπίας

Η σημαντικότερη συνιστώσα μιας ανιχνευτικής διάταξης είναι ο ανιχνευτής. Οι πιο κοινές ανιχνευτικές διατάξεις περιλαμβάνουν ανιχνευτές σπινθηρισμού και ημιαγωγούς ανιχνευτές. Οι ανιχνευτές στην γ -φασματοσκοπία είναι παθητικά υλικά τα οποία αντιδρούν όταν υπάρξει αλληλεπίδραση ενός φωτονίου- γ στον όγκο του ανιχνευτή. Οι πιο σημαντικοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton, και η δίδυμη γένεση. Στη γ -φασματοσκοπία, η πλέον επιθυμητή αλληλεπίδραση είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, καθώς συνοδεύεται από πλήρη απόθεση της ενέργειας της ακτίνας- γ στον ανιχνευτή και κατά συνέπεια σχηματισμό της αντίστοιχης φωτοκορυφής. Όταν το φωτόνιο αλληλεπιδρά με σκέδαση Compton ή δίδυμη γένεση, ένα τμήμα της ενέργειας του φωτονίου μπορεί να διαφύγει από τον ανιχνευτή χωρίς να απορροφηθεί. Στην περίπτωση αυτή, το

φωτόνιο θα καταγραφεί στο φάσμα με χαμηλότερη ενέργεια από την πραγματική, συνεισφέροντας στην αύξηση του συνεχούς υποστρώματος του φάσματος.

Ο εξοπλισμός που χρησιμοποιείται στην γ-φασματοσκοπία περιλαμβάνει – πέραν του ανιχνευτή – και μονάδες πυρηνικών ηλεκτρονικών για την συλλογή και επεξεργασία του σήματος του ανιχνευτή, όπως για παράδειγμα ενισχυτή, αναλογοψηφιακό μετατροπέα (ADC), πολυκαναλικό αναλυτή κλπ.

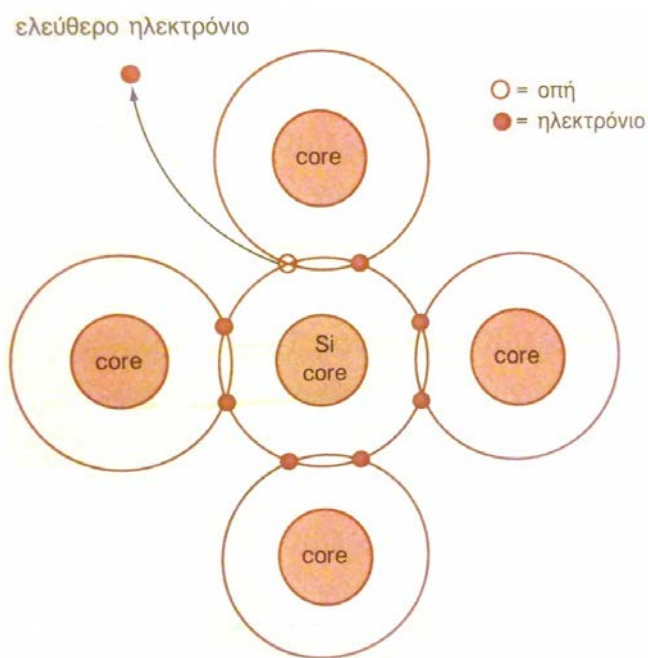
Το σήμα που παράγεται σε έναν ανιχνευτή ενισχύεται και διαμορφώνεται στον ενισχυτή, μετατρέπεται σε ψηφιακό στον ADC και καταγράφεται από τον αναλυτή πολλών καναλιών (MCA). Έτσι, κάθε φωτόνιο που αποδίδει ενέργεια στον ανιχνευτή αντιστοιχεί σε μία ψηφιακή πληροφορία που καταγράφεται στο MCA. Για το σκοπό αυτό το MCA διαθέτει συγκεκριμένο πλήθος ενεργειακών διαμερίσεων (κανάλια), όπου καταγράφονται τα φωτόνια των διαφόρων ενεργειών. Στην πραγματικότητα, η ψηφιακή πληροφορία που αντιστοιχεί στην ενέργεια που αποθέτει ένα φωτόνιο στον ανιχνευτή είναι η διεύθυνση του καναλιού στο οποίο πρόκειται να καταγραφεί το υπόψη φωτόνιο. Σε ορισμένα συστήματα, η μετατροπή από αναλογικό σε ψηφιακό σήμα γίνεται από ADC που υπάρχει μέσα στο MCA. Σε όλα τα σύγχρονα συστήματα είναι δυνατή η επιλογή του πλήθους καναλιών με συνήθεις τιμές: 512, 1024, 2048, 4096, 8192, ή 16384 κανάλια. Συνήθως, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιούνται 4096 κανάλια, αν και η ανάλυση αυτή εξαρτάται από τη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή και την ενεργειακή περιοχή που μελετάται.

Το περιεχόμενο του MCA (κανάλια) οδηγείται σε υπολογιστή, ο οποίος αποθηκεύει, εμφανίζει και αναλύει τα δεδομένα.

2.2.3 Ανιχνευτές ημιαγωγών

Οι ανιχνευτές γερμανίου, όπως αυτός που χρησιμοποιείται στα πλαίσια της ΔΕ ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών ημιαγωγών. Ένας ημιαγωγός ανιχνευτής είναι πρακτικά μια δίοδος (συνήθως από πυρίτιο ή γερμάνιο) με δομή επαφών p-i-n, στην οποία η εγγενής περιοχή (intrinsic) είναι ευαίσθητη στην ιοντίζουσα ακτινοβολία, όπως ακτίνες-X και ακτίνες-γ ή και σωματίδια, ανάλογα από το είδος του ανιχνευτή. Κατά την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τον ανιχνευτή παράγονται ελεύθερα

ηλεκτρόνια και οπές, δηλαδή κενές θέσεις ηλεκτρονίων οι οποίες λειτουργούν ως θετικά φορτία. Σχηματική απεικόνιση των ανωτέρω παρουσιάζεται στο σχήμα 2.1. Το πλήθος των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών είναι ανάλογο της ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή λόγω της ακτινοβολίας. Με αντίστροφη πόλωση του ανιχνευτή δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος της εγγενούς ζώνης, κάτω από την επίδραση του οποίου τα ηλεκτρόνια και οι οπές κινούνται μέχρι τα ηλεκτρόδια. Εκεί το φορτίο που συλλέγεται προκαλεί παλμό τάσης που μπορεί να μετρηθεί από εξωτερικό ηλεκτρικό κύκλωμα, όπως περιγράφεται στο θεώρημα. Καθώς το ποσό ενέργειας που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους οπής-ηλεκτρονίου είναι γνωστό και ανεξάρτητο από την ενέργεια εκπομπής της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, η μέτρηση του πλήθους των ζευγών ηλεκτρικών φορέων και εντέλει το ύψος του παλμού τάσεως που παράγεται, επιτρέπει τον προσδιορισμό της ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή από την εν λόγω ακτινοβολία.



Σχήμα 2.1: Δημιουργία ζεύγους οπής - ελεύθερου ηλεκτρονίου (Malvino A.P., 2006)

Η ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία του ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής είναι πολύ μικρή σε σύγκριση με την ενέργεια που απαιτείται για να παραχθεί ένα ζεύγος ιόντων στους ανιχνευτές αερίου (π.χ. Geiger-Muller). Οπότε στους ανιχνευτές ημιαγωγών το πλήθος των παραγόμενων φορέων είναι πολύ μεγαλύτερο και κατά συνέπεια η στατιστική διακύμανση του ύψους του παλμού που δημιουργείται είναι μικρότερη κάτι

που οδηγεί σε υψηλότερη διακριτική ικανότητα (energy resolution) των ημιαγωγών ανιχνευτών. Επιπλέον, καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται μέσα στο ημιαγωγό υλικό με υψηλή ταχύτητα, επιτυγχάνεται ταχύτατη συλλογή του πλήθους των φορέων που παράγονται εξαιτίας μίας αλληλεπίδρασης και σχηματισμός του αντίστοιχου παλμού τάσεως, κάτι που επιτρέπει πολύ καλή χρονική ανάλυση (time resolution) η οποία εξαρτάται από το χρόνο απόκρισης (rise time) του μετρητικού οργάνου. Τέλος, σε σύγκριση με τους ανιχνευτές ιονισμού αερίου, η πυκνότητα του υλικού του ημιαγωγού ανιχνευτή είναι πολύ υψηλή και τα φορτισμένα σωματίδια και οι ακτίνες υψηλών ενεργειών μπορούν να προσδώσουν πλήρως την ενέργεια τους σε ένα ημιαγωγό σχετικά μικρών διαστάσεων.

2.2.4 Ανιχνευτές γερμανίου

Οι ανιχνευτές Γερμανίου (Ge) χρησιμοποιούνται κυρίως για αναλύσεις γ-φασματοσκοπίας. Ενώ οι ανιχνευτές πυριτίου (Si) δεν μπορούν να είναι παχύτεροι από μερικά χιλιοστά, στο γερμάνιο μπορεί να δημιουργηθεί ζώνη διαβάσεως, δηλαδή ζώνη ανίχνευσης, πάχους μερικών εκατοστών. Για αυτό το λόγο οι ανιχνευτές γερμανίου μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν ανιχνευτές πλήρους απορρόφησης για ακτίνες-γ ενέργειας έως και μερικά MeV. Ονομάζονται ανιχνευτές γερμανίου υψηλής καθαρότητας ή υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe, High-Purity Germanium detectors). Πριν την ανάπτυξη και την τελειοποίηση των σύγχρονων τεχνικών καθαρισμού, οι κρύσταλλοι του γερμανίου δεν μπορούσαν να παραχθούν με αρκετή καθαρότητα ώστε να χρησιμοποιηθούν στη γ-φασματοσκοπία. Οι παραμένουσες προσμίξεις στους κρυστάλλους παγιδεύουν τα ηλεκτρόνια και τις οπές και καταστρέφουν την απόδοση του ανιχνευτή. Κατά συνέπεια οι κρύσταλλοι γερμανίου έπρεπε να εμπλουτίζονται με ιόντα λιθίου (Li), ώστε να παράγεται η εγγενής περιοχή στην οποία τα ηλεκτρόνια και οι οπές θα μπορούν να φτάσουν στα ηλεκτρόδια και να παράγουν σήμα. Οι ανιχνευτές που παράγονταν με την τεχνολογία αυτή ονομάζονταν ανιχνευτές Ge(Li) (Lithium-Drifted Germanium detectors).

Όταν αναπτύχθηκαν για πρώτη φορά οι ανιχνευτές γερμανίου, μόνο πολύ μικροί κρύσταλλοι και κατά συνέπεια ανιχνευτές ήταν δυνατόν να παραχθούν. Οι ανιχνευτές αυτοί είχαν πολύ μικρή ικανότητα να ανιχνεύσουν φωτόνια, είχαν δηλαδή

πολύ χαμηλή απόδοση. Η απόδοση του ανιχνευτή γερμανίου συχνά εκτιμάται από τον κατασκευαστή σε σχέση με την απόδοση ενός τυπικού ανιχνευτή σπινθηρισμού ιωδιούχου νατρίου NaI(Tl) διαστάσεων $3'' \times 3''^2$. Σήμερα, οι τεχνικές ανάπτυξης κρυστάλλων έχουν βελτιωθεί αρκετά, επιτρέποντας την κατασκευή μεγάλων ανιχνευτών στο ίδιο μέγεθος ή και μεγαλύτερους από τους συνηθισμένους κρυστάλλους NaI.

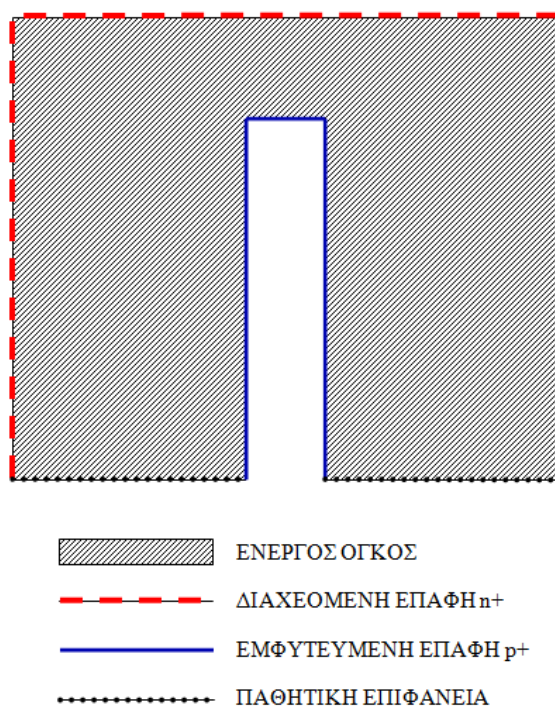
Από το 2012 οι κατασκευαστές ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου, όπως ο ανιχνευτής του ΕΠΤ-ΕΜΠ που χρησιμοποιήθηκε στη ΔΕ χρησιμοποιούν συχνά διάχυση ιόντων λιθίου για την κατασκευή της τύπου-n ωμικής επαφής και εμφύτευση ιόντων βορίου (B) για την τύπου-p ωμική επαφή. Το πάχος των επαφών τύπου-p και τύπου-n, εσωτερικά και εξωτερικά του ανιχνευτή, αποτελεί ένα νεκρό στρώμα (dead-layer) γύρω από την επιφάνεια του κρυστάλλου, μέσα στο οποίο η αποτιθέμενη ενέργεια από την αλληλεπίδραση των φωτονίων δεν μπορεί να ανιχνευθεί. Το τυπικό πάχος του dead-layer είναι μερικές εκατοντάδες μm για ένα στρώμα διάχυσης λιθίου (επαφή τύπου-n) και μερικές δεκάδες μm για στρώμα εμφύτευσης βορίου (επαφή τύπου-p). Το πάχος του dead-layer έχει άμεση επίδραση στην απόδοση ανίχνευσης φωτονίων κυρίως χαμηλών ενεργειών. Το πάχος αυτό είναι χαμηλότερο για ανιχνευτές τύπου-n, οι οποίοι για το λόγο αυτό παρουσιάζουν καλύτερη απόδοση στην ανίχνευση φωτονίων χαμηλών ενεργειών. Παράδειγμα ενός ομοαξονικού ανιχνευτή τύπου-p παρουσιάζεται στο σχήμα 2.2.

Το μεγαλύτερο μειονέκτημα των ανιχνευτών γερμανίου είναι ότι πρέπει να ψύχονται σε θερμοκρασίες υγρού αζώτου. Σε υψηλές θερμοκρασίες ορισμένα ηλεκτρόνια μέσα σε ένα ημιαγωγό υλικό μπορούν σχετικά εύκολα να βρεθούν στη ζώνη αγωγιμότητας, χωρίς την ύπαρξη ακτινοβολίας, παράγοντας έτσι έντονο ηλεκτρονικό θόρυβο. Ο θόρυβος αυτός ονομάζεται ρεύμα διαρροής και ουσιαστικά οδηγεί στην απώλεια του σήματος που παράγεται από την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τον ανιχνευτή. Ψύχοντας τον ανιχνευτή σε θερμοκρασία υγρού αζώτου (77 K) μειώνονται οι θερμικές διεγέρσεις των ηλεκτρονίων της ζώνης σθένους, έτσι ώστε να παράγονται ζεύγη φορέων και ηλεκτρονίων³ μόνο κατά την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τον ανιχνευτή. Οι ανιχνευτές HPGe όταν δεν

² Πρόκειται για την σχετική απόδοση (relative efficiency) του ανιχνευτή, η οποία μπορεί να πάρει τιμές και υψηλότερες της μονάδας.

³ Και τελικά σήμα υπό μορφή παλμού τάσεως

χρησιμοποιούνται και δεν βρίσκονται υπό τάση μπορούν να θερμανθούν μέχρι θερμοκρασία δωματίου, αν και αυτό δεν συνιστάται. Η διαδικασία ψύξης με υγρό άζωτο, η οποία απαιτεί πλήρωση ειδικού δοχείου με υγρό άζωτο κάθε 7-10 ημέρες καθιστά τη χρήση των ανιχνευτών αυτών απαιτητική και αυξάνει το λειτουργικό κόστος. Τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί και χρησιμοποιούνται συστήματα ψύξεως με αυτόματη ανακύκλωση του υγρού αζώτου, που μειώνουν σημαντικά το λειτουργικό κόστος, αλλά το κόστος κτήσεως τέτοιων συστημάτων είναι αρκετά υψηλό.



Σχήμα 2.2: Ομοαξονικός κυλινδρικός ανιχνευτής p-τύπου

2.2.5 Η ανιχνευτική διάταξη με ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Η γ-φασματοσκοπική διάταξη με τον ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40% εγκαταστάθηκε στο ΕΠΤ-ΕΜΠ το 2012. Μέχρι την έναρξη εκπόνησης αυτής της ΔΕ, η διάταξη είχε βαθμονομηθεί μόνο ενεργειακά, για την ανίχνευση φωτονίων στην ενεργειακή περιοχή από 0-2000 keV. Η υπόψη διάταξη αποτελεί τον ανιχνευτή "15",

σύμφωνα με την κωδικοποίηση που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Σκοπός της παρούσας ΔΕ είναι – μεταξύ άλλων – η βαθμονόμηση του ανιχνευτή και για απόδοση.

Πέραν του ανιχνευτή και του προενισχυτή, όλες οι υπόλοιπες μονάδες πυρηνικών ηλεκτρονικών οι οποίες απαιτούνται για την επεξεργασία του σήματος που παράγει ο ανιχνευτής, περιλαμβάνονται στο μονάδα σύστημα Lynx DSA (Digital Signal analyzer) της Canberra Industries (CI) με σειριακό αριθμό 13000406. Το Lynx DSA είναι ένας ψηφιακός αναλυτής σήματος, σχεδιασμένος για να προσαρμόζεται σε διάφορα συστήματα φασματοσκοπικής ανάλυσης. Αποτελεί ένα ολοκληρωμένο σύστημα λήψης και επεξεργασίας δεδομένων που περιλαμβάνει προγραμματιζόμενο ενισχυτή, αναλογοψηφιακό μετατροπέα, πολυκαναλικό αναλυτή, αυτόματο σύστημα για ρύθμιση του pole/zero και σταθεροποιητή της baseline του σήματος, δυο ομάδες των 32000 καναλιών μνήμης για την ανάλυση φάσματος, ψηφιακό σταθεροποιητή, τροφοδοτικό υψηλής τάσης HVPS μέγιστης τάσης 3500 V. Η μονάδα ελέγχεται μέσα από το πρόγραμμα GENIE 2000 της Canberra.

Η ανιχνευτική διάταξη περιλαμβάνει ακόμη δοχείο υγρού αζώτου όγκου 30l, στο οποίο είναι εμβαπτισμένος ο κρυστάτης του ανιχνευτή και θωράκιση του ανιχνευτή κατασκευασμένη από τη εταιρεία ITECO.

2.2.6 Ο ανιχνευτής HPGe με σχετική απόδοση 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ (ανιχνευτής «15»)

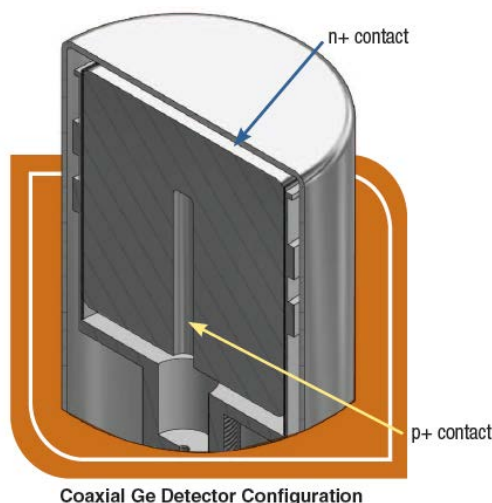
Το μοντέλο του ανιχνευτή είναι το GC4018 της CI με σειριακό αριθμό b12099 και παρουσιάζεται στο σχήμα 2.3 στο τέλος της παραγράφου. Το πιστοποιητικό του ανιχνευτή δίνεται στο παράρτημα Α. Πρόκειται για έναν ομοαξονικό ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας (High Purity Ge), με εσωτερική οπή όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3. Σύμφωνα με τον κατασκευαστή, η εξωτερική διάμετρος είναι 59.5 mm και το μήκος 61 mm. Η άνω επιφάνεια του ανιχνευτή απέχει από τον κρυστάτη 6 mm. Η συνιστώμενη τάση λειτουργίας για το σχηματισμό κατάλληλου πεδίου μέσα στον ανιχνευτή είναι 3500V. Ο ανιχνευτής είναι τύπου-p και διαθέτει επαφή τύπου-p (με εμφύτευση ιόντων B σε πάχος ~0.3mm) στην εξωτερική επιφάνεια και επαφή τύπου-n (με διάχυση ιόντων Li σε πάχος ~0.5mm) στην επιφάνεια της αξονικής οπής. Το επίπεδο των προσμίξεων στον κρύσταλλο του γερμανίου κυμαίνεται περί τα

10^{10} atoms/cm³, έτσι ώστε με μέτρια αντίστροφη πόλωση επιτυγχάνουμε μεγάλη ενεργό περιοχή στην οποία εκτείνεται το ηλεκτρικό πεδίο.

Ο κρυστάτης του ανιχνευτή είναι κατακόρυφος, τύπου 7500SL της CI και είναι πλήρως κατασκευασμένος από αλουμίνιο. Ανατρέχοντας τα φύλλα προϊόντος για τον κρυστάτη προκύπτει ότι το παράθυρο του είναι επίσης κατασκευασμένο από αλουμίνιο πάχους 0.5 mm, το οποίο επιτρέπει τη διέλευση του 60% φωτονίων ενέργειας 20 keV και το 2% φωτονίων ενέργειας 6 keV. Αυτό το γεγονός δεν επηρεάζει τη χρησιμότητα του ανιχνευτή καθώς, όπως αναφέρθηκε ήδη, προορίζεται για την ανίχνευση φωτονίων υψηλών ενεργειών ($E > 200$ keV). Ο κρυστάτης είναι κατασκευασμένος από υλικά πολύ χαμηλού υποστρώματος και ανήκει στη σειρά “Ultra-low background detector systems” της CI. Η χρήση κατάλληλων υλικών και σχεδιασμού εξασφαλίζει τη μείωση του υποβάθρου που παράγεται από το ανιχνευτικό σύστημα. Επιπλέον του ανιχνευτή, μέσα στον κρυστάτη βρίσκεται και ο προενισχυτής, μοντέλο 2002CSL της CI, έτσι ώστε με την ψύξη του να επιτυγχάνεται η βέλτιστη λειτουργία του. Ο κρυστάτης είναι βυθισμένος σε δοχείο υγρού αζώτου Dewar χωρητικότητας 30l, το οποίο πληρούται με υγρό άζωτο κάθε 7 ημέρες.

Σύμφωνα με το πιστοποιητικό του ανιχνευτή, η σχετική απόδοση του είναι 40% και η διακριτική ικανότητα του είναι:

- FWHM: 821eV για ενέργεια φωτονίων 122 keV,
- FWHM: 1770 eV και FWTM: 3280 eV για ενέργεια φωτονίων 1332 keV,



Σχήμα 2.3: Απεικόνιση της διάταξης του «ανιχνευτή 15»

2.2.7 Η θωράκιση του ανιχνευτή

Η θωράκιση ενός ανιχνευτή είναι ένα πολύ σημαντικό τμήμα της ανιχνευτικής διάταξης και έχει μεγάλη επίδραση στην ανάλυση ενός δείγματος, ιδιαίτερα όταν πρόκειται για δείγματα χαμηλής ραδιενέργειας και φωτόνια στην περιοχή χαμηλών ενεργειών. Ο ανιχνευτής ιδανικά θα πρέπει να προσβάλλεται μόνο από φωτόνια προερχόμενα από το δείγμα και όχι από εκείνα που προέρχονται από τον περιβάλλοντα χώρο, και αποτελούν το φυσικό υπόστρωμα. Παραδείγματα του φυσικού υποστρώματος είναι η κοσμική ακτινοβολία, η ραδιενέργεια των οικοδομικών υλικών και του αέρα. Επιπλέον, η ύπαρξη της θωράκισης οδηγεί σε αύξηση των φωτονίων που προσβάλλουν τον ανιχνευτή λόγω προηγούμενης αλληλεπίδρασής τους με τη θωράκιση, αλλά και σε ακτίνες-Χ που παράγονται στη θωράκιση κατά την αλληλεπίδραση φωτονίων της πηγής με αυτήν. Στην πραγματικότητα, δεν είναι εφικτό να εξαλειφθεί τελείως το υπόστρωμα, αφού σε αυτό συνεισφέρει και η ίδια η θωράκιση, η οποία συχνά περιέχει ίχνη ραδιενεργών ιχνοστοιχείων. Ωστόσο, το υπόστρωμα μπορεί να μειωθεί σημαντικά, με μια προσεκτική σχεδίαση και κατασκευή της θωράκισης και κατάλληλη χρήση υλικών.

Η θωράκιση που χρησιμοποιείται στον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ που εξετάζεται στη ΔΕ έχει σχεδιαστεί και κατασκευαστεί από την εταιρία ITECO Engineering. Αποτελείται από μόλυβδο (Pb) πάχους 100.5 mm, το οποίο εσωτερικά είναι επενδυμένο με φύλλα κασσίτερου (Sn) και χαλκού (Cu), πάχους 1.5 mm και 1 mm αντιστοίχως. Ο κασσίτερος έχει την ιδιότητα να απορροφά τις Kα και Kβ ακτίνες-Χ του Pb, ενώ ο χαλκός απορροφά τις ακτίνες-Χ που προέρχονται από τον κασσίτερο. Οι εσωτερικές διαστάσεις της θωράκισης είναι: διάμετρος D=246mm και ύψος H=400mm.

2.2.8 Ο κώδικας γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης SPUNAL

Ο κώδικας γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης δειγμάτων SPUNAL (SPectrum UNix AnaLysis) χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ πάνω από 30 χρόνια. Έχει αναπτυχθεί εξ' ολοκλήρου στο ΕΠΤ-ΕΜΠ σε γλώσσα προγραμματισμού Fortran 77 υπό το λειτουργικό σύστημα UNIX. Βασικό του πλεονέκτημα είναι ότι πρόκειται για "ανοιχτό" κώδικα δηλαδή επιδέχεται τροποποιήσεις και βελτιώσεις από το χρήστη,

γεγονός που είναι πολύ χρήσιμο σε διεργασίες που ξεπερνούν τις αναλύσεις ρουτίνας και στην εξέλιξη του ίδιου του κώδικα. Ο κώδικας SPUNAL, εκμεταλλευόμενος τα δεδομένα που καταγράφονται στο φάσμα το οποίο συλλέγεται από τον πολυκαναλικό αναλυτή, μετά από ανάλυση, δίνει πληροφορίες για τις φωτοκορυφές που εντοπίζονται στο φάσμα. Πιο συγκεκριμένα, ελέγχει για την ύπαρξη απλών και πολλαπλών φωτοκορυφών, προσδιορίζει την επιφάνεια (area) τους, καθώς και την αβεβαιότητα που τη συνοδεύει σε επίπεδο 1.65σ. Επίσης, αποδίδει κάθε φωτοκορυφή σε συγκεκριμένο ισότοπο (ποιοτικός προσδιορισμός) και εκτιμά και τη ραδιενέργεια των ισωτόπων που ανιχνεύονται (ποσοτικός προσδιορισμός). Απαραίτητη προϋπόθεση για τον ποιοτικό και τον ποσοτικό προσδιορισμό των ραδιενεργών ισωτόπων ενός δείγματος είναι να έχει προηγηθεί η ενεργειακή βαθμονόμηση και η βαθμονόμηση απόδοσης.

2.3 Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου

2.3.1 Απόδοση ανιχνευτή

Η απόδοση ανίχνευσης φωτονίων ενός ανιχνευτή είναι ένα μέτρο του πλήθους των παλμών που παράγονται στον εν λόγω ανιχνευτή για ένα συγκεκριμένο πλήθος ακτινών-γ που εκπέμπονται από μία πηγή. Καθορίζει σε μεγάλο βαθμό την χρηστικότητα του ανιχνευτή και για αυτό θεωρείται ένα από τα βασικότερα χαρακτηριστικά του. Χρησιμοποιούνται διάφορα μεγέθη για να εκφράσουν την απόδοση ενός ανιχνευτή, όπως η απόδοση φωτοκορυφής, η ολική απόδοση, η εσωτερική απόδοση, η σχετική απόδοση κ.α. Καθεμία από τις παραπάνω αποδόσεις εξαρτάται από μία σειρά παραμέτρων. Η απόδοση που συνήθως χρησιμοποιεί ο χρήστης για την ανάλυση πηγών ακτινοβολίας συγκεκριμένης γεωμετρίας δεν είναι ένα χαρακτηριστικό που δίδεται και πιστοποιείται από τον κατασκευαστή. Ο χρήστης είναι αυτός που πρέπει να εκτιμά κάθε φορά την απόδοση του ανιχνευτή του, ανάλογα με τη συγκρότηση της ανιχνευτικής διάταξης, τη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή που σκοπεύει να χρησιμοποιήσει, λαμβάνοντας υπόψη ότι η απόδοση εξαρτάται – εκτός των άλλων – και από την ενέργεια των φωτονίων που ανιχνεύονται. Οι μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται για την εκτίμηση της απόδοσης μίας ανιχνευτικής διάταξης

διαιρούνται εν γένει σε δύο κατηγορίες, τις πειραματικές μεθοδολογίες και τις υπολογιστικές μεθοδολογίες. Σημαντικότερες από τις δεύτερες είναι αυτές που στηρίζονται στην προσομοίωση με χρήση τεχνικών Monte-Carlo. Σε κάθε περίπτωση όμως, η απόδοση ενός ανιχνευτή ορίζεται για συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος, το οποίο είναι τοποθετημένο σε συγκεκριμένη θέση σε σχέση με τον ανιχνευτή, ορίζοντας έτσι μία συγκεκριμένη γεωμετρία «πηγής- ανιχνευτή».

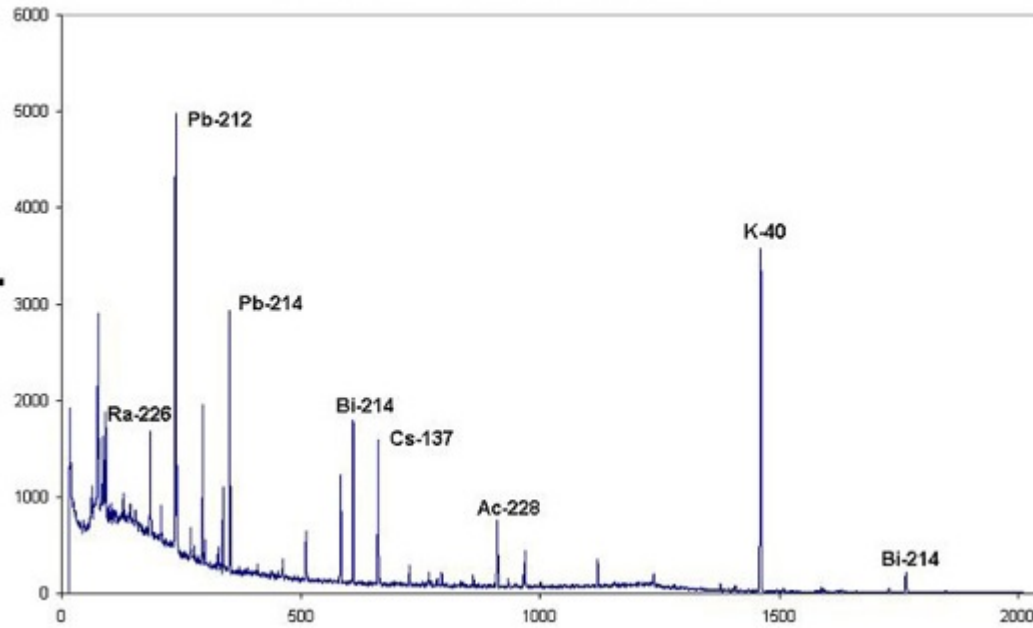
2.3.2 Οι διαφορετικές εκφράσεις της απόδοσης

Όπως αναφέρθηκε ήδη υπάρχουν διαφορετικές εκφράσεις της απόδοσης. Οι σημαντικότερες από αυτές είναι: η απόδοση φωτοκορυφής και η ολική απόδοση. Αφού περιγραφούν εκτενώς αυτά τα μεγέθη θα γίνει μια σύντομη αναφορά και στην εσωτερική και σχετική απόδοση ανιχνευτή γερμανίου.

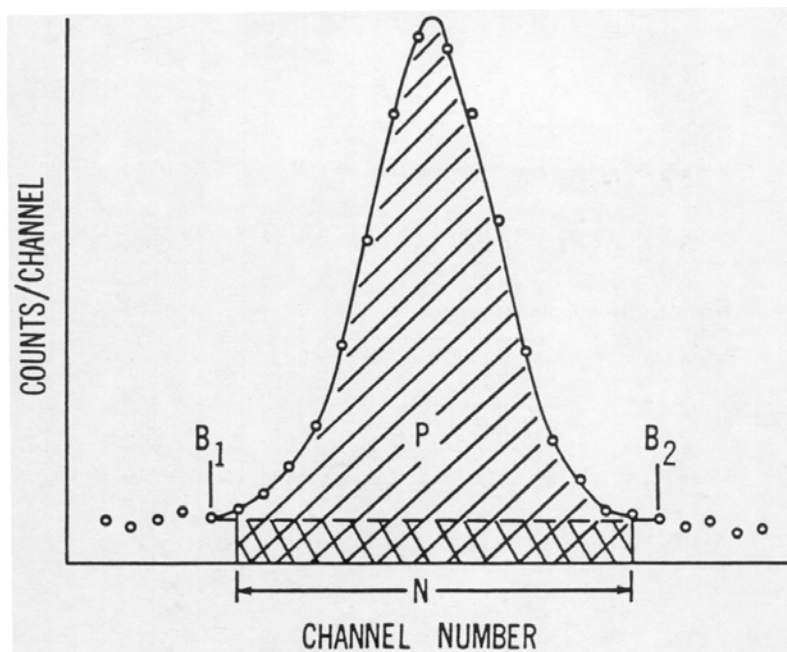
2.3.2.1 Απόδοση φωτοκορυφής

Η απόδοση φωτοκορυφής ή απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής (full energy peak efficiency) ορίζεται ως ο λόγος του πλήθους των φωτονίων τα οποία ανιχνεύονται έχοντας αποθέσει όλη τους την αρχική ενέργεια στο κρύσταλλο, προς τα συνολικά φωτόνια της ενέργειας αυτής που εκπέμπονται από την πηγή. Πρακτικά, αυτό το μέγεθος εκφράζει την ικανότητα ενός ανιχνευτή να ανιχνεύει πλήρως την ενέργεια ενός φωτονίου. Τα φωτόνια των οποίων η ενέργεια ανιχνεύεται πλήρως, καταγράφονται στο ενεργειακό φάσμα (σχήμα 2.4) δημιουργώντας έτσι τις φωτοκορυφές ή "αιχμές" πλήρους απορρόφησης. Στο σχήμα 2.5 παρουσιάζεται μια φωτοκορυφή. Το γραμμοσκιασμένο τμήμα είναι το εμβαδόν (επιφάνεια) της φωτοκορυφής ενώ τα σημεία B1, B2 είναι τα όρια της φωτοκορυφής. Γίνεται εμφανές ότι η φωτοκορυφή έχει μορφή κανονικής κατανομής. Επιπλέον, διακρίνεται και το συνεχές υπόστρωμα το οποίο πρέπει να αφαιρείται κατάλληλα προκειμένου να εκτιμάται σωστά η επιφάνεια της φωτοκορυφής. Η επιφάνεια της φωτοκορυφής (area) αντιστοιχεί λοιπόν στο πλήθος των πλήρως ανιχνευόμενων φωτονίων ή αλλιώς των "κρούσεων". Επομένως, ο λόγος της επιφάνειας της φωτοκορυφής προς πλήθος των φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή εκφράζει την απόδοση αιχμής. Το μέγεθος αυτό επιτρέπει τον ποσοτικό προσδιορισμό ενός ραδιενεργού ισότοπου που

ανιχνεύεται κατά την ανάλυση ενός δείγματος, από την ανάλυση του ενεργειακού φάσματος των ακτινών- γ που αυτό εκπέμπει.



Σχήμα 2.4: Ενεργειακό φάσμα πολυενεργειακής πηγής φυσικής ραδιενέργειας από ανιχνευτή HPGe.



Σχήμα 2.5: Σχηματική απεικόνιση φωτοκορυφής

2.3.2.2 Ολική απόδοση

Η ολική απόδοση ορίζεται ως ο λόγος του συνολικού αριθμού κρούσεων που παράγει ο ανιχνευτής, από φωτόνια συγκεκριμένης αρχικής ενέργειας, προς το πλήθος των εκπεμπόμενων φωτονίων της ενέργειας αυτής από την πηγή. Αναλυτικότερα το μέγεθος αυτό εκφράζει την ικανότητα μίας ανιχνευτικής διάταξης να ανιχνεύσει έστω και ένα κλάσμα της αρχικής ενέργειας ενός φωτονίου που προσπίπτει σε αυτόν, π.χ. λόγω σκέδασης Compton με τον ανιχνευτή, όταν ένα φωτόνιο πριν αλληλεπιδράσει με τον ανιχνευτή έχει υποστεί σκέδαση Compton στη θωράκιση ή στην πηγή. Σε αυτές τις περιπτώσεις η ενέργεια που εναποτίθεται στον ανιχνευτή είναι προφανώς μικρότερη της ενέργειας εκπομπής των ακτινών-γ, επομένως το φωτόνιο θα καταγραφεί μεν στο ενεργειακό φάσμα που συλλέγει ο ανιχνευτής, αλλά ως φωτόνιο με ενέργεια ίση με την ενέργεια την οποία απόθεσε στον ανιχνευτή. Ως εκ τούτου γίνεται σαφές ότι είναι απαραίτητη η κατάλληλη επιλογή υλικού με υψηλό ατομικό αριθμό Z για την κατασκευή ανιχνευτών προκειμένου να υπερτερεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο έναντι των σκεδάσεων Compton στις αλληλεπιδράσεις ακτινών-γ. Όπως γίνεται αντιληπτό για δεδομένη ενέργεια φωτονίου, γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή και ανιχνευτική διάταξη, η απόδοση φωτοκορυφής είναι πάντα μικρότερη της ολικής απόδοσης. Ο πειραματικός προσδιορισμός της ολικής απόδοσης ενός ανιχνευτή, για μια συγκεκριμένη ενέργεια, είναι μια δύσκολη διαδικασία ιδιαίτερα στην περίπτωση που πρέπει να χρησιμοποιηθεί πολυενεργειακή πηγή, δηλαδή πηγή η οποία εκπέμπει σε περισσότερες από μια ενέργειες. Η ολική απόδοση ανιχνευτικής διάταξης δε χρησιμοποιείται άμεσα στον ποσοτικό προσδιορισμό της ραδιενέργειας ενός δείγματος, χρησιμοποιείται όμως έμμεσα για τον υπολογισμό συντελεστών διόρθωσης ως προς το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, όπως θα αναλυθεί σε επόμενη παράγραφο της ΔΕ.

2.3.2.3 Άλλα μεγέθη που εκφράζουν την απόδοση

Σχετική απόδοση ονομάζεται η απόδοση φωτοκορυφής ενός ανιχνευτή σε σχέση με κάποιον άλλο, ο οποίος χρησιμοποιείται ως αναφορά. Ως αναφορά χρησιμοποιείται ανιχνευτής ιωδιούχου νατρίου NaI(Tl) διαστάσεων $3'' \times 3''$. Όσον αφορά στην ενέργεια των φωτονίων και τη γεωμετρία ανίχνευσης, χρησιμοποιούνται τα φωτόνια ενέργειας 1.33 MeV πηγής ^{60}Co τοποθετημένης σε απόσταση 25 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή. Προφανώς η σχετική απόδοση μπορεί να πάρει τιμές υψηλότερες της μονάδας.

Ως *Εσωτερική απόδοση* ορίζεται ο λόγος του πλήθους των φωτονίων που καταγράφει ο ανιχνευτής προς τον αριθμό των προσπιπτόντων σε αυτόν φωτονίων τα οποία δεν έχουν υποστεί προηγουμένως σκέδαση. Διαφέρει σαφώς από την ολική απόδοση καθώς ο αριθμός των φωτονίων που φτάνουν στον ανιχνευτή είναι διαφορετικός από αυτόν που εκπέμπει η πηγή.

Πέραν των δύο αποδόσεων που αναφέρθηκαν, ορίζεται επίσης: ο λόγος της απόδοσης φωτοκορυφής προς την ολική απόδοση (*peak-to-total-ratio*) καθώς και ο λόγος της ολικής προς την απόδοση φωτοκορυφής (*total-to-peak-ratio*). Τα μεγέθη που συσχετίζουν τις δύο αποδόσεις χρησιμοποιούνται κυρίως σε περιπτώσεις όπου ο υπολογισμός των αποδόσεων ανεξάρτητα είναι εξαιρετικά πολύπλοκος ή αδύνατος, όπως θα αναφερθεί και στη συνέχεια.

2.3.3 Η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής

Η βαθμονόμηση απόδοσης φωτοκορυφής είναι η διαδικασία υπολογισμού της συσχέτισης της απόδοσης του ανιχνευτή και της ενέργειας εκπομπής των φωτονίων. Η βαθμονόμηση απόδοσης γίνεται πειραματικά και υπολογιστικά όπως έχει αναφερθεί ήδη. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η απόδοση ενός ανιχνευτή εξαρτάται, πέρα από την ενέργεια των φωτονίων, από τη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, από το προς ανάλυση δείγμα και την ανιχνευτική διάταξη, η απόδοση (*eff*) μπορεί τελικά να προσδιορισθεί εν γένει ως γινόμενο τριών παραγόντων:

$$eff = f_g \cdot f_s \cdot f_d \quad (2.1)$$

όπου:

f_g , Παράγοντας γεωμετρίας πηγής-ανιχνευτή, ο οποίος εκφράζει τη στερεά γωνία Ω , η οποία προσδιορίζεται από τη σχετική θέση δείγματος-ανιχνευτή και αντιστοιχεί στο ποσοστό των εκπεμπόμενων φωτονίων που κατευθύνονται προς τον ανιχνευτή.

f_s , Παράγοντας δείγματος ο οποίος εκφράζει την αυτοαπορρόφηση των φωτονίων μέσα στο δείγμα. Έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι για τον προσδιορισμό του, πειραματικές (Chouak A., 1978), ημιεμπειρικές (Coles D.G. et al., 1976), αναλυτικές (Sima O., 1992), αριθμητικές (Debertin K. and Helmer R.G., 1988), μέσω

προσομοίωσης Monte Carlo (Sima O., 1996), (Sima O. and Arnold D., 1996), (Haase G. et al., 1993) ενώ στο ΕΠΤ-ΕΜΠ έχει αναπτυχθεί και χρησιμοποιείται πειραματική-υπολογιστική μέθοδος (Anagnostakis M.J. and Simopoulos S.E., 1995).

f_d , Παράγοντας ανιχνευτή ο οποίος εκφράζει την εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή, δηλαδή την πιθανότητα τα φωτόνια που φτάνουν στον ανιχνευτή να εναποθέσουν όλη την ενέργεια τους σε αυτόν. Εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων προς εξέταση, τα ηλεκτρόνια της ανιχνευτικής διάταξης και τη μορφή του ανιχνευτή.

Η χρήση είτε της υπολογιστικής μεθόδου βαθμονόμησης, είτε της πειραματικής, καταλήγει στον προσδιορισμό μιας σχέσης, που συνδέει την απόδοση, φωτοκορυφής (eff), με την ενέργεια (E) των φωτονίων για συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή. Η σχέση αυτή, η οποία προκύπτει με προσαρμογή κατάλληλης συνάρτησης ανάδρομης $eff = f(E)$ στα ζεύγη πειραματικών σημείων (E, eff) αποτελεί τη συνάρτηση βαθμονόμησης απόδοσης για τη συγκεκριμένη γεωμετρία. Στο σχήμα 2.6 παρουσιάζεται μια τυπική καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής ανιχνευτή γερμανίου στην ενεργειακή περιοχή 0-2000 keV.

Στη βιβλιογραφία προτείνονται διάφορες μορφές συναρτήσεων αναδρομής, εμπειρικές ή ημιεμπειρικές, γραμμικές ή πολυωνυμικές, που εξαρτώνται από το είδος του ανιχνευτή και την ενεργειακή περιοχή βαθμονόμησης (Debertin K.M. and Helmer R.G., 1988), (Gilmore G. and Hemingway J., 1995), (Aksoy A. et al., 1993), (Sanchez-Reyes A.F. et al., 1987), (Tsoulfanides N., 1983), (Nix D.W et al., 1979). Πάντως είναι κοινός τόπος στη βιβλιογραφία να συσχετίζονται οι λογάριθμοι των μεγεθών, δηλαδή να χρησιμοποιούνται συναρτήσεις της μορφής $\ln(eff)=f(\ln(E))$. Σύμφωνα με δημοσιεύσεις στις οποίες συγκρίνονται διάφορες μορφές συναρτήσεων αναδρομής (Owens A., 1989), (Kis Z. et al., 1998) προκύπτει ότι, η χρήση γραμμικών συναρτήσεων για τον προσδιορισμό της σχέσης $\ln(eff)= f(\ln(E))$ είναι κατάλληλη μόνο ένα μικρό μέρος της ενεργειακής περιοχής και θα πρέπει να αποφεύγεται. Αντίθετα, η χρήση πολυωνυμικών συναρτήσεων – κυρίως 2^{ου} βαθμού – εξασφαλίζει πολύ ικανοποιητική προσαρμογή στα σημεία ($\ln(E), \ln(eff)$).

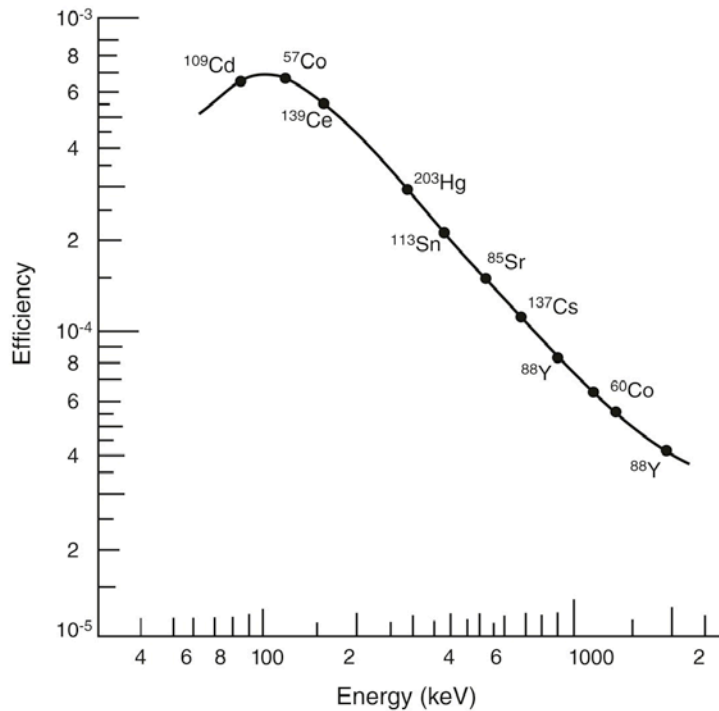
Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για τη βαθμονόμηση των ανιχνευτικών διατάξεων χρησιμοποιείται τόσο η πειραματική μέθοδος, όσο και η υπολογιστική μέθοδος, μέσω

προσομοίωσης Monte-Carlo. Η σχέση που χρησιμοποιείται για τη βαθμονόμηση απόδοσης για όλες τις γεωμετρίες και ανιχνευτικές διατάξεις είναι πολυώνυμο δευτέρου βαθμού της μορφής:

$$\ln(\text{eff}) = a_0 + a_1 \cdot \ln(E) + a_2 \cdot (\ln(E))^2 \quad (2.2)$$

όπου οι συντελεστές $a(i)$ εκτιμούνται με εφαρμογή της μεθόδου ελαχίστων τετραγώνων (Montgomery D.C. and Runger G.C., 2003). Συνήθως απαιτείται η διαίρεση της ενεργειακής περιοχής σε υποπεριοχές, σε καθεμία από τις οποίες προσδιορίζεται ανεξάρτητη καμπύλη βαθμονόμησης της μορφής (2.2). Αυτό κρίνεται απαραίτητο προκειμένου να επιτυγχάνεται καλύτερη προσαρμογή των συναρτήσεων βαθμονόμησης στα σημεία $(\ln(E), \ln(\text{eff}))$. Η ενεργειακή περιοχή λειτουργίας που επιλέγεται συνήθως για τις ανιχνευτικές διατάξεις του ΕΠΤ-ΕΜΠ και η οποία χρησιμοποιείται και στη συγκεκριμένη εργασία (0-2000 keV) διαιρείται σε δύο υποπεριοχές, την περιοχή χαμηλών και μέσων ενεργειών και την περιοχή υψηλών ενεργειών. Με σκοπό την καλύτερη προσαρμογή, σε όρους συντελεστή συσχέτισης (R) και μέσης τετραγωνικής απόκλισης (RMS) στις δύο ενεργειακές περιοχές επιλέγεται κατάλληλα το όριο μεταξύ των δύο περιοχών για κάθε γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή. Συνήθως, ως όριο μεταξύ των δύο περιοχών επιλέγεται η ενέργεια των 279.2 keV στην οποία εκπέμπει ακτίνες- γ το $^{203}\text{Hg}^4$ καθώς στο σημείο αυτό υπάρχει έντονη αλλαγή στην καμπυλότητα της συνάρτησης βαθμονόμησης, όπως φαίνεται από το σχήμα 2.6.

⁴ Το ισότοπο αυτό περιέχεται στις πρότυπες πηγές βαθμονόμησης που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ.



Σχήμα 2.6: Σχηματική απεικόνιση καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης ανιχνευτή HPGe (Canberra manual)

2.3.4 Πειραματικός προσδιορισμός της συνάρτησης βαθμονόμησης απόδοσης

Ο πειραματικός προσδιορισμός της συνάρτησης βαθμονόμησης απόδοσης, για μια ορισμένη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, στηρίζεται στη χρήση κατάλληλων πιστοποιημένων πηγών γνωστής ραδιενέργειας (Certified Reference Sources). Αρχικά, απαιτείται η προετοιμασία εργαστηριακών πρότυπων πηγών κατάλληλης γεωμετρίας, με τη χρήση των εν λόγω πιστοποιημένων πηγών. Προτείνεται οι πρότυπες πηγές να εκπέμπουν φωτόνια που να καλύπτουν όσο γίνεται πληρέστερα την ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος. Προκειμένου επιτευχθεί βαθμονόμηση για μία γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, η πρότυπη πηγή τοποθετείται στην ίδια θέση επί του ανιχνευτή στην οποία θα τοποθετηθεί το προς ανάλυση δείγμα. Η συλλογή του φάσματος πρέπει να γίνει για επαρκές χρονικό διάστημα προκειμένου να επιτευχθεί ικανοποιητική στατιστική (π.χ. αβεβαιότητα μικρότερη του 1%).

2.3.4.1 Προσδιορισμός της απόδοσης φωτοκορυφής

Η απόδοση φωτοκορυφής (peak efficiency), για τις ενέργειες που ενδιαφέρουν γίνεται από τον τύπο:

$$eff_{peak} = \frac{cps}{gps} \quad (2.3)$$

όπου:

eff_{peak} : η απόδοση αιχμής για τη συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων,

cps : οι κρούσεις των φωτονίων της συγκεκριμένης ενέργειας που εναποθέτουν όλη την ενέργεια τους στον ανιχνευτή στη μονάδα του χρόνου και καταγράφονται (counts per second),

gps : τα φωτόνια της συγκεκριμένης ενέργειας που εκπέμπονται από την πηγή στη μονάδα του χρόνου (gammas per second).

Όπως αναφέρθηκε ήδη, οι ανιχνευόμενες κρούσεις καταγράφονται στην φωτοκορυφή της αντίστοιχης ενέργειας και διαμορφώνουν την επιφάνεια της. Με δεδομένο λοιπόν ότι το σύνολο των κρούσεων των φωτονίων μιας ενέργειας αποτελεί το εμβαδόν της φωτοκορυφής ο ρυθμός των ανιχνευόμενων κρούσεων προκύπτει ως

$$cps = \frac{N}{t} \quad (2.4)$$

όπου:

N : η καθαρή επιφάνεια της φωτοκορυφής, δηλαδή το εμβαδόν της αφού έχει αφαιρεθεί το υπόστρωμα (Net Area),

t : ο πραγματικός χρόνος συλλογής του ενεργειακού φάσματος σε sec.

Ο ρυθμός των εκπεμπόμενων από την πηγή ακτινών-γ, ο οποίος εξαρτάται από την ενεργότητα του ραδιοϊσοτόπου που εκπέμπει τα φωτόνια. Ως ενεργότητα, ή αλλιώς η ραδιενέργεια, ορίζεται ο ρυθμός οι διασπάσεως των πυρήνων του ραδιοϊσοτόπου. Ο ρυθμός εκπομπής φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας προκύπτει ως το γινόμενο της ενεργότητας και του αντίστοιχου ποσοστού εκπομπής των φωτονίων από τη σχέση:

$$gps = A \cdot y_i \quad (2.5)$$

όπου:

A: η ενεργότητα (Activity) του ραδιοϊσοτόπου ενδιαφέροντος της πηγής σε Bq,

y_i : το ποσοστό εκπομπής των φωτονίων της υπόψη ενέργειας (yield), που εκφράζει το πλήθος των ακτινών- γ της εν λόγω ενέργειας που εκπέμπονται ανά διάσπαση πυρήνα.

Με το συνδυασμό των σχέσεων 2.2 έως 2.4 προκύπτει ο τελικός τύπος που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της απόδοσης αιχμής

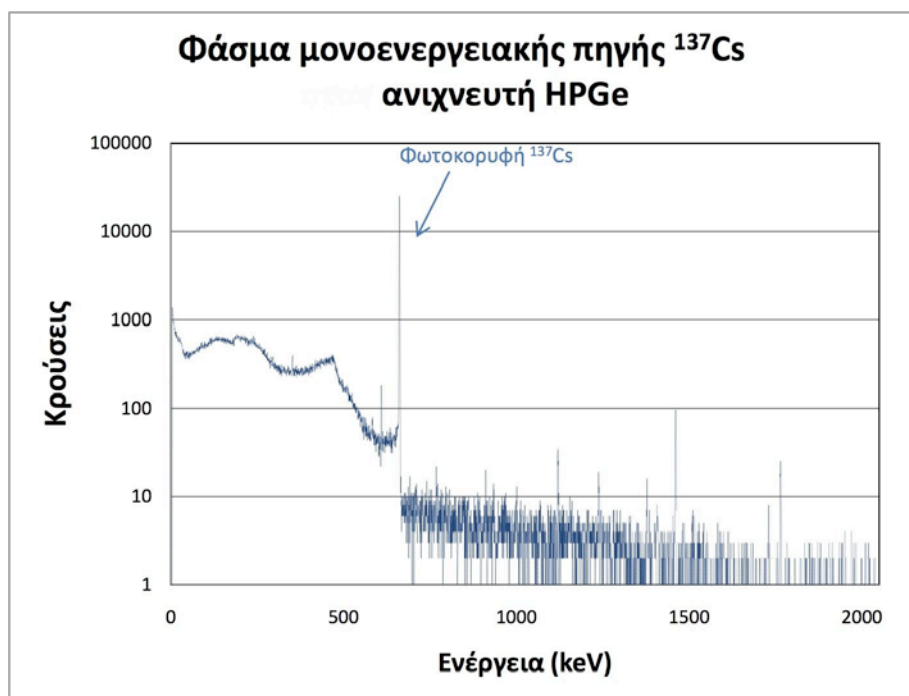
$$eff = \frac{N}{t \cdot A \cdot y_i} \quad (2.6)$$

Κατά τον υπολογισμό της απόδοσης για μία ορισμένη ενέργεια, με δεδομένη την ενεργότητα της πιστοποιημένης πηγής που χρησιμοποιείται και το ποσοστό εκπομπής φωτονίων της ενέργειας αυτής, αρκεί ο υπολογισμός της επιφάνειας φωτοκορυφής και του πραγματικού χρόνου μέτρησης, τα οποία τα παρέχονται από το πρόγραμμα επεξεργασίας του φάσματος της πηγής – στην προκειμένη περίπτωση ο κώδικας SPUNAL.

2.3.4.2 Ολική απόδοση

Η ολική απόδοση δεν μπορεί να προσδιοριστεί εύκολα πειραματικά. Δεδομένου ότι τα φωτόνια που αποθέτουν ένα μέρος μόνο της ενέργειας τους στον ανιχνευτή καταγράφονται σε τυχαίες θέσεις στο ενεργειακό φάσμα, ο υπολογισμός των συνολικών κρούσεων των ακτινών- γ μίας ενέργειας είναι πολύ δύσκολος έως και ανέφικτος, ειδικά στην περίπτωση που η πηγή που χρησιμοποιείται εκπέμπει ακτίνες- γ σε περισσότερες από μία ενέργειες και ακτίνες-X. Στην περίπτωση μονοενεργειακής πηγής φωτονίων η διαδικασία είναι απλούστερη, καθώς μπορεί προσεγγιστικά να θεωρηθεί ότι όλο το ενεργειακό φάσμα που συλλέγει ο ανιχνευτής οφείλεται στα φωτόνια της μοναδικής ενέργειας εκπομπής της πηγής. Σε αυτή την περίπτωση για τον υπολογισμό της ολικής απόδοσης, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η σχέση (2.6), όπου αντί για την επιφάνεια φωτοκορυφής χρησιμοποιείται η συνολική επιφάνεια του φάσματος. Όπως γίνεται αντιληπτό για να είναι ακριβής ο υπολογισμός πρέπει να αφαιρεθεί από

το ενεργειακό φάσμα το συνεχές υπόστρωμα της ανιχνευτικής διάταξης. Για τον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ, καθώς δεν διαθέτει κατάλληλο παράθυρο που να επιτρέπει την ανίχνευση ακτινών-Χ χαμηλών ενεργειών, μπορεί να αγνοείται σε πρώτη προσέγγιση η συνεισφορά των ακτινών-Χ στο ενεργειακό φάσμα, γεγονός που διευκολύνει τους υπολογισμούς. Στο σχήμα 2.7 παρατίθεται φάσμα μονοενεργειακής πηγής ^{137}Cs , που έχει ληφθεί με τον ανιχνευτή HPGe. Επισημαίνεται ότι από το φάσμα δεν έχει αφαιρεθεί το συνεχές υπόστρωμα.



Σχήμα 2.7: Φάσμα μονοενεργειακής πηγής Cs137

2.3.4.3 Οι λόγοι peak-to-total και total-to-peak

Όπως αναφέρθηκε ήδη, πολύ συχνά, αντί για τον ανεξάρτητο υπολογισμό της απόδοσης φωτοκορυφής και της ολικής απόδοσης, εκτιμάται ο λόγος peak-to-total (ptt) ή ο αντίστροφος λόγος total-to-peak (ttp). Από τους ορισμούς των μεγεθών, που δόθηκαν στην παράγραφο 2.3.2.3, προκύπτουν οι ακόλουθες σχέσεις

$$ptt = \frac{eff_{peak}}{eff_{total}} \quad (2.7\alpha)$$

και

$$ttp = \frac{eff_{total}}{eff_{peak}} \quad (2.7\beta)$$

όπου:

eff_{peak} : η απόδοση φωτοκορυφής της ενέργειας εκπομπής,

eff_{total} : η ολική απόδοση για την ίδια ενέργεια.

Από τις σχέσεις (2.7α,β) και τη σχέση (2.6) γίνεται αντιληπτό ότι οι παραπάνω λόγοι είναι ανεξάρτητοι από το ποσοστό εκπομπής y_i , την ενεργότητα της πηγής A και από το χρόνο συλλογής φάσματος t . Επομένως οι σχέσεις (2.7α,β) μπορούν να απλοποιηθούν στους αντίστοιχους λόγους επιφανειών:

$$ptt = \frac{Area_{peak}}{Area_{total}} \quad (2.8\alpha) \quad \text{και} \quad ttp = \frac{Area_{total}}{Area_{peak}} \quad (2.8\beta)$$

όπου:

$Area_{peak}$: η επιφάνεια της φωτοκορυφής από την οποία έχει αφαιρεθεί το υπόστρωμα,

$Area_{total}$: η συνολική επιφάνεια του φάσματος από την οποία έχει αφαιρεθεί το συνεχές υπόστρωμα.

Είναι προφανές ότι οι σχέσεις (2.8α,β) μπορούν να εφαρμοσθούν μόνο στην περίπτωση μονοενεργειακής πηγής, όπου η επιφάνεια του ενεργειακού φάσματος δημιουργείται μόνο από τα φωτόνια της ενέργειας ενδιαφέροντος. Αντίθετα, οι σχέσεις (2.7α,β) εφαρμόζονται και στην περίπτωση πολυενεργειακών πηγών, είτε όταν οι αποδόσεις είναι γνωστές, είτε αν είναι γνωστός ο λόγος των αποδόσεων και η απόδοση φωτοκορυφής. Στην περίπτωση αυτή μπορούν να οδηγήσουν στον υπολογισμό της ολικής απόδοσης.

2.3.4.4 Συνεχές υπόστρωμα κατά τον υπολογισμό της ολικής απόδοσης

Στην παράγραφο αυτή θα γίνει μια σύντομη αναφορά στο συνεχές υπόστρωμα⁵ (background) μίας ανιχνευτικής διάταξης, προκειμένου να αποσαφηνιστεί ο ρόλος του στον πειραματικό προσδιορισμό της καμπύλης βαθμονόμησης. Το υπόστρωμα ορίζεται ως ο αριθμός των φωτονίων που κατά τη διάρκεια μιας μέτρησης ανιχνεύονται και

⁵ Το υπόστρωμα των ανιχνευτικών διατάξεων γερμανίου εξετάζεται με λεπτομέρεια στο 5^ο Κεφάλαιο της ΔΕ

καταγράφονται στο φάσμα, χωρίς να προέρχονται από την υπό μελέτη πηγή. Η ακτινοβολία υποστρώματος ή ακτινοβολία υποβάθρου οφείλεται σε πολλούς παράγοντες όπως π.χ. στην κοσμική ακτινοβολία και συνεισφέρει και αυτή στο συνολικό αριθμό κρούσεων. Δεδομένου λοιπόν ότι στους υπολογισμούς πρέπει να χρησιμοποιείται μόνον ο αριθμός των κρούσεων που οφείλονται στην πηγή, απαιτείται κατάλληλη διόρθωση στο συλλεγόμενο φάσμα, το οποίο αποτελεί το άθροισμα των κρούσεων πηγής και υποστρώματος. Μετρώντας το συνεχές υπόστρωμα ενός ανιχνευτή για το ίδιο χρονικό διάστημα με το φάσμα βαθμονόμησης, είναι εφικτό στη συνέχεια να υπολογισθεί η καθαρή συνολική επιφάνεια του φάσματος που οφείλεται στην πηγή από τη σχέση:

$$NetArea = Counts_{spectrum} - Counts_{background} \quad (2.9)$$

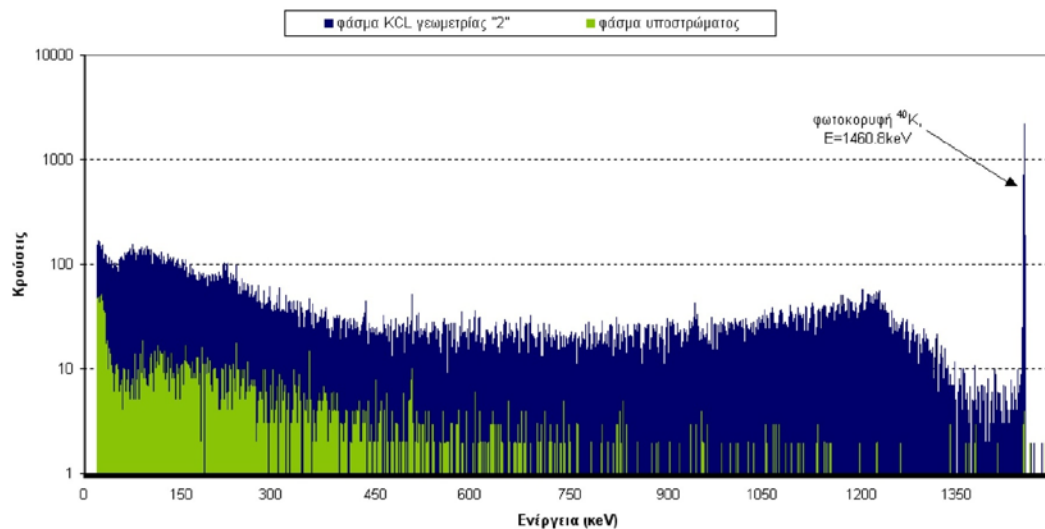
όπου:

Netarea: ο αριθμός των κρούσεων που οφείλονται μόνο στην πηγή,

Counts_{spectrum}: ο συνολικός αριθμός κρούσεων που καταγράφεται στο φάσμα,

Counts_{background}: ο αριθμός κρούσεων που καταγράφονται στο φάσμα του υποβάθρου.

Στο σχήμα 2.8 που ακολουθεί παρουσιάζεται το φάσμα μονοενεργειακής πηγής KCl από ανιχνευτή HPGe, καθώς και το φάσμα υποστρώματος ίδιας διάρκειας, του ίδιου ανιχνευτή προκειμένου να γίνει εμφανής η επίδραση του υποβάθρου στις μετρήσεις των ανιχνευτικών διατάξεων. Στο σχήμα καταγράφεται και η φωτοκορυφή του ⁴⁰K. Όπως γίνεται αντιληπτό, το συνεχές υπόστρωμα επηρεάζει κυρίως τις χαμηλές ενέργειες. Κρίνεται λοιπόν απαραίτητο να λαμβάνεται υπόψη στον υπολογισμό της απόδοσης αιχμής και της ολικής απόδοσης. Σημειώνεται ότι το φάσμα υποβάθρου είναι διαφορετικό για κάθε ανιχνευτή, όμως σε παρεμφερείς ανιχνευτικές με παρόμοιες θωρακίσεις που λειτουργούν στην ίδια ενεργειακή περιοχή, τα φάσματα δεν παρουσιάζουν πολύ μεγάλες διαφορές.



Σχήμα 2.8: Πειραματικό φάσμα πηγής KCl και φάσμα υποστρώματος ανιχνευτή HPGe.
(ΔΕ Βασιλοπούλου)

2.3.4.5 Υπολογισμός αβεβαιοτήτων

Η διαφορά μεταξύ της τιμής ενός μεγέθους που προέκυψε από μέτρηση από την πραγματική του συχνά ορίζεται ως σφάλμα. Καθώς η αληθινή αυτή τιμή δεν είναι σχεδόν ποτέ γνωστή, είναι δυνατή η εκτίμηση και όχι ο υπολογισμός του σφάλματος, η οποία μπορεί να γίνεται με βάση ορισμένες υποθέσεις. Το σφάλμα μίας τιμής ή αβεβαιότητα⁶ (uncertainty) όπως έχει επικρατήσει να ονομάζεται πλέον σήμερα επιτρέπει την αξιολόγηση της τιμής. Η εκτίμηση της αβεβαιότητας παίζει σημαντικό ρόλο, όχι μόνο στην ποιοτική εκτίμηση των αποτελεσμάτων μίας μέτρησης, αλλά και στην στατιστική σύγκριση μεταξύ δύο τιμών. Η αβεβαιότητα είναι αυτή που θα καθορίσει, μέσω διάφορων στατιστικών τεστ, αν δύο τιμές είναι διαφέρουν ή όχι στατιστικά. Γίνεται σαφές λοιπόν ότι κατά τον προσδιορισμό ενός μεγέθους απαραίτητη είναι και η εκτίμηση της αβεβαιότητας του, προκειμένου αυτό το μέγεθος να είναι χρηστικό.

Οι βασικότερες μορφές έκφρασης της αβεβαιότητας ενός μεγέθους x και αυτές που χρησιμοποιούνται στην παρούσα ΔΕ, είναι

⁶ Στη συνέχεια της ΔΕ θα χρησιμοποιείται ο όρος «αβεβαιότητα» αντί του όρου «σφάλμα».

- η απόλυτη αβεβαιότητα, $\delta(x)$, που εκφράζεται στις μονάδες του μεγέθους x
- η σχετική αβεβαιότητα, η οποία είναι καθαρός αριθμός:

$$\sigma(x) = \frac{\delta(x)}{x} \quad (2.10),$$

- η % σχετική αβεβαιότητα, η οποία εκφράζεται ως ποσοστό (%):

$$\sigma(x)\% = \sigma(x) \cdot 100 = \frac{\delta(x)}{x} \cdot 100 \quad (2.11)$$

Για την έκφραση της αβεβαιότητας πρέπει να λαμβάνεται υπόψη και το αντίστοιχο επίπεδο εμπιστοσύνης. Έτσι, η αβεβαιότητα σε ένα επίπεδο εμπιστοσύνης προκύπτει ως το γινόμενο της αβεβαιότητας σε επίπεδο $1 \cdot \sigma(x)$ (standards uncertainty) που αντιστοιχεί σε επίπεδο εμπιστοσύνης 68%, επί έναν συντελεστή α (coverage factor). Για παράδειγμα, η αβεβαιότητα στο μέγιστο επίπεδο εμπιστοσύνης 99.7% (expanded uncertainty) προκύπτει ως $3 \cdot \sigma(x)$. Στη συνέχεια της ΔΕ όλες οι αβεβαιότητες αναφέρονται σε επίπεδο $1 \cdot \sigma(x)$. Επισημαίνεται ότι το πρόγραμμα γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης SPUNAL που χρησιμοποιείται δίνει την αβεβαιότητα στην επιφάνεια μίας φωτοκορυφής σε επίπεδο εμπιστοσύνης 90% που αντιστοιχεί σε $1.65 \cdot \sigma(x)$. Η αναγωγή στην περίπτωση αυτή γίνεται ως εξής:

$$\sigma(x)_{68\%} = \frac{\sigma(x)_{90\%}}{1.65} \quad (2.12)$$

Συχνά είναι απαραίτητος ο υπολογισμός της αβεβαιότητας ενός μεγέθους το οποίο εξαρτάται από περισσότερες της μίας μεταβλητές, καθεμία από τις οποίες έχει τη δική της αβεβαιότητα, όπως για παράδειγμα η απόδοση. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, η σχετική αβεβαιότητα της απόδοσης είναι η τετραγωνική ρίζα του αθροίσματος των τετραγώνων των σχετικών αβεβαιοτήτων των εμπλεκόμενων μεταβλητών. Από τα μεγέθη που εμπλέκονται στον υπολογισμό της απόδοσης, αυτά τα οποία συνοδεύονται από αβεβαιότητα είναι η επιφάνεια της φωτοκορυφής (N) και η ραδιενέργεια της πηγής (A). Έτσι σύμφωνα με τον τύπο (2.6) προκύπτει:

$$\sigma(\text{eff}) = \sqrt{(\sigma(N))^2 + (\sigma(A))^2} \quad (2.13)$$

Προφανώς στη συνέχεια μπορεί να υπολογιστεί και η απόλυτη αβεβαιότητα.

Στην περίπτωση των μεγεθών ptt και ttp ισχύει ομοίως:

$$\sigma(pit) = \sqrt{(\sigma(eff_{peak}))^2 + (\sigma(eff_{total}))^2} \quad (2.14)$$

2.3.4.6 Στατιστικός έλεγχος με U-test

Ο πιο συνηθισμένος και ένας από τους πιο ασφαλείς τρόπους για να συγκριθούν δύο τιμές κατά πόσον θεωρούνται στατιστικά ίσες είναι το U-test. Πρόκειται για ένα δίπλευρο στατιστικό τεστ που στηρίζεται στην τιμή της μεταβλητής U - εξ' ου και το όνομα του. Έστω δύο τιμές των οποίων είναι γνωστές οι απόλυτες αβεβαιότητές τους ($x_1, \delta(x_1)$) και ($x_2, \delta(x_2)$). Ορίζεται η μηδενική και η εναλλακτική υπόθεση H_0 και H_1 .

$$H_0 : x_1 = x_2$$

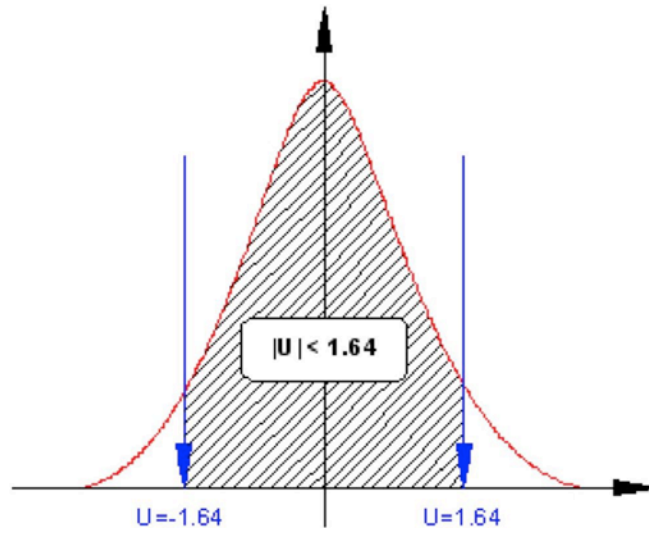
$$H_1 : x_1 \neq x_2$$

Στη συνέχεια ορίζεται η μεταβλητή U η οποία ακολουθεί την κανονική κατανομή:

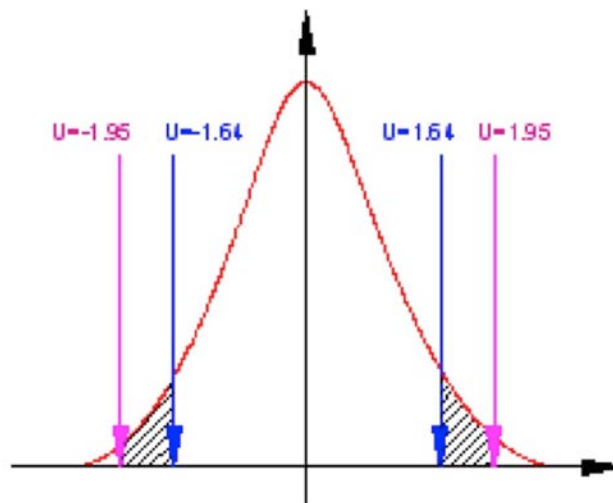
$$U = \frac{x_1 - x_2}{\sqrt{(\delta(x_1))^2 + (\delta(x_2))^2}} \quad (2.15)$$

Σύμφωνα με το U-test:

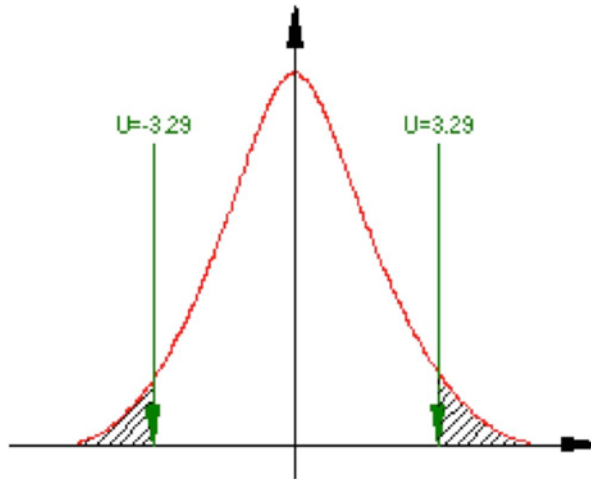
- για $|U| \leq 1.64$ οι δύο τιμές δε διαφέρουν στατιστικά σημαντικά άρα θεωρούνται ίσες, οπότε ισχύει η μηδενική υπόθεση, (σχήμα 2.9)
- αν $1.64 < |U| \leq 1.95$ οι δύο τιμές δε διαφέρουν σημαντικά από την τιμή αναφοράς, (σχήμα 2.10),
- αν $1.95 < |U| \leq 2.58$ δεν είναι σαφές αν οι δύο τιμές διαφέρουν στατιστικά σημαντικά,
- αν $2.58 < |U| \leq 3.29$ οι δύο τιμές πιθανώς διαφέρουν σημαντικά,
- αν $|U| > 3.29$ οι δύο τιμές διαφέρουν στατιστικά σημαντικά και απορρίπτεται η μηδενική υπόθεση, (σχήμα 2.11).



Σχήμα 2.9: Περιοχή αποδοχής της υπόθεσης H_0 στο U-test (ΔΔ Καρφόπουλος Κ. Α., 2012)



Σχήμα 2.10: Περιοχή αβεβαιότητας στο U-test. Οι τιμές πιθανώς δε διαφέρουν σημαντικά (ΔΔ Καρφόπουλος Κ. Α., 2012)



Σχήμα 2.11: Περιοχή απόρριψης της υπόθεσης H_0 στο U -test (ΔΔ Καρφόπουλος Κ. Α., 2012)

Καθώς διατυπώσεις της μορφής «πιθανώς διαφέρουν» ή «δεν είναι σαφές αν διαφέρουν» είναι δυνατόν να δημιουργήσουν σύγχυση, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ το U -test χρησιμοποιείται με μικρές παραλλαγές. Συγκεκριμένα, τιμή $|U| \leq 1.96$ αποδεικνύει ότι, με βαθμό εμπιστοσύνης 95%, οι δύο τιμές δε διαφέρουν στατιστικά. Αντίθετα, τιμή του $|U| \geq 2.58$ υποδεικνύει στατιστική διαφορά μεταξύ των τιμών x_1 και x_2 . Για ενδιάμεσες τιμές της παραμέτρου $|U|$ δεν μπορούν να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα (περιοχή αβεβαιότητας).

2.3.5 Προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης με υπολογιστικές μεθόδους

2.3.5.1 Μέθοδος προσομοίωσης Monte Carlo

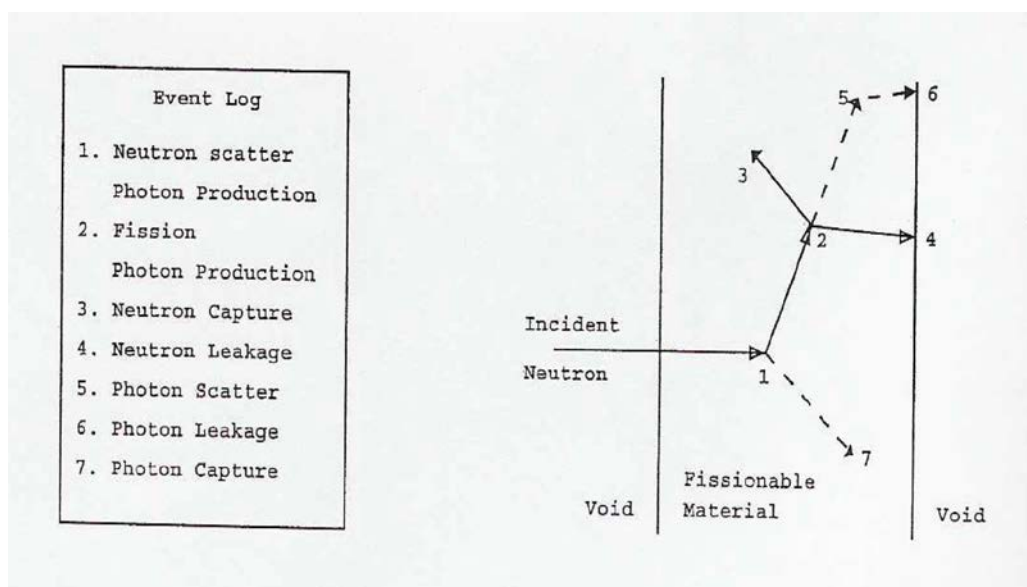
Ο όρος προσομοίωση «Monte Carlo» χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά τη δεκαετία του '40 από επιστήμονες που εργάζονταν πάνω στην κατασκευή πυρηνικών όπλων στο Los Alamos για να ορίσει μια κατηγορία αριθμητικών μεθόδων που βασίζεται στη χρήση τυχαίων αριθμών. Σήμερα, οι μέθοδοι Monte Carlo χρησιμοποιούνται ευρέως για την επίλυση πολύπλοκων φυσικών και μαθηματικών προβλημάτων (James F., 1980; Rubinstein R. Y., 1981; Kalos M. H. and Whitlock P. A., 1986), κυρίως αυτών που περιλαμβάνουν μεγάλο αριθμό ανεξάρτητων μεταβλητών των οποίων πιο συμβατικές αριθμητικές μέθοδοι θα απαιτούσαν τεράστια ποσά υπολογιστικής μνήμης και χρόνου για επιτύχουν την επίλυση.

Κατά την προσομοίωση Monte Carlo σε προβλήματα που αφορούν στην εκπομπή ακτινοβολίας, η «ιστορία» (μονοπάτι) ενός σωματιδίου ή ενός φωτονίου, δηλαδή η διάδοση του μέσα στην ύλη από τη στιγμή της εκπομπής του μέχρι το τέλος της πορείας του, θεωρείται μια τυχαία ακολουθία ελεύθερων διαδρομών οι οποίες καταλήγουν σε μία αλληλεπίδραση, όπου το προϊόν της εκπομπής αλλάζει την κατεύθυνση της κίνησης του, χάνει ενέργεια και ενίοτε παράγει ένα δευτερεύον προϊόν, σωματίδιο ή φωτόνιο. Το τέλος της ιστορίας ενός σωματιδίου ή φωτονίου αποτελεί μία τερματική κατάσταση η οποία ορίζεται με διάφορους τρόπους π.χ. διαφυγή του σωματιδίου από τα όρια του συστήματος που εξετάζουμε ή πλήρη απορρόφηση της ενέργειας του από αυτό.

Η προσομοίωση Monte Carlo των φαινομένων και των αλληλεπιδράσεων σε μία πειραματική διάταξη, όπως είναι ένας ανιχνευτής ακτινοβολίας, συντελείται από την αριθμητική παραγωγή τυχαίων ιστοριών. Προκειμένου να προσομοιωθούν οι συγκεκριμένες ιστορίες απαιτείται ένα μοντέλο αλληλεπιδράσεων, δηλαδή μία σειρά από διαφορικές ενεργές διατομές (differential cross sections, DCS) για τους διάφορους μηχανισμούς αλληλεπιδράσεων της ακτινοβολίας με τα υλικά που εμπλέκονται στο πρόβλημα. Αυτές οι ενεργές διατομές, υπό μορφή συναρτήσεων πυκνότητας πιθανότητας (probability distribution function, PDF) χρησιμοποιούνται για την περιγραφή της κίνησης και της αλληλεπίδρασης του σωματιδίου ή του φωτονίου στην ύλη, οι οποίες προσδιορίζονται από μία σειρά από ανεξάρτητες μεταβλητές. Οι μεταβλητές αυτές, όπως είναι η ελεύθερη διαδρομή μεταξύ διαδοχικών αντιδράσεων, ο τύπος της αντίδρασης που λαμβάνει χώρα σε κάθε περίπτωση, η απώλεια ενέργειας και οι γωνίες των σκεδάσεων των αλληλεπιδράσεων καθώς και η αρχική κατάσταση του δευτερεύοντος εκπεμπόμενου προϊόντος όταν υπάρχει αυτό, προσομοιώνονται διαδοχικά. Στο σχήμα 2.12 παρουσιάζεται η πορεία ενός σωματιδίου και συγκεκριμένα νετρονίου μέσα στην ύλη, ώστε να γίνουν κατανοητά τα διαδοχικά τμήματα της διαδρομής του (ιστορίας). Εφόσον οι συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας είναι γνωστές, οι τυχαίες ιστορίες μπορούν να παραχθούν χρησιμοποιώντας κατάλληλες μεθόδους στατιστικής δειγματοληψίας, οι οποίες πραγματοποιούνται με τη χρήση «τυχαίων αριθμών». Αυτή η διαδικασία μπορεί να θεωρηθεί αντίστοιχη με τη ρίψη ενός ζαριού σε ένα καζίνο, εξ' ου και η ονομασία "Monte Carlo". Αν ο αριθμός των ιστοριών που προσομοιώνονται είναι αρκετά μεγάλος, οι μέσες τιμές των φυσικών μεγεθών που

καταγράφονται με την ολοκλήρωση κάθε ιστορίας προσεγγίζουν τις αντίστοιχες πραγματικές τιμές με ικανοποιητική ακρίβεια.

Η μέθοδος Monte Carlo εξασφαλίζει πολύ ρεαλιστική αναπαράσταση της πορείας της ακτινοβολίας στην ύλη, σε βαθμό που να μπορεί να θεωρηθεί ως ένα θεωρητικό πείραμα. Το βασικό μειονέκτημα της μεθόδου Monte Carlo βρίσκεται στη φύση της τυχαιότητας της. Όλα τα αποτελέσματα που προκύπτουν επηρεάζονται από στατιστικές αβεβαιότητες, οι οποίες μπορούν να μειωθούν μόνο με την αύξηση του πληθυσμού της δειγματοληψίας, άρα και του υπολογιστικού χρόνου, κάτι που περιορίζεται τα τελευταία χρόνια με τη χρήση ταχύτατων υπολογιστικών συστημάτων. Κάτω από ειδικές συνθήκες οι στατιστικές αβεβαιότητες μπορούν να μειωθούν με τη χρήση τεχνικών Variance Reduction (Rubinstein, R. Y. 1981; Bielajew A. F., and Rogers D. W. O., 1986).



Σχήμα: 2.12 Σχηματική αναπαράσταση της διάδοσης ενός νετρονίου στην ύλη

Μεγάλο πλήθος κωδικών βασισμένων στη μέθοδο Monte Carlo, έχει αναπτυχθεί τα τελευταία χρόνια για την προσομοίωση συστημάτων στα οποία εμπλέκονται ιοντίζουσες ακτινοβολίες, οι περισσότεροι εκ των οποίων συνεχώς βελτιώνονται και εμπλουτίζονται με νέες εκδόσεις. Ενδεικτικά αναφέρονται οι κώδικες

- EGS4 (Nelson W .R. et al., 1985)
- GEANT3 (Brun R. et al., 1986)

- CYLTRAN (Halbleib J.A. and Mehlhorn T.A., 1986)
- ETRAN (Beger M.J. and Seltzer S.M., 1988)
- ITS3 (Halbleib J.A. et al., 1992)
- MCNP4B (Briesmeister J.F., 1997)
- EGSnrc (Kawrakow I. and Rogers D.W.O., 2000)
- EFFTRAN (Vidmar T., 2005)
- PENELOPE (Salvat F., Fernandez-Varea J.M., Sempau J., 1996)

Οι παραπάνω κώδικες Monte Carlo μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την προσομοίωση πολύπλοκων γεωμετριών και αποτελούν μοναδικό εργαλείο για την επίλυση προβλημάτων όπου είναι εξαιρετικά δύσκολη ή αδύνατη η διεξαγωγή πειραμάτων. Έτσι, βρίσκουν εφαρμογή στο σχεδιασμό και βελτιστοποίηση συστημάτων που χρησιμοποιούν ιοντίζουσες ακτινοβολίες, τον υπολογισμό δόσεων, στον υπολογισμό και σχεδιασμό θωρακίσεων κλπ.

2.3.5.2 Κώδικας PENELOPE 2008

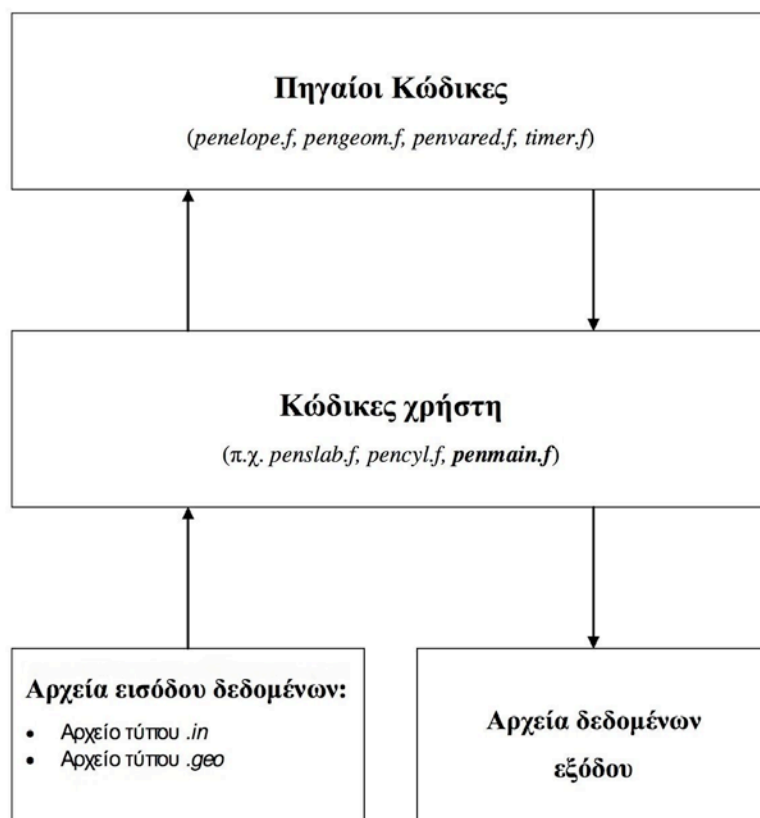
Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται, για την επίλυση προβλημάτων μέσω της προσομοιώσεως Monte Carlo, που αφορούν ιοντίζουσες ακτινοβολίες τον κώδικα PENELOPE και συγκεκριμένα τις εκδόσεις του 2005 και του 2008. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται η έκδοση του 2008. Ο κώδικας PENELOPE 2008 αποτελεί έναν αλγόριθμο Monte Carlo και υπολογιστικό κώδικα για την προσομοίωση της μετάδοσης στην ύλη σωματιδίων-β και φωτονίων. Αναπτύχθηκε από τους F.Salvat, J.M. Fernandez-Varea και J. Sempau, για πρώτη φορά το 1996, στο Πανεπιστήμιο της Βαρκελώνης. Το όνομα είναι ακρωνύμιο του τίτλου PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons, μιας και η προσομοίωση φωτονίων προστέθηκε αργότερα στο πρόγραμμα. Ο κώδικας είναι γραμμένος σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 77 και αποτελείται από διάφορες συνιστώσες, κυρίως προγράμματα, υπορουτίνες, αρχεία εισόδου και αρχεία εξόδου, οι οποίες συνδυαζόμενες μεταξύ τους κάνουν τον κώδικα λειτουργικό. Αναλυτική περιγραφή του κώδικα μπορεί να αναζητηθεί στο (Salvat F. et

al., 2003), ενώ στα πλαίσια Διπλωματικής Εργασίας που εκπονήθηκε στο ΕΠΤ-ΕΜΠ (Αθανασίου Ν., 2006) δημιουργήθηκε εγχειρίδιο χρήσης του κώδικα.

Ο αλγόριθμος προσομοίωσης βασίζεται σε ένα μοντέλο διασκορπισμού (scattering model) που συνδυάζει αριθμητικές βάσεις δεδομένων με αναλυτικά μοντέλα ενεργών διατομών για τους διαφορετικούς μηχανισμούς αλληλεπιδράσεων στην ενεργειακή περιοχή από μερικές εκατοντάδες eV έως περίπου 1 GeV. Η μετάδοση φωτονίων προσομοιώνεται μέσω της συμβατικής λεπτομερούς μεθόδου. Η προσομοίωση της διάδοσης ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων αναπαριστάται μέσω μιας συνδυαστικής διαδικασίας. Ο κώδικας λαμβάνει υπόψη τις εξής αλληλεπιδράσεις για τα φωτόνια: σκέδαση Compton, φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, δίδυμη γένεση και μη ελαστική σκέδαση.

Ο κώδικας PENELOPE δομείται πάνω σε ένα κυρίως πρόγραμμα, το οποίο συνδέεται με συγκεκριμένους πηγαίους κώδικες (PENELOPE.f, PENGEO.M.f, PENVARED.f, MATERIAL.f, TIMER.f). Αυτοί περιλαμβάνουν το σύνολο των υπορουτίνων προσομοίωσης των φυσικών φαινομένων και των μηχανισμών που εμφανίζονται στα προβλήματα αλληλεπίδρασης των σωματιδίων και φωτονίων με την ύλη. Οι συγκεκριμένες υπορουτίνες αποτελούν το σύνολο του κώδικα και λειτουργούν με στόχο την ομαλή διεξαγωγή της προσομοίωσης. Ο χρήστης είναι κατά βάση υπεύθυνος για τη σύνταξη του κυρίως προγράμματος το οποίο εξασφαλίζει την επικοινωνία του κώδικα με τα αρχεία εισόδου, τις υπορουτίνες που περιέχονται στον κώδικα προσομοίωσης PENELOPE, αλλά και για την εξαγωγή αποτελεσμάτων μέσω των αρχείων εξόδου. Παρόλα αυτά ο κώδικας περιλαμβάνει δύο παραδείγματα κυρίως προγραμμάτων, το PENCYL το οποίο μπορεί να προσομοιώνει πολύπλοκες κατασκευές και γεωμετρίες, γεγονός που του δίνει σημαντικό πλεονέκτημα έναντι του PENCYL. Στην παρούσα έκδοση, αυτοί οι κώδικες είναι πιο ευέλικτοι και επιτρέπουν ένα πλήθος νέων επιλογών, σε σχέση με παλιότερες εκδόσεις. Ακόμη πρέπει να αναφερθεί ότι ο κώδικας PENELOPE είναι ανοιχτός γεγονός που σημαίνει ότι ο κώδικας PENMAIN και όλοι οι πηγαίοι κώδικες είναι διαθέσιμοι σε source μορφή. Όπως γίνεται αντιληπτό μπορούν να αποτελέσουν τη βάση για τη δημιουργία ενός κώδικα πιο κοντά στις ανάγκες του χρήστη, επιδέχονται βελτιώσεων ή προσθηκών οι οποίες θα επεκτείνουν το εύρος της λειτουργίας τους, π.χ. να συμπεριληφθούν φαινόμενα όπως εκείνο της πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence) κάτι το οποίο

έχει ήδη γίνει στα πλαίσια ΔΕ του ΕΠΤ-ΕΜΠ (ΔΕ Χιώνης Δ., 2011). Στο σκαρίφημα του σχήματος (2.12) δίνεται η δομή του κώδικα, προκειμένου να γίνει κατανοητός ο τρόπος λειτουργίας του.



Σχήμα: 2.13 Δομή λειτουργίας του κώδικα PENELOPE 2008

Ο κώδικας PENELOPE στη σημερινή του μορφή είναι αποτέλεσμα συνεχής εξέλιξης από την πρώτη έκδοση του, που δημιουργήθηκε το 1996. Συμπεριλαμβάνει σημαντικές αλλαγές και προσθήκες σε σχέση με τις προηγούμενες εκδόσεις (1996, 2000, 01, 03, 05 και 06), οι οποίες έχουν ως αποτέλεσμα τη βελτίωση της αξιοπιστίας όσο και της γενικότητας του προγράμματος. Όσον αφορά τη φυσική, ο ιονισμός των εσωτερικών στοιβάδων των ατόμου από την επίδραση των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων περιγράφεται στη νέα έκδοση με τη χρήση μιας αριθμητικής βάσης δεδομένων ολικών ενεργών διατομών για τις στοιβάδες K, L και M, η οποία δημιουργήθηκε με βάση τη θεωρία που περιγράφεται από τους Bote & Salvat (2008). Επίσης, έχουν συμπεριληφθεί η επίδραση της πόλωσης των φωτονίων στις σκεδάσεις Compton και Rayleigh, όπως και βελτιώσεις στο μοντέλο της σκέδασης Rayleigh και των ανελαστικών κρούσεων των ηλεκτρονίων και των ποζιτρονίων. Επιπλέον το πρόγραμμα μπορεί πια να

προσομοιώνει και πηγές όγκου πέρα από σημειακές πηγές, ενώ σε προηγούμενες εκδόσεις ήταν απαραίτητη η τροποποίηση του κώδικα για να επιτευχθεί αυτό (ΔΕ Αθανασίου Ν., 2006).

2.3.5.3 Αρχεία εισόδου

Τα αρχεία εισόδου συντάσσονται με συγκεκριμένο τρόπο και πρακτικά αποτελούν την πλατφόρμα επικοινωνίας του χρήστη με το πρόγραμμα. Ειδικά στην περίπτωση που ο χρήστης χρησιμοποιεί κάποιο από τα κύρια προγράμματα που περιέχονται στον κώδικα, π.χ. PENMAIN, τα αρχεία εισόδου είναι ο μόνος τρόπος για να ορίσει τις παραμέτρους της προσομοίωσης. Η έκδοση του προγράμματος PENMAIN, που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία, απαιτεί δύο αρχεία εισόδου:

1. Το αρχείο εισόδου γεωμετρίας τύπου .GEO. Το αρχείο αυτό περιγράφει με αυστηρά τυποποιημένο τρόπο τη γεωμετρία του υπό εξέταση προβλήματος. Χρησιμοποιώντας αυστηρή κωδικοποίηση, προκειμένου να γίνεται κατανοητό από το πρόγραμμα, ο χρήστης έχει τη δυνατότητα να δημιουργήσει την ανιχνευτική διάταξη καθώς και το προς εξέταση δείγμα μέσα στο συγκεκριμένο αρχείο το οποίο στη συνέχεια θα δώσει τη δυνατότητα στο πρόγραμμα PENMAIN να προσομοιώσει την αντίστοιχη διάταξη. Η φιλοσοφία της εν λόγω κωδικοποίησης είναι ότι όλα τα τμήματα της διάταξης μπορούν να αναλυθούν σε απλούστερα γεωμετρικά σώματα (bodies) τα οποία ορίζονται από συγκεκριμένες επιφάνειες (surfaces) και αποτελούν ένα σύνολο (module) με συγκεκριμένες ιδιότητες. Στο χρήστη δίνεται η δυνατότητα να ορίσει τις επιφάνειες και στη συνέχεια, με τη χρήση αυτών, τα σώματα και τα σύνολα της διάταξης καθώς και τα υλικά που τους αντιστοιχούν. Μέσω αυτής της διαδικασίας ο χρήστης μπορεί να κατασκευάσει πολύπλοκες γεωμετρίες και να ορίσει με μεγάλη ακρίβεια την ανιχνευτική διάταξη και την πηγή. Επίσης, με τη χρήση των προγραμμάτων απεικόνισης GVIEW2D, GVIEW3D, μπορεί να υπάρχει πλήρης εποπτεία της κατασκευής της γεωμετρίας σε όλα της τα στάδια.
2. Το αρχείο εισόδου τύπου .IN. Το αρχείο αυτό συντάσσεται από το χρήστη σε τυποποιημένη μορφή και του δίνει τη δυνατότητα να καθορίσει τα χαρακτηριστικά της προσομοίωσης μέσα από ένα μεγάλο φάσμα επιλογών.

Καταρχήν, ο χρήστης μπορεί μέσω του αρχείου εισόδου να ορίσει τη μορφή της πηγής ακτινοβολίας, δηλαδή το είδος των σωματιδίων, την ενέργεια τους, είτε πρόκειται για φάσμα είτε για μονοενεργειακή πηγή, τις συντεταγμένες της πηγής όπως και την ακτίνα εκπομπής, π.χ. τη γωνία εκπομπής. Ακόμη, στην έκδοση PENELOPE 2008, ο χρήστης μπορεί να ως πηγή ορίσει τρισδιάστατο σώμα, το οποίο εκπέμπει ομοιόμορφα από όλο τον όγκο του. Μια ακόμη αλλαγή της νέας έκδοσης είναι ότι η δήλωση των υλικών της ανιχνευτικής διάταξης γίνεται πλέον μέσω του αρχείου .IN. Μετά την κατασκευή των αρχείων υλικών .MAT μέσω του προγράμματος MATERIAL.EXE γίνεται η καταγραφή τους στο αρχείου εισόδου, με τη σειρά που έχει οριστεί στο αρχείο .GEO. Ακολουθεί η επιλογή των cut-off energies για κάθε υλικό, δηλαδή των ενεργειών πέρα από τις οποίες ο κώδικας παύει να παρακολουθεί το εν λόγω σωματίδιο και στη συνέχεια δηλώνεται το αρχείο γεωμετρίας. Έπειτα γίνεται η δήλωση του συνολικού εύρους του ενεργειακού πεδίου το οποίο αντιστοιχεί στο εικονικό φάσμα και στον αριθμό των καναλιών (bins) που το αποτελούν. Έτσι, ορίζεται έμμεσα το εύρος της ενεργειακής διαμέρισης, bin width, που αποτελεί σημαντικό μέγεθος για την ακρίβεια των υπολογισμών. Ακολουθεί ο ορισμός εικονικών ανιχνευτών⁷. Στο αρχείο .IN δηλώνεται απλά ο αύξων αριθμός που αντιστοιχεί στα σώματα «bodies» που αναπαριστούν τον ανιχνευτή στο αρχείο γεωμετρίας. Συνεχίζοντας, επιλέγεται το αρχείο όπου ο κώδικας θα καταγράψει προσωρινά τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων (showers) και το χρονικό βήμα αυτής της διαδικασίας προσωρινής αποθήκευσης. Τέλος, καθορίζεται ο επιθυμητός μέγιστος χρόνος διάρκειας της προσομοίωσης και ο αντίστοιχος μέγιστος αριθμός ιστοριών που ο χρήστης επιθυμεί να προσομοιωθούν. Πρέπει να σημειωθεί ότι το αρχείο .IN εξασφαλίζει περισσότερες επιλογές και δυνατότητες στο χρήστη από αυτές που αναφέρθηκαν, δίνοντας του το περιθώριο να προσαρμόσει τη διαδικασία της προσομοίωσης. Περισσότερες πληροφορίες μπορούν να αναζητηθούν σε άλλη ΔΕ (Αθανασίου Ν., 2006).

⁷ Σε επόμενη παράγραφο δίνονται περισσότερες λεπτομέρειες για τους εικονικούς ανιχνευτές

2.3.5.4 Εικονικοί ανιχνευτές

Ως εικονικός ανιχνευτής ορίζεται ένα σύνολο εντολών μέσα στο κυρίως πρόγραμμα προσομοίωσης, το οποίο καθορίζει τις παραμέτρους οι οποίες πρέπει να καταγραφούν αναφορικά με τα σωματίδια ή τα φωτόνια τα οποία προσπίπτουν ή αλληλεπιδρούν σε ένα συγκεκριμένο σώμα ή ομάδα σωμάτων της γεωμετρίας. Ο χρήστης επιλέγει μέσω του αρχείου .IN το είδος του ανιχνευτή και το σύνολο των σωμάτων που τον απαρτίζουν. Στο πρόγραμμα PENELOPE υπάρχουν τρία είδη εικονικών ανιχνευτών, ο ανιχνευτής αλληλεπίδρασης (impact detector), ο ανιχνευτής δόσης (dose enclosure) και ο ανιχνευτής αποτιθέμενης ενέργειας (energy deposition detector). Αυτοί οι τρεις ανιχνευτές είναι επαρκείς για να καλύψουν το μεγαλύτερο ποσοστό των προβλημάτων και των πειραμάτων που ενδιαφέρουν το χρήστη.

- Στον *ανιχνευτή αλληλεπίδρασης* καταγράφεται η ενέργεια που έχουν τα σωματίδια και τα φωτόνια τη στιγμή που εισέρχονται σε αυτόν. Το σύνολο των σωμάτων που αποτελούν τον ανιχνευτή είναι μέρος της κατασκευής και πρέπει να περιγράφεται μέσα στο αρχείο .GEO και να ορίζεται ως ανιχνευτής αλληλεπίδρασης στο αρχείο .IN από το χρήστη. Τα αρχείο εξόδου που δημιουργείται από την προσομοίωση περιέχει το φάσμα της ενέργειας εισόδου των σωματιδίων και των φωτονίων που προσπίπτουν στον ανιχνευτή. Επιπλέον, ο χρήστης έχει τη δυνατότητα να επιλέξει τη δημιουργία ενός επιπλέον αρχείου με πληροφορίες σχετικά με το είδος, την ενέργεια, τη θέση, την κατεύθυνση, το παράγοντα βαρύτητας και την προέλευση του συνόλου των σωματιδίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή.
- Στον *ανιχνευτή δόσης* καταγράφεται η επιπλέον δόση που προσδίδει το σωματίδιο ή φωτόνιο στη θέση στην οποία βρίσκεται μέσα στο χώρο που ορίζεται ως ανιχνευτής. Ο ανιχνευτής αυτός αποτελεί ένα ορθογώνιο παραλληλόγραμμο πλέγμα που ορίζεται από το χρήστη στο αρχείο .IN και δεν περιγράφεται σαν μέρος της κατασκευής στο αρχείο .GEO. Όταν ολοκληρωθεί η προσομοίωση τα αποτελέσματα που λαμβάνονται είναι η κατανομή δόσης στο χώρο που ορίστηκε ο ανιχνευτής. Τυπικό παράδειγμα χρήσης αυτού του τύπου ανιχνευτή αποτελούν προβλήματα που αφορούν τη σχεδίαση θωρακίσεων, μελέτη της κατά βάθος κατανομής δόσης σε ιστό κλπ.

- ❖ Στον ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας καταγράφεται η ενέργεια που αποθέτουν σε αυτόν τα εισερχόμενα φωτόνια και σωματίδια. Το σύνολο των σωματιών που αποτελούν τον ανιχνευτή είναι μέρος της κατασκευής και πρέπει να περιγράφεται μέσα στο αρχείο .GEO και να ορίζεται ως ανιχνευτής αλληλεπίδρασης στο αρχείο .IN από το χρήστη. Το αρχείο εξόδου που δημιουργείται περιέχει το φάσμα της ενέργειας που αποτέθηκε στον ανιχνευτή από τα προσπίπτοντα σωματίδια και φωτόνια.

Όπως γίνεται αντιληπτό το είδος του ανιχνευτή που αναπαριστά καλύτερα έναν ανιχνευτή γερμανίου είναι ο ανιχνευτής αποτιθέμενης ενέργειας. Όπως αναλύθηκε ήδη οι παλμοί που δημιουργούνται σε έναν ανιχνευτή γερμανίου είναι ανάλογοι της ενέργειας που εναποθέτει το προσπίπτον φωτόνιο σε αυτούς και κατά συνέπεια το ενεργειακό φάσμα που καταγράφεται από τον ανιχνευτή κατά το πείραμα, συσχετίζεται άμεσα με το φάσμα απόθεσης ενέργειας που προκύπτει από τον εικονικό ανιχνευτή.

2.3.5.5 Αρχεία εξόδου

Τόσο κατά τη διάρκεια όσο και μετά το πέρας της προσομοίωσης δημιουργούνται αρχεία όπου καταγράφονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης. Ο αριθμός και τα είδη των αρχείων καθορίζονται από το κυρίως πρόγραμμα που επιλέγεται καθώς και από τις παραμέτρους που έχει ορίσει ο χρήστης, π.χ. διαφορετικά αρχεία προκύπτουν για τα διαφορετικά είδη εικονικών ανιχνευτών. Καθώς το κυρίως πρόγραμμα που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία είναι το PENMAIN, θα γίνει αναφορά στα αρχεία εξόδου που αυτό δημιουργεί με έμφαση στο αρχείο ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας. Με περισσότερη λεπτομέρεια θα αναλυθούν τα αρχεία αποτελεσμάτων που έχουν μεγαλύτερη σημασία για τη εξαγωγή συμπερασμάτων. Αναλυτικά πληροφορίες για τα αρχεία εξόδου και η μορφή τους μπορούν να αναζητηθούν σε άλλη ΔΕ (Αθανασίου Ν., 2006).

- `dump.dmp`, όπου καταχωρούνται οι τρέχουσες τιμές των διαφόρων μεταβλητών κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης. Σε περίπτωση που διακοπεί η προσομοίωση και εν συνεχεία επιθυμείται η συνέχιση της προσομοίωσης από το σημείο που σταμάτησε, τότε ο κώδικας θα διαβάσει από το αρχείο `dump` τις τιμές των μεταβλητών τη στιγμή που έγινε η διακοπή.

- geometry.rep, το οποίο δημιουργείται από την υπορουτίνα GEOMIN και περιέχει την γεωμετρική περιγραφή της κατασκευής όπως αυτή ορίστηκε από το χρήστη στο αρχείο .GEO από το χρήστη.
- material.dat, που δημιουργείται από την υπορουτίνα PEINIT και περιλαμβάνει όλες τις απαραίτητες πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά και τις ιδιότητες των υλικών της προσομοίωσης.
- renmain.dat, που περιλαμβάνει αναλυτικά τις παραμέτρους της προσομοίωσης όπως αυτές ορίστηκαν από το χρήστη στο αρχείο .IN και παραμένει σταθερό καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης. Πιο συγκεκριμένα περιέχει την ημερομηνία και την ώρα της προσομοίωσης, τον τίτλο της διεργασίας, την περιγραφή της πηγής, τις παραμέτρους των υλικών της κατασκευής, τα αποτελέσματα της μεθόδου Gauss, την ονομασία του αρχείου γεωμετρίας, το μέγιστο μήκος του βήματος για κάθε σώμα, τις παραμέτρους της εξαναγκασμένης αλληλεπίδρασης, τις διαστάσεις των καναλιών, τα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών, τις ονομασίες των αρχείων dump και το χρονικό βήμα, των αριθμό των ιστοριών (showers) και τη χρονική διάρκεια της προσομοίωσης.
- renmain-res.dat, το οποίο ανανεώνεται κάθε φορά που γίνεται dump με τις νέες τιμές των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης. Πρέπει να αναφερθεί ότι όσο πιο συχνά (μικρή χρονική περίοδος) γίνεται dump, τόσο μεγαλύτερο γίνεται το αρχείο αυτό. Περιλαμβάνει το χρόνο και την ταχύτητα της προσομοίωσης, το συνολικό αριθμό των πρωτογενών σωματιδίων της προσομοίωσης καθώς και όσων εξήλθαν της κατασκευής, οπισθοσκεδάστηκαν και απορροφήθηκαν όπως και το ποσοστό αυτών ως προς το συνολικό αριθμό των ιστοριών που προσομοιώθηκαν, τις πιθανότητες να εκπεμφθούν ή να οπισθοσκεδαστούν ή να απορροφηθούν τα δευτερογενή σωματίδια ή φωτόνια που προέκυψαν από την προσομοίωση, τη μέση τιμή της αποτιθέμενης ενέργειας (σε eV) σε κάθε σώμα (body) της διάταξης και σε κάθε ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας και τις τιμές που προέκυψαν από τις γεννήτριες τυχαίων αριθμών. Πρέπει να σημειωθεί ότι στις προηγούμενες εκδόσεις του κώδικα αυτό το αρχείο δεν υπήρχε ανεξάρτητα αλλά ήταν μέρος του αρχείου renmain.dat
- spc-enddet-01.dat, το οποίο περιγράφει την κατανομή της αποτιθέμενης ενέργειας στον αντίστοιχο ανιχνευτή. Εφόσον υπάρχει η δυνατότητα να

δηλωθούν μέχρι πέντε ανιχνευτές απόθεσης ενέργειας μπορούν να υπάρχουν μέχρι πέντε όμοια αρχεία αυτού του τύπου. Κάθε διαφορετική γραμμή αντιστοιχεί σε ένα ενεργειακό κανάλι (bin). Η πρώτη στήλη αναφέρεται στην εναποτιθέμενη ενέργεια, σε eV. Η δεύτερη στήλη αναφέρεται στην πιθανότητα ύπαρξης σωματιδίου με την αντίστοιχη εναπόθεση ενέργειας μέσα στον ανιχνευτή, σε $1/(eV \times \text{particle})$, και υπολογίζεται ως

$$\frac{\text{bin_particles}}{\text{total_particles} \cdot \text{bin_width}} \quad (2.16)$$

όπου:

bin_particles: είναι ο αριθμός των σωματιδίων ή φωτονίων που απέθεσαν ενέργεια στον ανιχνευτή εντός των ορίων ενέργειας του καναλιού.

total_particles: είναι το συνολικό πλήθος των σωματιδίων και φωτονίων που προσομοιώθηκαν.

bin_width: είναι το εύρος του ενεργειακού καναλιού (eV), όπως αυτό ορίζεται από τις επιλογές του χρήστη στο αρχείο .IN.

Η τρίτη στήλη αναφέρεται στην αβεβαιότητα του μεγέθους της δεύτερης στήλης σε επίπεδο 3σ .

2.3.5.6 Υπολογισμός της απόδοσης μέσω προσομοίωσης με τον κώδικα PENELOPE

Ο υπολογισμός της απόδοσης ενός ανιχνευτή με χρήση του κώδικα PENELOPE επιτυγχάνεται μέσω ενός ανιχνευτή απόθεσης ενέργειας και με επεξεργασία των αποτελεσμάτων που καταγράφονται στο σχετικό αρχείου εξόδου `spc-enddet-01.dat`. Από την περιγραφή του αρχείου γίνεται αντιληπτό, ότι πρακτικά αποτελεί την αριθμητική καταγραφή ενός αντίστοιχου πειραματικού φάσματος. Η δεύτερη στήλη, που περιγράφει την πιθανότητα ένα σωματίδιο να εναποθέσει στον ανιχνευτή ενέργεια μέσα στα όρια του αντίστοιχου ενεργειακού καναλιού, καταγράφει ουσιαστικά την απόδοση του ανιχνευτή ανά eV για το συγκεκριμένο ενεργειακό κανάλι.

A. Υπολογισμός της απόδοσης φωτοκορυφής

Μια αρχική εκτίμηση της απόδοσης φωτοκορυφής μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας την τιμή της πιθανότητας απόθεσης ενέργειας που καταγράφεται στο ενεργειακό παράθυρο που αντιστοιχεί στην αρχική ενέργεια εκπομπής των φωτονίων E . Εφόσον η πιθανότητα είναι ανηγμένη ανά eV πρέπει να πολλαπλασιαστεί με το εύρος της ενεργειακής διαμέρισης, προκειμένου να εκφράσει την απόδοση. Το αποτέλεσμα του υπολογισμού είναι η πιθανότητα ανά αρχικά εκπεμπόμενο φωτόνιο να αποτεθεί όλη η αρχική ενέργειά του που στην πραγματικότητα είναι η απόδοση φωτοκορυφής για την ενέργεια αυτή.

$$eff_{peak} = pdf_E \cdot bin_width \quad (2.17)$$

όπου:

eff_{peak} : η απόδοση φωτοκορυφής για την ενέργεια εκπομπής των φωτονίων,

pdf_E : η τιμή της πιθανότητας εναπόθεσης ενέργειας που αντιστοιχεί στο κανάλι της ενέργειας εκπομπής των φωτονίων E , όπως δίνεται από το αρχείο `spc-enddet-01.dat`.

Το ενεργειακό εύρος των καναλιών, bin_width , υπολογίζεται πολύ απλά, με την αφαίρεση δύο διαδοχικών ενεργειακών επιπέδων ως εξής

$$bin_width = E_n - E_{n-1} \quad (2.18)$$

Η σχέση 2.17 οδηγεί στην εκτίμηση της απόδοσης με ικανοποιητική ακρίβεια κυρίως στην περιοχή υψηλών ενεργειών. Όμως, προκειμένου να προσεγγίζονται όσο το δυνατόν καλύτερα οι πειραματικές συνθήκες, πρέπει να ληφθούν υπόψη επιπλέον παράγοντες. Όπως αναφέρθηκε και ανωτέρω, μια φωτοκορυφή σε ένα πειραματικό φάσμα έχει ορισμένο πλάτος, το οποίο καθορίζεται από το εύρος ημίσεως ύψους της FWHM. Αν ο ανιχνευτής ήταν ιδανικός και όλα τα φωτόνια ίδιας ενέργειας απέδιδαν σήμα του ακριβώς του ίδιου πλάτους, τότε το εύρος της φωτοκορυφής θα ήταν απειροστό και η σχέση 2.17 θα ήταν επαρκής για τον υπολογισμό της απόδοσης. Στην πραγματικότητα όμως μέσα στο όριο της φωτοκορυφής καταγράφονται και ορισμένα φωτόνια τα οποία αποθέτουν στον ανιχνευτή ελαφρώς μειωμένη ενέργεια, λόγω προηγούμενης σκέδασης που πραγματοποιούν με τα υλικά τα οποία παρεμβάλλονται

μεταξύ της πηγής και του κρυστάλλου ανίχνευσης (Sima O. and Arnold D., 2009), (Karforopoulos K.L. and Anagnostakis M.J., 2009). Το πλήθος των φωτονίων που μετά από σκέδαση συνεισφέρουν στο σχηματισμό της φωτοκορυφής αυξάνεται όταν χρησιμοποιούνται πηγές όγκου έναντι σημειακών πηγών. Το φαινόμενο αυτό διακρίνεται και με προσεκτική παρατήρηση στο ίδιο το αρχείο `spr-enddet-01.dat`. Στα κανάλια που αντιστοιχούν σε υψηλότερες ενέργειες από την ενέργεια εκπομπής υπάρχει μηδενική πιθανότητα εναπόθεσης ενέργειας, κάτι που είναι αναμενόμενο. Αντίθετα, σε κανάλια μικρότερων αλλά κοντινών ενεργειών παρουσιάζονται αυξημένες τιμές της πιθανότητας απόθεσης ενέργειας, κάτι που επιβεβαιώνει την ύπαρξη προηγούμενων σκεδάσεων με πολύ μικρή απώλεια ενέργειας. Προκειμένου λοιπόν να λαμβάνονται υπόψη και τα φωτόνια αυτά, ενδείκνυται ο συνυπολογισμός στην απόδοση και των καναλιών που περιλαμβάνονται έως το κάτω όριο της φωτοκορυφής, όπως αυτό ορίζεται και στο πειραματικό φάσμα ως $E - 1.5 \cdot FWHM_E$. Υπενθυμίζεται ότι κατά την ενεργειακή βαθμονόμηση ενός ανιχνευτή εκτιμώνται και οι συσχετίσεις $FWHM_E = f(E)$. Γνωρίζοντας το $FWHM$ για την ενέργεια αιχμής το $FWHM$ υπολογίζεται από τη σχέση:

$$FWHM_E = \frac{FWHM_E}{1.81} \quad (2.19)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τα ανωτέρω και τη σχέση 2.17, προκύπτει η ακριβέστερη σχέση υπολογισμού της απόδοσης αιχμής

$$eff_{peak} = bin_width \cdot \sum_{E-1.5 \cdot FWHM_E}^E pdf_i \quad (2.20)$$

Η χρήση της σχέσης 2.20 έναντι της 2.17 έχει μεγαλύτερη σημασία στις χαμηλές ενέργειες και όπως γίνεται αντιληπτό είναι ακριβέστερη όσο μικρότερο είναι το ενεργειακό εύρος προκειμένου να επιλέγονται κατάλληλα τα όρια του αθροίσματος.

B. Υπολογισμός της ολικής απόδοσης

Η ολική απόδοση μίας ανιχνευτικής διάταξης για ενέργεια εκπομπής φωτονίων E αντιστοιχεί στην πιθανότητα να αποθεθεί οποιοδήποτε ποσοστό ενέργειας στον

ανιχνευτή από τα φωτόνια της εν λόγω αρχικής ενέργειας. Επομένως, ισούται με το συνολικό άθροισμα των πιθανοτήτων της δεύτερης στήλης του αρχείου src-enddet-01.dat, πολλαπλασιασμένο με το ενεργειακό εύρος των καναλιών

$$eff_{total} = bin_width \cdot \sum_1^N pdf_i \quad (2.21)$$

όπου:

eff_{total} : η ολική απόδοση της ενέργειας εκπομπής των φωτονίων,

N: ο συνολικός αριθμός των καναλιών του αρχείου src-enddet-01.dat, όπως αυτός ορίζεται από το αρχείο .IN.

Γ. Υπολογισμός της αβεβαιότητας που συνοδεύει την απόδοση φωτοκορυφής και την ολική απόδοση

Για να είναι ολοκληρωμένος ο υπολογισμός των αποδόσεων είναι απαραίτητο να εκτιμηθεί και η αβεβαιότητα που τις συνοδεύει. Η τρίτη στήλη του αρχείου src-enddet-01.dat περιλαμβάνει η απόλυτη αβεβαιότητα της πιθανότητας εναπόθεσης ενέργειας στα όρια του αντίστοιχου καναλιού $\delta(pdf_i)_i$ ανά eV σε επίπεδο 3σ. Εφόσον το εύρος της ενεργειακής διαμέρισης, bin_width δεν έχει αβεβαιότητα και σύμφωνα με τις σχέσεις 2.13 και 2.17 η αβεβαιότητα της απόδοσης, η οποία αντιστοιχεί στη σχετική αβεβαιότητα επί % της απόδοσης, που υπολογίζεται από τη σχέση 2.17 προκύπτει

$$\sigma(eff_{peak})\% = \frac{\left(\sqrt{(\delta(pdf_E)_E)^2 + (\delta(bin_width))^2}\right) \cdot bin_width}{eff_{peak}} \cdot \frac{100}{3} = \frac{\delta(pdf_E)_E}{pdf_E} \cdot \frac{100}{3} \quad (2.22)$$

Αντίστοιχα για τις σχέσεις 2.20, 2.21 προκύπτει:

$$\sigma(eff_{peak})\% = \frac{\left(\sqrt{\sum_{E-1.5-FWHM_E}^E (\delta(pdf_i)_i)^2}\right) \cdot bin_width}{eff_{peak}} \cdot \frac{100}{3} = \frac{\left(\sqrt{\sum_{E-1.5-FWHM_E}^E (\delta(pdf_i)_i)^2}\right)}{\sum_{E-1.5-FWHM_E}^E pdf_i} \cdot \frac{100}{3} \quad (2.23)$$

$$\sigma(\text{eff}_{total})\% = \frac{\left(\sqrt{\sum_1^N (\delta(\text{pdf}_i)_i)^2} \right) \cdot \text{bin_width}}{\text{eff}_{peak}} \cdot \frac{100}{3} = \frac{\left(\sqrt{\sum_1^N (\delta(\text{pdf}_i)_i)^2} \right)}{\sum_1^N \text{pdf}_i} \cdot \frac{100}{3} \quad (2.24)$$

2.3.5.7 Ο κώδικας μεταφοράς απόδοσης EFFTRAN

Ο κώδικας EFFTRAN αποτελεί σημαντικό εργαλείο για τη μελέτη της μεταφοράς αποδόσεων από μία γεωμετρία σε άλλη και του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης στη γ-φασματοσκοπία. Δημιουργήθηκε στο SCK•CEN (Belgian Nuclear Research Centre) και διατίθεται δωρεάν σε κάθε ενδιαφερόμενο. Ο κώδικας μπορεί να εκτελέσει υπολογισμούς μεταφοράς απόδοσης από μία γεωμετρία σε άλλη με αρκετά μεγάλη ακρίβεια χρησιμοποιώντας τεχνικές Monte Carlo. Συγκεκριμένα, με δεδομένη την καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης για μια γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, η οποία περιγράφεται λεπτομερώς από το χρήστη, το πρόγραμμα έχει τη δυνατότητα να υπολογίσει μια νέα καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης για μια διαφορετική γεωμετρία δείγματος ανιχνευτή που θα του ορίσει ο χρήστης. Το νέο δείγμα μπορεί να έχει διαφορετική πυκνότητα, σύνθεση όπως και μέγεθος. Επιπλέον, χρησιμοποιώντας τα ίδια δεδομένα και ντετερμινιστικούς αλγορίθμους ο κώδικας υπολογίζει και συντελεστές διόρθωσης πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence) για τα ισότοπα και τις ενέργειες που επιθυμεί ο χρήστης, για ακτίνες-γ και ακτίνες-X.

Ο κώδικας είναι γραμμένος σε γλώσσα Fortran 77 και λειτουργεί μόνο σε πλατφόρμα Windows μέσω της διεπαφής του Microsoft Excel, χρησιμοποιώντας τα χαρακτηριστικά του Visual Basic for Applications (VBA). Το πρόγραμμα περιλαμβάνει 3 κύρια φύλλα Excel: το **Efficiency Transfer** για τους υπολογισμούς μεταφοράς απόδοσης, το **Coincidence Summing** για τον προσδιορισμό των συντελεστών διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης και το **Material**, το οποίο επιτρέπει στο χρήστη την ένταξη νέων υλικών στο πρόγραμμα. Ο κώδικας χρησιμοποιεί το πακέτο XCOM (Berger and Hubbel, 1987) ως βιβλιοθήκη δεδομένων για τις ενεργές διατομές των αλληλεπιδράσεων των φωτονίων και τη βιβλιοθήκη KORDATEN (Arnold and Sima, 2004) για τα δεδομένα που αφορούν τις πυρηνικές διασπάσεις. Ο χρήστης έχει την επιλογή επέκτασης των δυνατοτήτων του προγράμματος με τη χρήση άλλων πακέτων λογισμικού για τη μεταφορά απόδοσης και

τους συντελεστές διόρθωσης, όπως το πακέτο της Canberra GENIE και το GammaVision της ORTEC.

Η εφαρμογή του κώδικα περιορίζεται σε κυλινδρικούς ανιχνευτές και δείγματα και σε αξονικά συμμετρικές γεωμετρίες, περιλαμβάνονται όμως ποικιλία από ανιχνευτές, μεταξύ των οποίων: ανιχνευτές HPGe, επίπεδοι ανιχνευτές και ανιχνευτές BEGe, καθώς και ανιχνευτές σπινθηρισμού NaI και LaBr₃. Επιπλέον περιλαμβάνεται και γεωμετρία με σημειακές πηγές και λαμβάνεται υπόψη και η συνανίχνευση ακτινών-γ με ακτίνες-γ και ακτινών-γ με ακτίνες-X.

Το πρόγραμμα είναι εύκολο στο χειρισμό ακόμη και για χρήστες που δεν είναι εξοικειωμένοι με τον προγραμματισμό. Περιλαμβάνει όλους τους πηγαίους κώδικες, γεγονός που επιτρέπει στο χρήστη να το προσαρμόσει στις ανάγκες του. Αποτελεί ένα χρήσιμο και εύχρηστο εργαλείο που διευκολύνει τις εργασίες βαθμονόμησης ανιχνευτή με υπολογιστικές μεθόδους.

Βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ

3.1 Εισαγωγή

Σκοπός αυτού του κεφαλαίου είναι η παρουσίαση της διαδικασίας βαθμονόμησης απόδοσης του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40%. Όπως αναλύθηκε και στο κεφάλαιο 2, η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης διαφέρει για κάθε ανιχνευτική διάταξη και για κάθε γεωμετρία αναλυόμενου δείγματος, δηλαδή σχετική θέση δείγματος-ανιχνευτή, ενώ είναι απαραίτητη για τον ποσοτικό προσδιορισμό ραδιοϊσοτόπων.

Στο παρόν κεφάλαιο θα πραγματοποιηθεί βαθμονόμηση απόδοσης με τη χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Οι κώδικες που θα χρησιμοποιηθούν είναι ο PENELOPE 2008 και ο EFFTRAN. Προκειμένου να χρησιμοποιηθεί ο κώδικας προσομοίωσης PENELOPE, πρέπει να προσδιορισθούν τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Αρχικά παρουσιάζεται η διαδικασία προσδιορισμού των γεωμετρικών χαρακτηριστικών ανιχνευτή HPGe, η οποία θα εφαρμοστεί για την περίπτωση του συγκεκριμένου ανιχνευτή. Στη συνέχεια, προσδιορίζονται μέσω προσομοίωσης με τους κώδικες PENELOPE και EFFTRAN, οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης του ανιχνευτή για τρεις γεωμετρίες δείγματος όγκου, οι οποίες χρησιμοποιούνται ευρέως στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων θα συγκριθούν τόσο μεταξύ τους όσο και με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα με σκοπό και την αξιολόγηση των χρησιμοποιούμενων κωδίκων.

Τέλος εξετάζεται και η υπόθεση που αναφέρεται στη διεθνή βιβλιογραφία (De Felice P. et al., 2000), ότι ο λόγος total-to-peak (ttp) μιας ανιχνευτικής διάταξης για

φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας, μπορεί να θεωρηθεί ανεξάρτητος της γεωμετρίας του δείγματος.

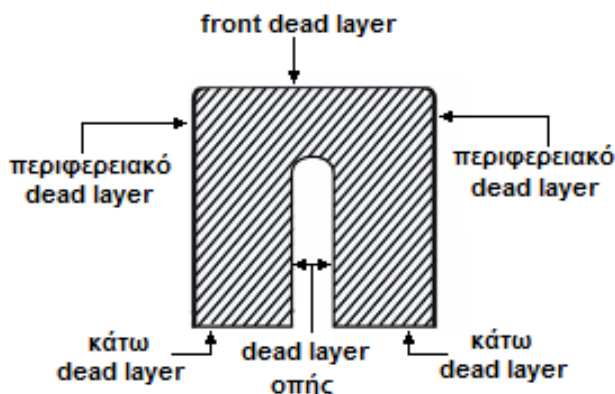
3.2 Εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2, για την πραγματοποίηση προσομοιώσεων με τον κώδικα PENELOPE, απαιτείται η λεπτομερής περιγραφή του προσομοιούμενου προβλήματος. Η περιγραφή αυτή έγκειται στον ακριβή προσδιορισμό των διαστάσεων του ανιχνευτή, του δείγματος και της θωράκισης. Οι διαστάσεις τόσο του δείγματος όσο και της θωράκισης μπορούν εύκολα να μετρηθούν. Το ίδιο ισχύει και για τις εξωτερικές διαστάσεις του ανιχνευτή, όπως η εξωτερική διάμετρος του κρυστάτη. Δεν ισχύει το ίδιο όμως για τις διαστάσεις που αφορούν στο εσωτερικό του κρυστάτη, όπως η διάμετρος και το ύψος του κρυστάλλου και η σχετική θέση του κρυστάλλου εντός του κρυστάτη. Οι διαστάσεις αυτές συνήθως παρέχονται από τον κατασκευαστή, ενώ σε αντίθετη περίπτωση δύναται να χρησιμοποιηθεί η μέθοδος της ραδιογραφίας για τη μέτρηση τους, την εξακρίβωση τους ή την επίτευξη λεπτομερέστερης προσέγγισης.

Ένα μέγεθος για το οποίο συνήθως δεν δίνονται πληροφορίες και το οποίο δεν μπορεί να μετρηθεί, παρόλο που η διάστασή του είναι πολύ σημαντική, είναι η νεκρή περιοχή (dead layer), δηλαδή η ανενεργή ζώνη περιμετρικά του κρυστάλλου του ανιχνευτή, η οποία δημιουργείται κατά την πόλωση του ανιχνευτή. Φωτόνια τα οποία αλληλεπιδρούν εντός αυτής της ζώνης δεν καταγράφονται. Το πάχος του dead layer εξαρτάται από τη γεωμετρία του ανιχνευτή, το βάθος και το είδος της επαφής⁸, καθώς και την υψηλή τάση πόλωσης που εφαρμόζεται στον ανιχνευτή, ενώ μπορεί να μην παραμένει σταθερό σε όλη την επιφάνεια του ανιχνευτή. Εφόσον δεν είναι δυνατή η άμεση μέτρηση και από τη βιβλιογραφία μπορεί να δοθεί μόνο μια γενική εκτίμηση, είναι απαραίτητος ο έλεγχος και η εξακρίβωση του πάχους του dead layer (Rodenas J. et al., 2003), (Liu Liye et al., 2006), (Schlager M., 2007). Στο σχήμα 3.1

⁸ Όπως αναφέρθηκε και στο 2^ο κεφάλαιο, το πάχος της επαφής τύπου-n είναι πάντα μεγαλύτερο από το πάχος της επαφής τύπου-p

παρουσιάζονται οι τυπικές νεκρές ζώνες ομοαξονικού κρυστάλλου γερμανίου, όπως ο HPGe.



Σχήμα 3.1 : Σκαρίφημα νεκρών ζωνών (dead layer) κρυστάλλου γερμανίου

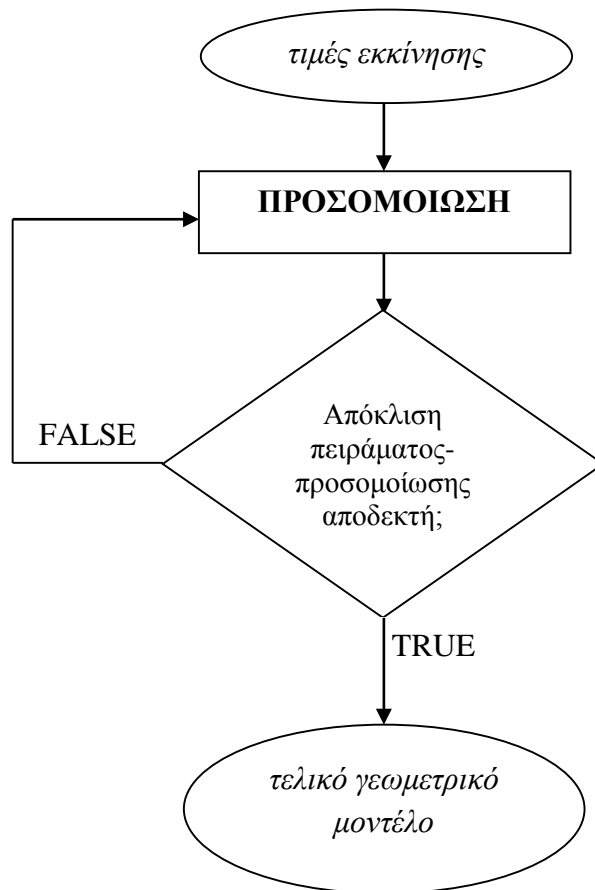
3.2.1 Μεθοδολογία εκτίμησης διαστάσεων του ανιχνευτή HPGe

Η μεθοδολογία προσδιορισμού των διαστάσεων που ακολουθείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και εφαρμόζεται στην παρούσα Διπλωματική Εργασία εμφανίζεται συχνά στη βιβλιογραφία (Rodenas J. et al., 2003), (Liu Liye et al., 2006), (Schlager M., 2007). Ως βάση χρησιμοποιούνται συγκεκριμένα μεγέθη τα οποία προκύπτουν από μια σειρά πειραμάτων με τη χρήση κατάλληλων πηγών. Πιο συγκεκριμένα, διεξάγονται πειράματα με πηγές που εκπέμπουν φωτόνια σε ενέργειες που να καλύπτουν όσο το δυνατόν καλύτερα το ενεργειακό φάσμα στο οποίο λειτουργεί ο ανιχνευτής. Από τα πειράματα αυτά επιλέγονται μεγέθη τα οποία χαρακτηρίζουν την ανιχνευτική ικανότητα της διάταξης στις διάφορες ενέργειες (π.χ. επιφάνεια φωτοκορυφής, ρυθμός κρούσεων, απόδοση) και χρησιμοποιούνται ως βάση σύγκρισης. Στη συνέχεια, ακολουθούν προσομοιώσεις των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν, όπου τα άγνωστα γεωμετρικά μεγέθη λαμβάνουν τις τιμές "εκκίνησης" που έχουν οριστεί. Μετά την ολοκλήρωση των προσομοιώσεων γίνεται σύγκριση των τιμών που προέκυψαν από τις προσομοιώσεις με τις αντίστοιχες πειραματικές για τα μεγέθη που ορίστηκαν ως βάση σύγκρισης. Αν υπάρχει συμφωνία μεταξύ τους τότε θεωρείται ότι το γεωμετρικό μοντέλο που υιοθετήθηκε είναι επαρκώς ακριβές. Σε αντίθετη περίπτωση, δηλαδή όταν υπάρχει στατιστικά σημαντική διαφορά μεταξύ των μεγεθών πειράματος και προσομοίωσης, το μοντέλο πρέπει να τροποποιηθεί ανάλογα ώστε να προσεγγίζονται

καλύτερα τα πειραματικά δεδομένα. Έτσι, προκύπτει σε κάθε επανάληψη μια νέα ομάδα τιμών για τις άγνωστες διαστάσεις, η οποία ελέγχεται με τον ίδιο τρόπο έως ότου δημιουργηθεί ένα γεωμετρικό μοντέλο που να καλύπτει τις προδιαγραφές που έχουν τεθεί και να προσεγγίζει με ακρίβεια τα αποτελέσματα των πειραμάτων.

Για την εφαρμογή της παραπάνω μεθοδολογίας στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιούνται πηγές διαφόρων γεωμετριών και ενεργειών προκειμένου να επιτυγχάνεται πληρέστερη αντιμετώπιση του προβλήματος. Ο υπολογιστικός κώδικας που χρησιμοποιείται για τη διεξαγωγή προσομοιώσεων είναι ο κώδικας PENELOPE 2008. Ως μέγεθος σύγκρισης προκειμένου να διαπιστωθεί η σύγκλιση υπολογιστικών και πειραματικών τιμών επιλέγεται η απόδοση φωτοκορυφής (peak efficiency). Είναι προφανές ότι είναι απαραίτητος ο υπολογισμός και των αβεβαιοτήτων, τόσο των πειραματικών όσο και των υπολογιστικών τιμών. Για τη σύγκριση των πειραματικών δεδομένων και εκείνων της προσομοίωσης πρέπει να καθοριστεί ένα συγκεκριμένο όριο απόκλισης, η οποία να θεωρείται αποδεκτή. Στη βιβλιογραφία βρέθηκε ότι αποδεκτές θεωρούνται αποκλίσεις της τάξης του 1-3% (Schlager M., 2007), αν και σε ορισμένες περιπτώσεις έχουν γίνει δεκτές και μεγαλύτερες αποκλίσεις, της τάξης του 5% (Liu Liye et al., 2006). Στην παρούσα διπλωματική εργασία θεωρούνται αποδεκτές αποκλίσεις της τάξεως του 2-3%.

Πρέπει να τονιστεί ότι το τελικό γεωμετρικό μοντέλο που θα προκύψει από την επαναληπτική διαδικασία δεν μπορεί, σε καμία περίπτωση να θεωρηθεί διαστατικά ακριβές αντίγραφο του ανιχνευτή. Αυτό σημαίνει ότι οι διαστάσεις που θα προκύψουν δεν είναι απαραίτητα οι πραγματικές διαστάσεις του ανιχνευτή αλλά μια πολύ καλή προσέγγιση. Έτσι είναι δυνατό να ληφθούν υπόψη διάφορα φαινόμενα κατά την προσομοίωση τα οποία δεν είναι εφικτό να ενταχθούν στους υπολογισμούς με άλλο τρόπο, π.χ. ενδεχόμενη εκκεντρότητα του κρυστάλλου του ανιχνευτή μπορεί να ληφθεί υπόψη με την κατάλληλη προσαρμογή της διαμέτρου και του μήκους του. Ως εκ τούτου, υπάρχουν πολλά και όχι ένα μοναδικό γεωμετρικό μοντέλο που να περιγράφει κατάλληλα τον ανιχνευτή και να δίνει αποτελέσματα αντίστοιχα των πειραματικών. Στο σχήμα 3.2 στο τέλος της παραγράφου παρουσιάζεται η επαναληπτική διαδικασία προσδιορισμού των διαστάσεων με τη μορφή λογικού διαγράμματος.



Σχήμα 3.2 : Διάγραμμα της επαναληπτικής διαδικασίας για τον προσδιορισμό των διαστάσεων ανιχνευτή HPGe.

3.2.2 Αρχική εκτίμηση των διαστάσεων του ανιχνευτή HPGe

Σύμφωνα με το πιστοποιητικό του κατασκευαστή (πίνακας A.1 στο Παράρτημα A), ο ανιχνευτής HPGe έχει τα ακόλουθα γεωμετρικά χαρακτηριστικά :

Διάμετρος	59.5mm
Μήκος	61.0mm
Απόσταση από παράθυρο	6.0mm

Πίνακας 3.1 : Διαστάσεις ανιχνευτή HPGe σύμφωνα με το πιστοποιητικό του

Όπως φαίνεται ο κατασκευαστής δεν δίνει σημαντικές πληροφορίες, όπως είναι οι διαστάσεις της οπής του ανιχνευτή HPGe. Επιπλέον, οι εξωτερικές διαστάσεις του ανιχνευτή δίνονται χωρίς έστω και εκτίμηση του πάχους του dead layer. Τέλος, είναι γνωστό ότι το παράθυρο του ανιχνευτή είναι κατασκευασμένο από Αλουμίνιο (Al), όπως και το περίβλημα το κρυστάτη, όμως δεν δίνεται κάποια πληροφορία για το πάχος του παραθύρου ή του περιβλήματος.

Στη βιβλιογραφία παρουσιάζονται συχνά περιπτώσεις όπου επιχειρείται η προσομοίωση ανιχνευτών γερμανίου χωρίς να υπάρχουν πληροφορίες σχετικά με τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά τους (Dryak P. & Kovar P., 2006), (Vidmar T. et al., 2007), (Vargas M. J. & Guerra A.L., 2006). Η μέθοδος που συνήθως ακολουθείται είναι ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών αυτών μέσω σύγκρισης πειραμάτων και δεδομένων προσομοίωσης. Αρχικά, χρησιμοποιώντας τις πληροφορίες που δίνονται στα εγχειρίδια του κατασκευαστή και εκτιμώντας τα υπόλοιπα με βάση την υπάρχουσα βιβλιογραφία, δημιουργείται μία πρώτη προσέγγιση του γεωμετρικού μοντέλου και προσομοιώνεται το υπό εξέταση πρόβλημα. Στη συνέχεια, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης συγκρίνονται με αντίστοιχα πειραματικά λαμβάνοντας συνήθως ως μέγεθος σύγκρισης την απόδοση φωτοκορυφής. Ανάλογα με τα αποτελέσματα της σύγκρισης επιλέγονται νέες διαστάσεις για τα άγνωστα μεγέθη και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι να υπάρχει σύγκλιση των συγκρινόμενων μεγεθών. Το επίπεδο της αποδεκτής απόκλισης ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα και εκείνα της προσομοίωσης επιλέγεται από το χρήστη. Ακόμα και στην περίπτωση που είναι γνωστές όλες οι διαστάσεις του ανιχνευτή είναι σκόπιμο να ελέγχονται και να επαληθεύονται αφού στη βιβλιογραφία έχουν αναφερθεί αρκετές περιπτώσεις όπου τα πραγματικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή διαφέρουν κατά πολύ από αυτά που αναγράφονται στο πιστοποιητικό του κατασκευαστή. Ενδεικτικά αναφέρονται περιπτώσεις όπου το πραγματικό πάχος της νεκρής ζώνης εκτιμάται διπλάσιο από αυτό που δίνει ο κατασκευαστής (Rodenas J. et al., 2003). Τέτοιου είδους αποκλίσεις μπορεί να οφείλονται σε κατ' εκτίμηση προσεγγίσεις των διαστάσεων από τους κατασκευαστές, σε διαφοροποιήσεις με την πάροδο του χρόνου κάποιων χαρακτηριστικών (π.χ. του dead layer) λόγω της χρήσης του ανιχνευτή ή σε ατελείς συγκεντρώσεις φορτίου (Le Petit et al., 2006) στην περίπτωση αλληλεπιδράσεων που γίνονται πολύ κοντά σε κάποιο από τα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή. Υπάρχει πλήθος δημοσιεύσεων που πραγματεύεται μεθόδους για τον ακριβή προσδιορισμό των

γεωμετρικών χαρακτηριστικών ανιχνευτών γερμανίου (P. Dryak - P. Kovar, 2006), (Le Petit et al., 2006).

Στην παρούσα ΔΕ τα άγνωστα μεγέθη είναι οι διαστάσεις της κυλινδρικής οπής, του dead layer, το πάχος του παραθύρου και το πάχος του περιβλήματος του κρυστάτη. Όσον αφορά τις διαστάσεις της κυλινδρικής οπής έγινε ανασκόπηση στα εγχειρίδια του κατασκευαστή (CI) αλλά και σε παλαιότερες ΔΕ του ΕΠΤ-ΕΜΠ όπου αντιμετωπίζεται το πρόβλημα της διαστασιολόγησης ανιχνευτών γερμανίου (ΔΕ Θ. Βασιλοπούλου, 2008), (ΔΕ Μ. Ι. Σάββα, 2009). Οι τιμές εκκίνησης που επιλέχθηκαν είναι 50mm για το ύψος της οπής και 12mm για τη διάμετρο. Οι τιμές αυτές υπολογίστηκαν στην ΔΕ Θ. Βασιλοπούλου, 2008 για άλλον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ σχετικής απόδοσης 33.8%, ο οποίος έχει αντίστοιχη μορφή με τον ανιχνευτή HPGe που εξετάζεται σε αυτή τη ΔΕ.

Η επιλογή της πρώτης εκτίμηση των διαστάσεων του dead layer βασίστηκε σε έγγραφο του κατασκευαστή (CI), σύμφωνα με το οποίο, η εξωτερική επαφή τύπου-n στους ανιχνευτές p-τύπου αυτής της σειράς ανέρχεται περίπου στα 0.5mm πάχος. Αντίστοιχα το πάχος της εσωτερικής επαφής τύπου-p κυμαίνεται στα 0.3μm. Λαμβάνοντας υπόψη αυτά τα δεδομένα επιλέχθηκε για το dead layer στην εμπρόσθια, περιφερειακή και κάτω επιφάνεια πάχος ίσο με 0.5mm, ενώ το dead layer της οπής θεωρήθηκε αμελητέο.

Οι διαστάσεις του περιβλήματος αλουμινίου και του παραθύρου εκτιμήθηκαν με βάση τη διεθνή βιβλιογραφία και τα δεδομένα που δίνονται από τους κατασκευαστές. Πιο συγκεκριμένα, η απόσταση του κρυστάλλου του ανιχνευτή περιφερειακά από το περίβλημα θεωρείται ότι είναι ίση με την απόσταση του από το παράθυρο δηλαδή 6mm. Το πάχος του περιβλήματος εκτιμάται ίσο με 1.5mm. Αντίστοιχα, βάσει των κατασκευαστικών χαρακτηριστικών του κρυστάτη που επιλέχθηκε για τον υπόψη ανιχνευτή HPGe, το πάχος του παραθύρου κυμαίνεται περί τα 0.5mm.

Ως παράμετροι οι οποίες θα τροποποιούνται σε κάθε νέο γεωμετρικό μοντέλο μετά τη σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα πειραματικά, επελέγησαν εκείνες για τις οποίες υπήρχε μικρότερη βεβαιότητα, όσον αφορά τις πραγματικές διαστάσεις τους, αλλά και εκείνες που κρίθηκε ότι έχουν τη μεγαλύτερη επίδραση στην ανιχνευτική ικανότητα της διάταξης. Με αυτό το σκεπτικό επιλέχθηκαν :

- το πάχος του εμπρόσθιου (front) dead layer
- το πάχος του περιφερειακού dead layer
- το πάχος του κάτω dead layer
- το ύψος της οπής (finger)
- η διάμετρος της οπής (finger)

Το πάχος του παραθύρου και του περιβλήματος του κρυστάτη, καθώς και η απόσταση του κρυστάλλου από αυτό λαμβάνονται σταθερά. Τέλος, πρέπει να επισημανθεί ότι τα στρώματα του dead layer θεωρούνται ότι έχουν ομοιόμορφο πάχος αντίστοιχα στις επιφάνειες που καλύπτουν. Η πρώτη προσέγγιση των διαστάσεων γίνεται με σημειακές πηγές.

3.2.3 Εκτίμηση των διαστάσεων του ανιχνευτή με σημειακές πηγές

Οι πρώτες δοκιμές για την προσέγγιση γεωμετρικού μοντέλου, δηλαδή των διαστάσεων του ανιχνευτή έγιναν με τη χρήση σημειακών πηγών. Αν και το μεγαλύτερο μέρος των πηγών που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ είναι πηγές όγκου, οι σημειακές πηγές επιλέχθηκαν για τις αρχικές εκτιμήσεις διότι η υψηλότερη ενεργότητά τους επιτρέπει τη συλλογή φασμάτων ικανοποιητικής στατιστικής σε σχετικά μικρό χρονικό διάστημα, ακόμα και για θέσεις μακριά από τον ανιχνευτή. Στον πίνακα 3.2 όπου καταγράφονται οι σημειακές πηγές που χρησιμοποιήθηκαν, παρατίθενται οι κωδικοί των πηγών, τα ισότοπα και οι ενέργειες των φωτονίων που εκπέμπουν, ο χρόνος ημιζωής ($T_{1/2}$), καθώς και η ενεργότητά τους στην ημερομηνία αναφοράς, συνοδευόμενη από τη σχετική αβεβαιότητα (1σ). Τα πιστοποιητικά των πηγών δίνονται στο Παράρτημα Α (πίνακες Α.2-Α.4). Η επιλογή των συγκεκριμένων ισωτόπων επιτρέπει τη μελέτη μεγάλου εύρους του ενεργειακού φάσματος.

Κωδικός πηγής	Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	$T_{1/2}$ (years)	Ημερομηνία αναφοράς	Ενεργότητα πηγής (μCi)
CP716	^{241}Am	59.54	432.6	1/7/1991	1.090 \pm 4.0%
7S266	^{137}Cs	661.66	30.05	1/1/1981	0.993 \pm 6.0%
7U238	^{60}Co	1173.23	5.2711	1/1/1981	1.183 \pm 3.9%
		1332.49			

Πίνακας 3.2 : Χαρακτηριστικά σημειακών πηγών

Με την πηγή ^{241}Am έγιναν πειράματα σε δύο αποστάσεις από την επιφάνεια του κρυστάτη: 51.7mm και 228mm. Καθώς τα φωτόνια του ^{241}Am είναι χαμηλής ενέργειας, δεν έχουν τόσο μεγάλη διεισδυτικότητα, άρα το μέγεθος που επηρεάζει έντονα την ανίχνευσή τους είναι το πάχος του front dead layer. Αυτό ισχύει και στη μεγάλη και στη μικρή απόσταση. Στη μικρή απόσταση, όπου η στερεά γωνία είναι μεγαλύτερη, ενδεχομένως παίζει μικρό ρόλο και το πάχος του περιφερειακού dead layer. Ένα μέγεθος ακόμα που επηρεάζει την ανίχνευση του ^{241}Am είναι το ύψος της οπής.

Με την πηγή του ^{137}Cs έγιναν επίσης πειράματα σε δύο αποστάσεις από την επιφάνεια του κρυστάτη: 51.7 mm και 230.2 mm. Τα φωτόνια που εκπέμπει έχουν μεγαλύτερη διεισδυτικότητα με αποτέλεσμα να μην επηρεάζονται έντονα από το front dead layer. Η ανίχνευση του ^{137}Cs στη μακρινή απόσταση επηρεάζεται από τη διάμετρο της οπής, ενώ στην κοντινή όπου η στερεά γωνία είναι μεγαλύτερη επηρεάζεται και από το πάχος του περιφερειακού dead layer.

Τέλος, για το ^{60}Co έγιναν πειράματα μόνο σε μακρινή απόσταση στα 230.2mm καθώς στις μακρινές αποστάσεις η επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης είναι λιγότερο έντονη. Το ^{60}Co επηρεάζεται από το κάτω dead layer και ελάχιστα από το εμπρόσθιο ή το περιφερειακό.

Για τον υπολογισμό των αποδόσεων φωτοκορυφής χρησιμοποιείται η σχέση 2.6 και για την αβεβαιότητα η σχέση 2.13. Για τους υπολογισμούς αυτούς και για τον υπολογισμό της ενεργότητας των πηγών την ημερομηνία διεξαγωγής των πειραμάτων (Μάιος 2013) λήφθηκαν οι τιμές του ποσοστού εκπομπής και του χρόνου ημιζωής, αντίστοιχα, από την πηγή “Monographie BIPM-5 – Tables of Radionuclides”. Τα υπόλοιπα δεδομένα για τον υπολογισμό της απόδοσης παρέχονται από την επεξεργασία του φάσματος με τον κώδικα SPUNAL. Ο πίνακας 3.3 παρουσιάζει τα αποτελέσματα των πειραμάτων με σημειακές πηγές. Δίνονται το ισότοπο, η ενέργεια, η απόσταση από τον κρυστάτη όπου τοποθετήθηκε η πηγή, η πειραματική απόδοση του ανιχνευτή HPGe και η σχετική αβεβαιότητα (1σ) που τη συνοδεύει.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Απόσταση πηγής από ανιχνευτή (mm)	Απόδοση HPGe
^{241}Am	59.54	51.7	0.025 ± 4.02%

		228.0	0.00195 ± 4.02%
¹³⁷ Cs	661.66	51.7	0.0100 ± 6.05%
		230.2	0.00095 ± 6.02%
⁶⁰ Co	1173.23	230.2	0.00057 ± 3.97%
	1332.49	230.2	0.00053 ± 3.97%

Πίνακας 3.3 : Πειραματικές αποδόσεις φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για τις ενέργειες των σημειακών πηγών.

Για την προσομοίωση των παραπάνω πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας PENELOPE 2008. Στη συνέχεια θα παρουσιασθούν οι διάφοροι γεωμετρικοί συνδυασμοί που δοκιμάστηκαν καθώς και το σκεπτικό, βάση του οποίου τροποποιήθηκαν οι παράμετροι, ώστε να προσεγγιστεί το επιθυμητό γεωμετρικό μοντέλο. Συνολικά δοκιμάστηκαν 41 διαφορετικά γεωμετρικά μοντέλα, η λεπτομερής παρουσίαση των οποίων δεν κρίνεται σκόπιμη, καθώς η διαφορά στα αποτελέσματα μη σημαντική. Το σύνολο των γεωμετρικών μοντέλων που δοκιμάστηκαν όπως και τα αποτελέσματα των δοκιμών παρουσιάζονται στο Παράρτημα Β. Στη συνέχεια παρουσιάζονται μόνο το μοντέλο με τα αρχικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά που δοκιμάστηκαν «μοντέλο M01» και το μοντέλο με τα τελικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά τα οποία και υιοθετήθηκαν «μοντέλο M11».

Γεωμετρικό μοντέλο M01

Σε αυτή τη δοκιμή όλες οι παράμετροι λαμβάνουν τις τιμές "εκκίνησης".

- το πάχος του front dead layer ισούται με 500μm,
- το πάχος του περιφερειακού dead layer ισούται με 500μm,
- το πάχος του κάτω dead layer ισούται με 500μm,
- το ύψος της οπής (finger) ισούται με 50mm,
- η διάμετρος της οπής (finger) ισούται με 12mm.

Στον πίνακα 3.4 παρουσιάζονται οι ενέργειες των φωτονίων, οι πειραματικές αποδόσεις και οι αποδόσεις που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις μαζί με τις αβεβαιότητες ² τους (1σ), για κάθε απόσταση x που εξετάστηκε. Ακόμη παρουσιάζεται η απόκλιση των αποδόσεων και οι τιμές της μεταβλητής U (U-test). Πρέπει να

επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος σημαντικών ψηφίων προκειμένου να είναι εμφανέστερη η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

Ενέργεια (keV)	x (mm)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)	U (U-test)
		Απόδοση	σ %	απόδοση	σ %		
59.54	51.7	0.02507	4.02	0.02746	0.12	9.52	2.37
	228.0	0.00195	4.02	0.00214	0.40	10.18	2.52
661.66	51.7	0.01000	6.05	0.01024	0.02	2.40	0.40
	230.2	0.00095	6.02	0.00098	0.53	3.39	0.56
1173.23	230.2	0.00057	3.97	0.00062	0.95	9.06	2.21
1332.49	230.2	0.00053	3.97	0.00057	0.70	7.84	1.94

Πίνακας 3.4 : Τιμές αποδόσεων και σύγκριση προσομοίωσης και πειράματος για το γεωμετρικό μοντέλο M01.

Όπως παρατηρείται από τον πίνακα 3.4 οι τιμές "εκκίνησης" δεν δίνουν τα επιθυμητά αποτελέσματα σύγκλισης. Οι τιμές U βρίσκονται σε όρια στατιστικής αβεβαιότητας για το ^{241}Am και στις δύο αποστάσεις, καθώς και για την ενέργεια των 1173.24keV του ^{60}Co . Για το ^{137}Cs η απόκλιση των αποδόσεων είναι στατιστικά μη σημαντική και για τις δύο αποστάσεις πηγής-ανιχνευτή, όπως επίσης για την ενέργεια των 1332.49keV του ^{60}Co στη μακρινή απόσταση. Το κυριότερο συμπέρασμα που εξάγεται από τον πίνακα 3.3 είναι ότι σε όλες τις περιπτώσεις η προσομοίωση υπερεκτιμά την απόδοση φωτοκορυφής. Ως εκ τούτου οι διαστάσεις του μοντέλου πρέπει να επανεκτιμηθούν. Τη μεγαλύτερη τροποποίηση πρέπει να υποστεί το πάχος του πρόσθιου και του κάτω dead layer, ενώ προς το παρόν οι υπόλοιπες παράμετροι θα παραμείνουν σταθερές.

Γεωμετρικό μοντέλο M11

Οι νέες τιμές των παραμέτρων για το εν λόγω γεωμετρικό μοντέλο αναγράφονται παρακάτω:

- το πάχος του front dead layer ισούται με 600μm,
- το πάχος το⁹υ περιφερειακού dead layer ισούται με 600μm,
- το πάχος του κάτω dead layer ισούται με 700μm,

⁹ Η σύμπτωση στις αβεβαιότητες που παρουσιάζεται για διαφορετικά φάσματα που λήφθηκαν με την πηγή σε διαφορετικές αποστάσεις οφείλεται στο ότι η κυρίαρχη πηγή της αβεβαιότητας είναι αυτή της πηγής που παραμένει σταθερή.

- το ύψος της οπής (finger) ισούται με 50mm,
- η διάμετρος της οπής (finger) ισούται με 14mm.

Στον πίνακα 3.5 παρουσιάζονται για κάθε ενέργεια φωτονίων, οι πειραματικές αποδόσεις και οι αποδόσεις που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις μαζί με τις αβεβαιότητες τους (1σ), για κάθε απόσταση πηγής-ανιχνευτή x . Ακόμη δίνεται η απόκλιση τους και οι τιμές της μεταβλητής U (U-test). Επισημαίνεται ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων προκειμένου να είναι εμφανέστερη η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

Ενέργεια (keV)	x (mm)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)	U (U-test)
		Απόδοση	σ %	απόδοση	σ %		
59.54	51.7	0.02507	4.02	0.02452	0.11	-2.18	0.54
	228.0	0.00195	4.02	0.00194	0.34	-0.22	0.06
661.66	51.7	0.01000	6.05	0.01001	0.51	0.65	0.11
	230.2	0.00095	6.02	0.00095	0.47	0.14	0.02
1173.23	230.2	0.00057	3.97	0.00059	0.94	4.32	1.06
1332.49	230.2	0.00053	3.97	0.00055	0.98	3.20	0.78

Πίνακας 3.5 : Τιμές αποδόσεων και σύγκριση προσομοίωσης και πειράματος για το γεωμετρικό μοντέλο M11.

Όπως είναι φανερό το συγκεκριμένο γεωμετρικό μοντέλο οδηγεί σε πολύ καλή σύγκλιση μεταξύ των πειραματικών αποτελεσμάτων και αυτών της προσομοίωσης. Σύμφωνα με το U-test οι πειραματικές και υπολογιστικές αποδόσεις δεν διαφέρουν στατιστικά σημαντικά για όλα τις ενέργειες που εξετάστηκαν και οι περισσότερες αποκλίσεις βρίσκονται μέσα σε αποδεκτά επίπεδα (<2-3%). Από τα πρόσημα τους παρατηρείται ότι έγινε υπερεκτίμηση του front dead layer και ότι το πάχος του κάτω dead layer θα πρέπει ίσως να αυξηθεί. Ακόμη θα ήταν επιθυμητό να μειωθεί η διάμετρος της οπής καθώς η τιμή της είναι αρκετά μεγάλη για ανιχνευτές τέτοιου μεγέθους.

3.2.3 Εκτίμηση γεωμετρικού μοντέλου με πηγές όγκου

Έχοντας μία πρώτη εκτίμηση του γεωμετρικού μοντέλου από τις σημειακές πηγές, θα γίνει αξιολόγησή του και με πηγές όγκου. Υπενθυμίζεται ότι τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που προσδιορίζονται μέσω μίας γεωμετρίας δείγματος-ανιχνευτή

μπορούν να οδηγούν σε μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ πειραμάτων και προσομοιώσεων άλλης γεωμετρίας. Για παράδειγμα η απόδοση στην περίπτωση σημειακών πηγών μπορεί να μην επηρεάζεται σημαντικά από γεωμετρικά χαρακτηριστικά όπως το πλαϊνό dead layer, κάτι το οποίο δεν ισχύει στην περίπτωση της γεωμετρίας Marinelli. Ως εκ τούτου, και δεδομένου ότι το μεγαλύτερο μέρος των πηγών που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ είναι πηγές όγκου, κρίνεται απαραίτητο να χρησιμοποιηθούν και τέτοιες πηγές για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών του ανιχνευτή HPGe.

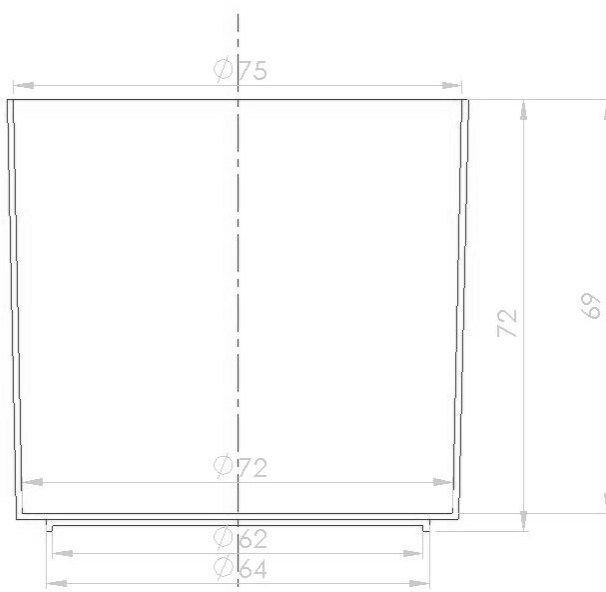
Οι πηγές όγκου, που χρησιμοποιήθηκαν για τον έλεγχο των γεωμετρικών μοντέλων, εμπεριέχονται σε τυποποιημένο κυλινδρικό δοχείο, όγκου 282 cm^3 , το οποίο χρησιμοποιείται για τη συσκευασία στερεών και υγρών δειγμάτων. Σημειώνεται ότι το δοχείο δεν είναι απόλυτα κυλινδρικό αλλά ελαφρώς κωνικό (σχήμα 3.3), η κωνικότητα του οποίου έχει μελετηθεί σε παλιότερες εργασίες (Αναγνωστάκης Μ., 1998) και περιγράφεται από την εξίσωση:

$$R = 0.029 \cdot h + 3.54 \quad (3.1)$$

όπου:

h: το ύψος του δοχείου και

R: η αντίστοιχη ακτίνα.



Σχήμα 3.3 : Σκαρίφημα τυποποιημένου δοχείου πηγών όγκου.

Το πάχος των τοιχωμάτων του δοχείου είναι περίπου 1mm τόσο περιφερειακά όσο και στη βάση. Το υλικό κατασκευής του είναι πλαστικό, στο οποίο παρουσιάζεται αρκετά χαμηλή εξασθένηση των φωτονίων χαμηλών ενεργειών, κυρίως για ενέργειες μεγαλύτερες των 50keV. Οι γεωμετρίες που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ με το δοχείο αυτό είναι οι ακόλουθες τρεις :

➤ Γεωμετρία 2

Η συγκεκριμένη γεωμετρία αντιστοιχεί σε δοχείο πλήρες υλικού, με όγκο 282cm^3 .

➤ Γεωμετρία 5

Η γεωμετρία αυτή αντιστοιχεί σε πλήρωση του δοχείου μέχρις ύψους 2.2cm που αντιστοιχεί σε όγκο δείγματος 97.2cm^3 .

➤ Γεωμετρία 8

Η γεωμετρία αυτή αντιστοιχεί σε πλήρωση του δοχείου μέχρις ύψους 1.0cm που αντιστοιχεί σε όγκο δείγματος 40.0cm^3 .

Σε κάθε περίπτωση γεωμετρίας, το δείγμα τοποθετείται ακριβώς πάνω από τον ανιχνευτή. Τα υλικά των δειγμάτων των πηγών που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό των γεωμετρικών χαρακτηριστικών είναι τα ακόλουθα:

➤ Άλας χλωριούχου καλίου (KCl), το οποίο διατίθεται σε μορφή σκόνης KCl πολύ υψηλής καθαρότητας (>99.9%). Η σκόνη KCl, αφού ξηρανθεί, τοποθετείται στο δοχείο και σφραγίζεται για να αποφευχθεί η προσρόφιση υγρασίας. Από το υλικό αυτό υπάρχει στο ΕΠΤ-ΕΜΠ πηγή «γεωμετρίας 2» με κωδικό MKCl2, πηγή «γεωμετρίας 5» με κωδικό MKCl5 και πηγή «γεωμετρίας 8» με κωδικό MKCl8.

➤ Πιστοποιημένο δείγμα νερού με περιεκτικότητα 0.05M υδροχλωρικού οξέος (HCl), το οποίο έχει προμηθευτεί το ΕΠΤ-ΕΜΠ από τον Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ) στο πλαίσιο της Άσκησης Διασύγκρισης ΙΑΕΑ-TEL-2013-04 (spiked water 3). Η πηγή περιέχει ^{241}Am , ^{137}Cs και ^{134}Cs . Από το υλικό αυτό έχει παρασκευασθεί πηγή «γεωμετρίας 2» με κωδικό WT089.

- Πιστοποιημένο δείγμα νερού με περιεκτικότητα 2M νιτρικού οξέος (HNO₃), το οποίο έχει προμηθευτεί το ΕΠΤ-ΕΜΠ από τον Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ) στο πλαίσιο της Άσκησης Διασύγκρισης ΙΑΕΑ-TEL-2012-04 (spiked water 2). Η πηγή περιέχει ²⁴¹Am και ¹³⁷Cs. Από το δείγμα αυτό έχει παρασκευασθεί πηγή «γεωμετρίας 2» με κωδικό WT085.

Από τα ισότοπα που περιέχονται στις πηγές οι οποίες χρησιμοποιήθηκαν, τα ισότοπα τα οποία εξετάστηκαν είναι μόνον τα: ²⁴¹Am, ¹³⁷Cs και ⁴⁰K, τα οποία δεν παρουσιάζουν το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence) και οι ενέργειές τους καλύπτουν όσο το δυνατό καλύτερα την ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος (0-2000keV).

Η επίδραση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή στην απόδοση φωτοκορυφής για τις συγκεκριμένες ενέργειες είναι αντίστοιχη αυτής που αναλύθηκε στην παράγραφο 3.2.3. Στον πίνακα 3.6 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των πειραμάτων για τις ενέργειες που εξετάζονται.

Κωδικός πηγής	Γεωμετρία πηγής	Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Απόδοση HPGe
WT089	2	²⁴¹ Am	59.54	0.0221 ± 2.05%
WT085	2			0.0223 ± 1.05%
WT089	2	¹³⁷ Cs	661.66	0.0115 ± 0.98%
WT085	2			0.0115 ± 1.03%
MKCl2	2	⁴⁰ K	1460.82	0.00666 ± 0.67%
MKCl5	5			0.0122 ± 1.21%
MKCl8	8			0.0156 ± 1.33%

Πίνακας 3.6 : Πειραματικές αποδόσεις φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe στις ενέργειες των πηγών όγκου.

Η διαδικασία που ακολουθήθηκε για τον προσδιορισμό της γεωμετρίας του ανιχνευτή είναι ακριβώς η ίδια με αυτή των σημειακών πηγών. Το μόνο που πρέπει να επισημανθεί είναι ότι ο κώδικας PENELOPE 2008 απαιτεί την πλήρη περιγραφή του υλικού της πηγής σε περίπτωση που αυτή δεν είναι σημειακή. Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 2, είναι απαραίτητη η δήλωση των υλικών των σωμάτων που περιγράφονται στο αρχείο γεωμετρίας. Επομένως είναι απαραίτητη η περιγραφή των υλικών 0.05M HCl και 2M HNO₃. Η διαδικασία που απαιτείται για τη δημιουργία αρχείων υλικών τα οποία δεν περιέχονται στη βιβλιοθήκη του κώδικα περιγράφεται

σε διάφορες διπλωματικές εργασίες (Αθανασίου Ν., 2006), (Μαρούδη Α. Ε., 2009), (Δουλγκέρογλου Μ. Ν., 2009).

Το πρώτο γεωμετρικό μοντέλο που θα εξεταστεί είναι το γεωμετρικό μοντέλο M11 το οποίο έδωσε αρκετά ικανοποιητικά αποτελέσματα για τις σημειακές πηγές.

Γεωμετρικό μοντέλο M11

Οι τιμές των παραμέτρων για το εν λόγω γεωμετρικό μοντέλο είναι:

- το πάχος του front dead layer ισούται με 600μm,
- το πάχος του περιφερειακού dead layer ισούται με 600μm,
- το πάχος του κάτω dead layer ισούται με 700μm,
- το ύψος της οπής (finger) ισούται με 50mm,
- η διάμετρος της οπής (finger) ισούται με 14mm.

Στον πίνακα 3.7 παρουσιάζονται για κάθε ενέργεια φωτονίου, οι κωδικοί των πηγών, οι πειραματικές αποδόσεις και οι αποδόσεις που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις, με τις αβεβαιότητές τους (1σ), καθώς επίσης η απόκλιση και οι τιμές της μεταβλητής U (U-test). Οι τιμές δεν αναγράφονται με το σωστό πλήθος σημαντικών ψηφίων, ώστε να είναι ευχερέστερη η σύγκρισή τους. Επισημαίνεται ότι για λόγους σύγκρισης στον πίνακα αυτό παρουσιάζονται οι αποδόσεις και για τις σημειακές πηγές του πίνακα 3.5.

Ενέργεια (keV)	Κωδικός πηγής	x (mm)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)	U
			απόδοση	σ %	απόδοση	σ %		
59.54	CP716	51.7	0.02507	4.02	0.02452	0.11	-2.18	0.54
	CP716	228.0	0.00195	4.02	0.00194	0.34	-0.22	0.06
	WT089	~ 0	0.02209	2.05	0.02336	0.02	5.75	2.81
	WT085	~ 0	0.02229	1.05	0.02353	0.01	5.59	5.35
661.66	7S266	51.7	0.01000	6.05	0.01001	0.51	0.65	0.11
	7S266	230.2	0.00095	6.02	0.00095	0.47	0.14	0.02
	WT089	~ 0	0.01151	0.98	0.01367	0.10	18.82	18.84
	WT085	~ 0	0.01148	1.03	0.01367	0.15	19.10	18.40
1173.23	7U238	230.2	0.00057	3.97	0.00059	0.94	4.32	1.06
1332.49	7U238	230.2	0.00053	3.97	0.00055	0.98	3.20	0.78

Πίνακας 3.7 : Τιμές αποδόσεων και σύγκριση προσομοίωσης και πειράματος για το γεωμετρικό μοντέλο M11 για σημειακές πηγές και πηγές όγκου.

Στη συγκεκριμένη φάση δεν εξετάστηκαν οι πηγές του ^{40}K καθώς θεωρήθηκε σκόπιμο να πραγματοποιηθεί αρχικά μια μελέτη και σύγκριση των ισοτόπων που υπάρχουν τόσο

σε σημειακές όσο και σε πηγές όγκου. Όπως φαίνεται από τις αποκλίσεις και το στατιστικό έλεγχο U, το γεωμετρικό μοντέλο M11, ενώ είναι στατιστικά αποδεκτό για τις σημειακές πηγές, παρουσιάζει μη αποδεκτές αποκλίσεις στις πηγές όγκου, ιδίως το ^{137}Cs . Δεδομένου ότι η προσομοίωση δίνει συστηματικά μεγαλύτερες τιμές από το πείραμα για τις πηγές όγκου και του ^{241}Am και του ^{137}Cs , κρίθηκε ότι πρέπει να αυξηθεί το front dead layer (το οποίο επηρεάζει κυρίως τα φωτόνια του ^{241}Am), όπως και το πάχος του περιφερειακού dead layer και η διάμετρος της οπής (το οποίο επηρεάζει κυρίως τα φωτόνια του ^{137}Cs). Η έντονη διαφορά ανάμεσα στις αποκλίσεις των αποδόσεων για την ίδια ενέργεια αλλά για διαφορετική γεωμετρία, καταδεικνύει την ανάγκη μελέτης των γεωμετρικών χαρακτηριστικών για διάφορες γεωμετρίες. Με βάση το σκεπτικό αυτό δοκιμάστηκε ένα νέο μοντέλο, το γεωμετρικό μοντέλο M22.

Γεωμετρικό μοντέλο M22

Οι τιμές των παραμέτρων για το εν λόγω γεωμετρικό μοντέλο είναι :

- το πάχος του front dead layer ισούται με 600 μm ,
- το πάχος του περιφερειακού dead layer ισούται με 750 μm ,
- το πάχος του κάτω dead layer ισούται με 900 μm ,
- το ύψος της οπής (finger) ισούται με 50mm,
- η διάμετρος της οπής (finger) ισούται με 17mm.

Στον πίνακα 3.8 παρουσιάζονται για κάθε ενέργεια και πηγή, οι πειραματικές αποδόσεις και οι αποδόσεις που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις μαζί με τις αβεβαιότητες τους (1 σ). Επιπλέον δίνεται η απόκλισή τους και οι τιμές της μεταβλητής U (U-test). Οι τιμές δεν αναγράφονται με το σωστό πλήθος σημαντικών ψηφίων, ώστε να είναι ευχερέστερη η σύγκρισή τους.

Ενέργεια (keV)	Κωδικός πηγής	x (mm)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)	U
			Απόδοση	σ %	απόδοση	σ %		
59.54	CP716	51.7	0.02507	4.02	0.02411	0.11	-3.81	0.95
	CP716	228.0	0.00195	4.02	0.00189	0.37	-2.74	0.68
	WT089	~ 0	0.02209	2.05	0.02111	0.10	-4.43	2.16
661.66	7S266	51.7	0.01000	1.05	0.00945	0.32	-5.49	0.91
	7S266	230.2	0.00095	6.05	0.00089	0.79	-6.12	1.01
	WT089	~ 0	0.01151	6.02	0.01189	0.35	3.33	3.19
1173.23	7U238	230.2	0.00057	0.98	0.00056	0.96	-1.75	0.43

1332.49	7U238	230.2	0.00053	1.03	0.00051	0.98	-4.31	1.06
1460.82	MKCl2	~ 0	0.00666	3.97	0.00652	0.24	-2.00	2.83

Πίνακας 3.8 : Τιμές αποδόσεων και σύγκριση προσομοίωσης και πειράματος για το γεωμετρικό μοντέλο M22.

Τα αποτελέσματα του συγκεκριμένου γεωμετρικού μοντέλου παρουσιάζονται βελτιωμένα σε σχέση με το μοντέλο M11. Παρατηρείται ότι όλες οι αποδόσεις των προσομοιώσεων, για τις σημειακές πηγές, στατιστικά δεν διαφέρουν από τις αντίστοιχες πειραματικές σύμφωνα με το U-test. Ακόμη η απόκλιση έχει μειωθεί στο ^{241}Am και στο ^{60}Co όπως και στο ^{137}Cs , ενώ το ^{40}K είναι σε αποδεκτά επίπεδα. Η υψηλή τιμή του U-test που παρατηρείται στις πηγές όγκου οφείλεται στις χαμηλές αβεβαιότητες της προσομοίωσης. Επίσης, η αλλαγή του πρόσημου δηλώνει ότι οι πειραματικές αποδόσεις είναι μεγαλύτερες από αυτές που προκύπτουν από την προσομοίωση. Ως εκ τούτου θα ήταν ίσως επιθυμητή κάποια μείωση του front dead layer, του περιφερειακού dead layer ή της διαμέτρου της οπής. Δεν κρίθηκε αναγκαία ακόμα η σύγκριση σε άλλες γεωμετρίες πέρα από τη γεωμετρία 2 και εφόσον η διαφορά των αποδόσεων μεταξύ των πηγών WT089 και WT085 είναι μικρή εξετάστηκε μόνο η πρώτη, η οποία θεωρήθηκε πιο αξιόπιστη, μιας και η πηγή WT085 την περίοδο εκπόνηση της παρούσας ΔΕ έχει χάσει ένα μικρό ποσοστό της αρχικής της μάζας λόγω εξάτμισης.

Παρά την αποδεκτή σύγκλιση που παρουσιάζουν οι αποδόσεις με το μοντέλο M22 πρέπει να τονιστεί ότι οι τιμές που έχουν επιλεγεί για τις παραμέτρους είναι εκτός των ορίων της πραγματικότητας. Τα πάχη των dead layer που έχουν επιλεγεί είναι υπερεκτιμημένα για ένα σύγχρονο ανιχνευτή αυτού του μεγέθους, βάσει και των τιμών που δίνουν τα κατασκευαστικά αρχεία. Το ίδιο ισχύει και για τη διάμετρο της οπής. Όπως καταγράφεται και στη βιβλιογραφία (Glenn F. Knoll, 2010) η τιμή της εσωτερικής διαμέτρου στους σύγχρονους ανιχνευτές γερμανίου αυτών των διαστάσεων δεν μπορεί να είναι μεγαλύτερη από 12.5-13mm. Στόχος της μελέτης αυτού του μοντέλου ήταν η απόδειξη της δήλωσης, που έγινε ανωτέρω, ότι υπάρχουν διαφορετικά γεωμετρικά μοντέλα που μπορούν να παράγουν ικανοποιητικά αποτελέσματα. Ακόμη γίνεται σαφές ότι ο προσδιορισμός των διαστάσεων δεν μπορεί να είναι μια αυτοματοποιημένη υπολογιστική διεργασία, αλλά πάντα πρέπει να υπάρχει σχετικός έλεγχος ώστε οι επιλεγμένες διαστάσεις να ανταποκρίνονται στην πραγματικότητα.

Το γεγονός ότι, προκειμένου να επιτευχθεί επιθυμητό αποτέλεσμα, οι τιμές των παραμέτρων που εξετάζονται ξεπέρασαν τα πραγματικά όρια δημιουργεί αμφιβολία για το αν οι παράμετροι που θεωρήθηκαν σταθερές στην αρχή της διαδικασίας έχουν εκτιμηθεί σωστά. Όπως αναλύθηκε ήδη, δεν είναι απίθανο ένα τέτοιο ενδεχόμενο, τόσο για τις διαστάσεις που εκτιμήθηκαν από τη βιβλιογραφία όσο και για αυτές που δίνονται από τον κατασκευαστή. Οι λόγοι για τους οποίους μπορεί να συμβαίνει αυτό έχουν ήδη αναφερθεί στην αρχή της παραγράφου. Εξετάζοντας τις παραμέτρους που δεν τροποποιήθηκαν στη μέχρι τώρα ανάλυση προκύπτει το συμπέρασμα ότι, η επαναδιαστασιολόγηση του πάχους του τοιχώματος του κρυστάτη και του παραθύρου, όπως και της περιφερειακής απόστασης του κρυστάλλου από το περίβλημα του, θα επέφεραν μικρή αλλαγή στις αποδόσεις – κυρίως στις χαμηλές ενέργειες – καθώς δεν επηρεάζουν άμεσα την ενεργό περιοχή ανίχνευσης. Αντίθετα, οι διαστάσεις που δίνονται από τον κατασκευαστή, όπως η διάμετρος, το μήκος και η απόσταση του κρυστάλλου από το παράθυρο, μπορούν, με μικρές τροποποιήσεις, να αλλάξουν αρκετά τα αποτελέσματα και να επιφέρουν το επιθυμητό αποτέλεσμα. Στο επόμενο γεωμετρικό μοντέλο θα γίνουν αλλαγές σε όλες τις προηγούμενες παραμέτρους καθώς και στις τρεις νέες.

Γεωμετρικό μοντέλο M41

Οι νέες τιμές των παραμέτρων για το εν λόγω γεωμετρικό μοντέλο αναγράφονται παρακάτω:

- το πάχος του front dead layer ισούται με 550μm,
- το πάχος του περιφερειακού dead layer ισούται με 700μm,
- το πάχος του κάτω dead layer ισούται με 700μm,
- το ύψος της οπής (finger) ισούται με 50mm,
- η διάμετρος της οπής (finger) ισούται με 12.6mm,
- η εξωτερική διάμετρος του κρυστάλλου ισούται με 58.5mm,
- το μήκος του ανιχνευτή ισούται με 61mm,
- η απόσταση του κρυστάλλου από το παράθυρο ισούται με 7mm.

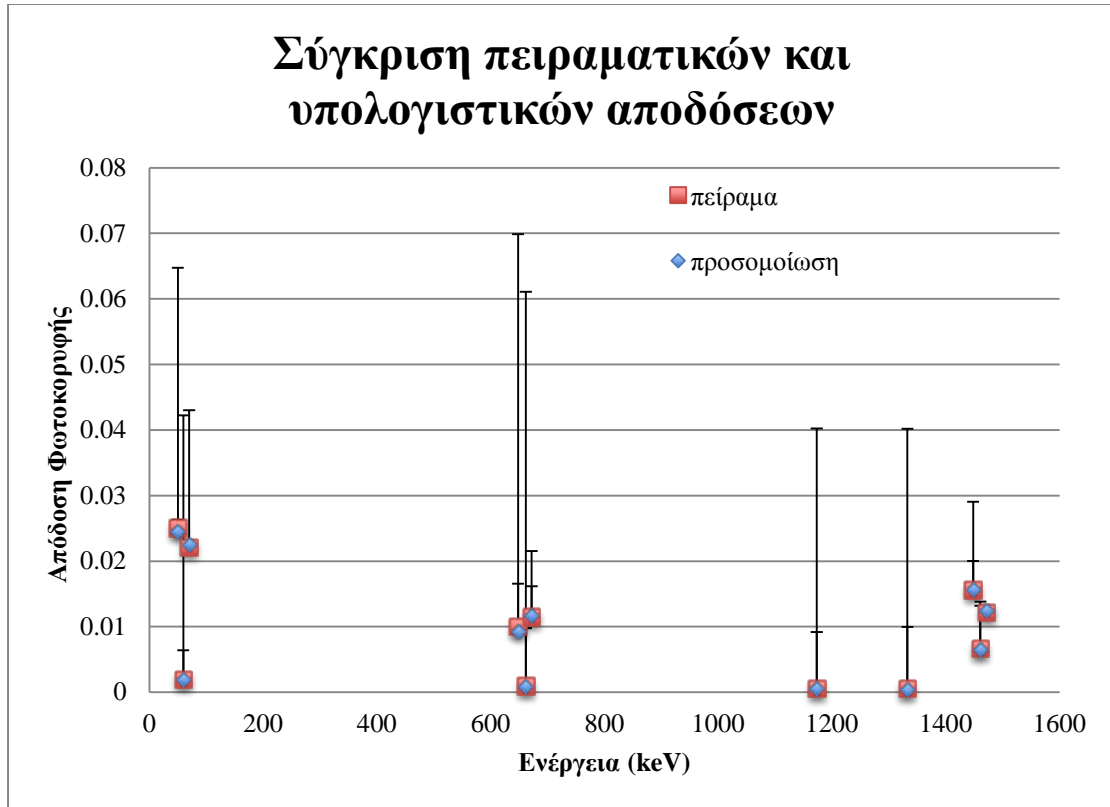
Στον πίνακα 3.9 παρουσιάζονται για κάθε ενέργεια και πηγή, οι πειραματικές αποδόσεις και οι αποδόσεις που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις μαζί με τις

αβεβαιότητες τους (1σ). Επιπλέον, δίνεται η απόκλιση των αποδόσεων και οι τιμές της μεταβλητής U (U-test). Οι τιμές δεν αναγράφονται με το σωστό πλήθος σημαντικών ψηφίων, ώστε να είναι ευχερέστερη η σύγκρισή τους.

Ενέργεια (keV)	Κωδικός πηγής	x (mm)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)	U
			απόδοση	σ %	απόδοση	σ %		
59.54	CP716	51.7	0.02507	4.02	0.02451	0.13	-2.23	0.55
	CP716	228.0	0.00195	4.02	0.00200	0.45	2.77	0.68
	WT089	~ 0	0.02209	2.05	0.02253	0.09	2.03	0.99
661.66	7S266	51.7	0.01000	6.05	0.00935	0.66	-6.47	1.06
	7S266	230.2	0.00095	6.02	0.00090	0.88	-4.96	0.82
	WT089	~ 0	0.01151	0.98	0.01172	0.47	1.88	1.73
1173.23	7U238	230.2	0.00057	3.97	0.00057	0.86	-0.39	0.10
1332.49	7U238	230.2	0.00053	3.97	0.00052	0.94	-1.51	0.37
1460.82	MKC12	~ 0	0.00666	4.02	0.00653	0.72	-1.93	1.99
	MKC15	~ 0	0.01217	4.02	0.01245	0.55	2.30	1.72
	MKC18	~ 0	0.01560	2.05	0.01572	0.44	0.83	0.59

Πίνακας 3.9 : Τιμές αποδόσεων και σύγκριση προσομοίωσης και πειράματος για το γεωμετρικό μοντέλο M41.

Όπως γίνεται αντιληπτό από τον παραπάνω πίνακα το γεωμετρικό μοντέλο που προσεγγίζει καλύτερα την αναπαράσταση του ανιχνευτή είναι το M41. Παρατηρείται ότι όλες οι συγκρίσεις βρίσκονται στα αποδεκτά όρια, είτε πρόκειται για τη τιμή του U όπου υπάρχουν μεγάλες αβεβαιότητες ($|U| \leq 1.96$), είτε για την απόκλιση όπου οι αβεβαιότητες είναι μικρές ($\text{diff}(\%) \leq 2\text{-}3\%$). Δόθηκε μεγαλύτερη έμφαση στην προσέγγιση χαρακτηριστικών που να συγκλίνουν καλύτερα για τις γεωμετρίες όγκου, παρά για τις σημειακές πηγές, καθώς η πλειοψηφία των δειγμάτων που εξετάζονται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ αποτελούν πηγές όγκου. Παρόλα αυτά είναι σαφές ότι το γεωμετρικό μοντέλο αποδίδει με ακρίβεια αποδόσεις για όλες τις γεωμετρίες που εξετάστηκαν. Στο σχήμα 3.4 παρουσιάζεται η γραφική σύγκριση των τιμών των αποδόσεων που προκύπτουν από το πείραμα και τις προσομοιώσεις για κάθε ενέργεια μαζί με τις αβεβαιότητες τους (1σ).



Σχήμα 3.4 : Γραφική σύγκριση αποδόσεων για τον γεωμετρικό προσδιορισμό του ανιχνευτή HPGe

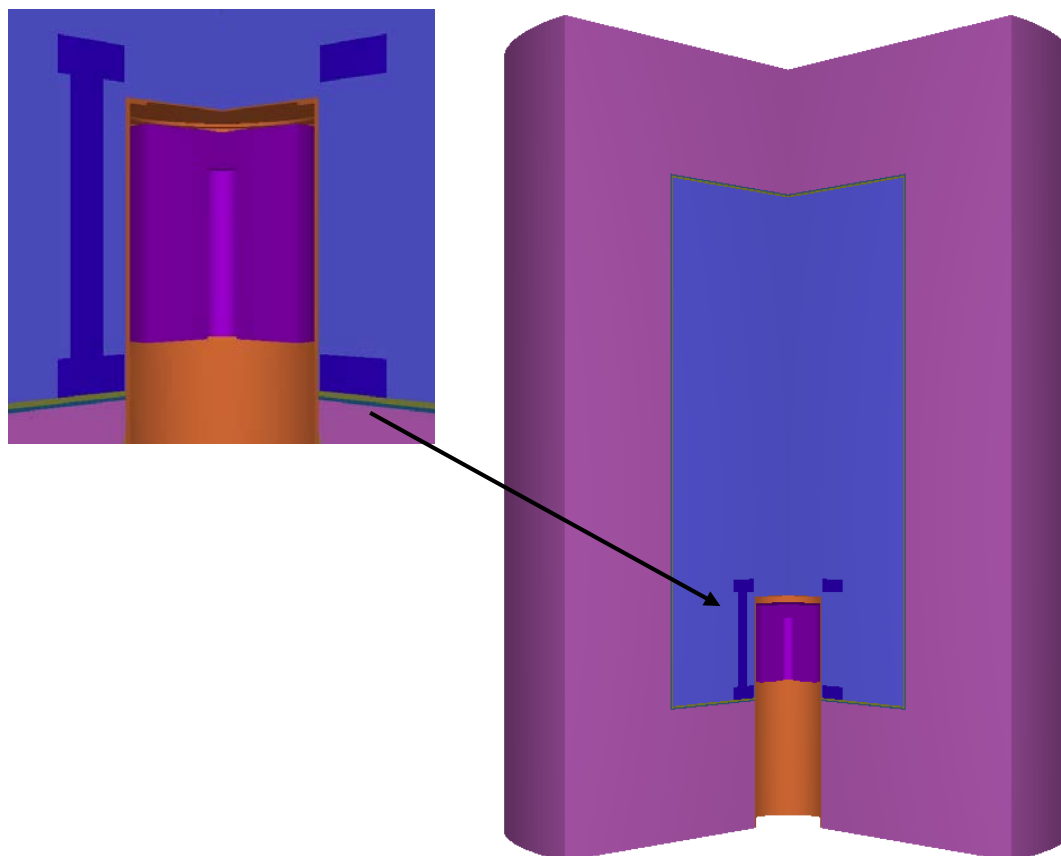
Στον πίνακα 3.10 παρουσιάζονται αναλυτικά τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του εικονικού ανιχνευτή που προσομοιάζει τον ανιχνευτή HPGe.

Εξωτερική Διάμετρος Ανιχνευτή	58.5mm
Μήκος Ανιχνευτή	61.0mm
Απόσταση Κρυστάλλου από Παράθυρο	7.0mm
Πάχος Παραθύρου	0.5mm
Πάχος Τοιχώματος Κρυστάτη	1.5mm
Απόσταση Κρυστάλλου από Τοίχωμα	6.0mm
Front Dead Layer	550μm
Περιφερειακό Dead Layer	700μm
Κάτω Dead Layer	700μm
Εσωτερική Διάμετρος Οπήs (finger)	12.6mm
Μήκος Οπήs (finger)	50.0mm

Πίνακας 3.10 : Γεωμετρικά χαρακτηριστικά εικονικού ανιχνευτή HPGe

Το γεωμετρικό μοντέλο που περιγράφεται στον παραπάνω πίνακα θα χρησιμοποιείται πλέον για τις προσομοιώσεις του ανιχνευτή HPGe στη συνέχεια εργασίας. Στο σχήμα

3.5 απεικονίζεται ο εν λόγω εικονικός ανιχνευτής με χρήση του προγράμματος GVIEW3D.



Σχήμα 3.5 : Τρισδιάστατη απεικόνιση, με τομή, ανιχνευτικής διάταξης HPGe μέσα στη θωράκιση.

3.3 Βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe

Απαραίτητη για τον ποσοτικό προσδιορισμό ραδιοϊσοτόπων ενός δείγματος είναι η γνώση της απόδοσης ανίχνευσης, όπως ειπώθηκε στο κεφάλαιο 2. Εκτός από τη βαθμονόμηση της ανιχνευτικής διάταξης ως προς την απόδοση φωτοκορυφής, συχνά χρήσιμη είναι η γνώση και της καμπύλης ολικής απόδοσης, η οποία δίνεται συνήθως ως λόγος απόδοσης φωτοκορυφής προς ολική (peak-to-total ratio, ptt) ή το αντίστροφο (total-to-peak ratio, ttp). Ο προσδιορισμός των καμπύλων απόδοσης, είτε φωτοκορυφής είτε ολικής, μπορεί να γίνει τόσο με πειραματικές όσο και με υπολογιστικές μεθόδους.

Καθώς κατά την περίοδο εκπόνησης της ΔΕ δεν διατίθεντο στο ΕΠΤ-ΕΜΠ κατάλληλες πηγές¹⁰, οι οποίες θα επέτρεπαν τη βαθμονόμηση της ανιχνευτικής διάταξης για τις γεωμετρίες που ενδιαφέρουν, επιλέχθηκε η χρήση υπολογιστικών μεθόδων για τον προσδιορισμό, τόσο της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής όσο και ολικής απόδοσης. Η χρήση τέτοιων μεθόδων κατέστη δυνατή μετά την εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της ανιχνευτικής διάταξης που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη παράγραφο.

Στα πλαίσια της ΔΕ έγινε βαθμονόμηση απόδοσης για δύο από τις τυπικές γεωμετρίες όγκου του ΕΠΤ-ΕΜΠ, τη «γεωμετρία 2» και τη «γεωμετρία 8». Ως υλικό αναφοράς της πηγής βαθμονόμησης λήφθηκε το διάλυμα 2M HCl, το οποίο αντιστοιχεί στο υλικό των πηγών που κατασκευάστηκαν στο ΕΠΤ-ΕΜΠ από πρότυπη πηγή βαθμονόμησης που χρησιμοποιήθηκε στο ΕΠΤ-ΕΜΠ στο πλαίσιο Άσκησης Διασύγκρισης. Το πιστοποιητικό της αρχικής πηγής (διαλύματος) παρατίθεται στο Παράρτημα Α. Οι ενέργειες φωτονίων¹¹ που επιλέχθηκε να προσομοιωθούν είναι αυτές των ισοτόπων ²⁴¹Am, ¹⁰⁹Cd, ⁵⁷Co, ¹³⁹Ce, ²⁰³Hg, ¹¹³Sn, ⁸⁵Sr, ¹³⁷Cs, ⁸⁸Y και ⁶⁰Co, που συνήθως περιέχονται σε πρότυπες πηγές βαθμονόμησης ώστε να καλύπτουν μεγάλο μέρος του ενεργειακού φάσματος. Σημειώνεται ότι κατά την προσομοίωση των φωτονίων των ισοτόπων ⁸⁸Y και ⁶⁰Co δεν ελήφθη υπόψη το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Σε όλες τις περιπτώσεις οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν θεωρώντας την πηγή ιστροπική και σε επαφή με τον ανιχνευτή.

Όπως αναλύθηκε και στο κεφάλαιο 2, η σχέση που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για τη βαθμονόμηση απόδοσης φωτοκορυφής για κάθε γεωμετρία είναι πολυώνυμο δευτέρου βαθμού της μορφής:

$$\ln(\text{eff}) = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot \ln(E) + \alpha_2 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.2)$$

όπου οι συντελεστές α_i της αναδρομής εκτιμούνται με εφαρμογή της μεθόδου ελαχίστων τετραγώνων (Montgomery D.C. and Runger G.C., 2003). Η ενεργειακή περιοχή λειτουργίας του ανιχνευτή (0-2000keV) διαιρείται σε δύο υποπεριοχές: την περιοχή χαμηλών και μέσων ενεργειών και την περιοχή υψηλών ενεργειών. Το όριο

¹⁰ Οι πηγές βαθμονόμησης που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ περιέχουν μία σειρά από ραδιενεργά ισότοπα, πολλά από τα οποία έχουν μικρό χρόνο υποδιπλασιασμού, της τάξης των μερικών δεκάδων ημερών.

¹¹ Παρατίθενται στον πίνακα 3.11 στην παράγραφο 3.3.1 που ακολουθεί

μεταξύ των δύο περιοχών για κάθε γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή επιλέγεται στα 279.19keV που αντιστοιχεί στην ενέργεια των φωτονίων του ^{203}Hg .

Όσον αφορά στην εξάρτηση του λόγου ttp (total-to-peak ratio) από την ενέργεια, αυτή προσδιορίζεται για όλο το ενεργειακό φάσμα (0-2000 keV) από γραμμική συνάρτηση μεταξύ των λογαρίθμων της ενέργειας και του λόγου ttp, της μορφής :

$$\ln(ttp) = a_0 + a_1 \cdot \ln(E) \quad (3.3)$$

όπου οι συντελεστές a_i της αναδρομής εκτιμούνται με εφαρμογή της μεθόδου ελαχίστων τετραγώνων. Ανάλογης μορφής συνάρτηση αναδρομής μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την έκφραση της εξάρτησης του λόγου ptt (peak-to-total ratio) από την ενέργεια.

3.3.1 Προσδιορισμός καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης για γεωμετρία 2

Στον πίνακα 3.11 καταγράφονται οι ενέργειες φωτονίων που προσομοιώθηκαν, οι υπολογιζόμενες αποδόσεις φωτοκορυφής και οι ολικές αποδόσεις, καθώς και ο λόγος ttp που προκύπτει από αυτές, μαζί με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες (1σ).

E (keV)	Απόδοση φωτοκορυφής	σ (%)	Ολική απόδοση	σ (%)	ttp	σ (%)
59.54	0.02145	0.17	0.02866	0.15	1.337	0.23
88.03	0.03436	0.14	0.05323	0.11	1.549	0.18
122.06	0.03647	0.15	0.06314	0.12	1.732	0.19
165.86	0.0333	0.37	0.0651	0.26	1.956	0.45
279.20	0.0233	0.48	0.0614	0.30	2.64	0.56
391.70	0.0178	0.58	0.0582	0.32	3.27	0.66
514.01	0.01420	0.53	0.0552	0.27	3.89	0.59
661.66	0.01165	0.54	0.0521	0.26	4.47	0.60
898.04	0.00929	0.66	0.0486	0.29	5.23	0.72
1173.23	0.00770	0.76	0.0455	0.47	5.91	0.89
1332.49	0.00698	0.77	0.0440	0.31	6.31	0.83
1836.05	0.00545	0.86	0.0413	0.31	7.58	0.92

Πίνακας 3.11 : Απόδοση φωτοκορυφής, ολική απόδοση και λόγος ttp όπως προκύπτουν από την προσομοίωση για πηγή 2M HCl γεωμετρίας 2.

Με βάση τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για τη γεωμετρία 2 προκύπτουν οι εξής συναρτήσεις υπολογισμού της απόδοσης φωτοκορυφής :

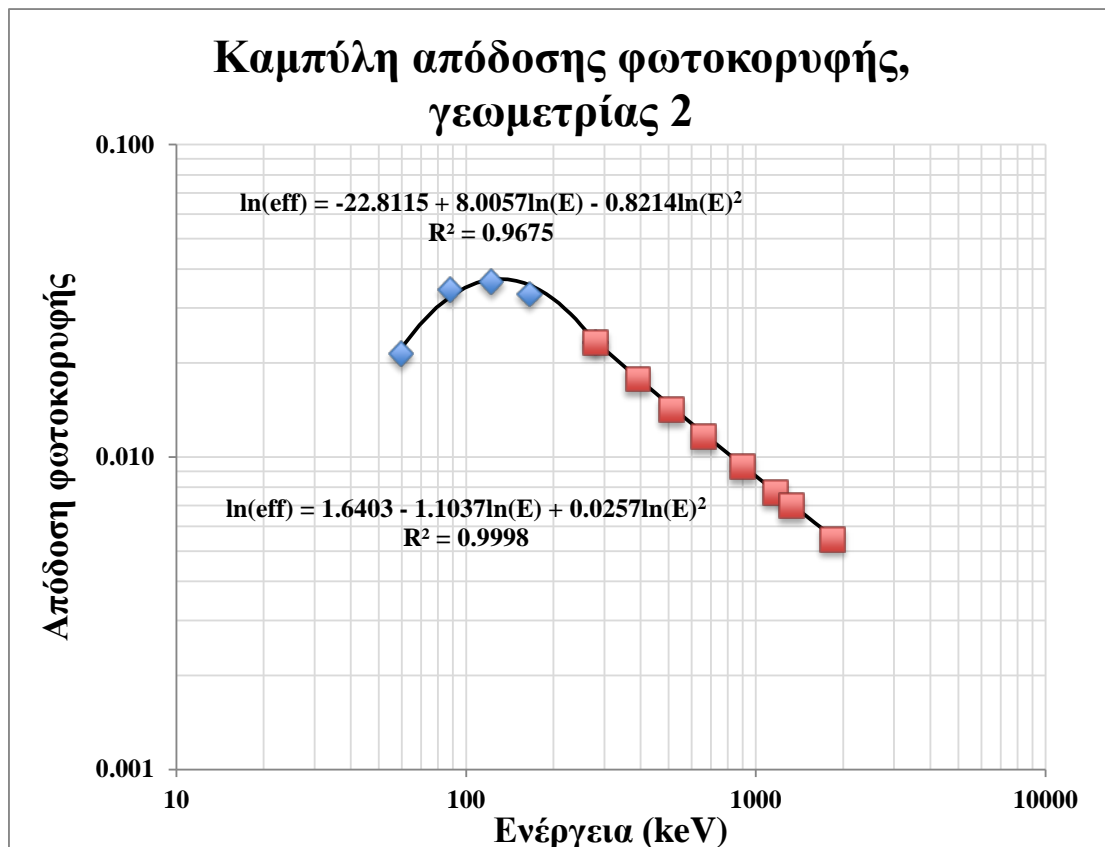
για $0 < E < 279.19 \text{ keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -22.8115 + 8.0057 \cdot \ln(E) - 0.8214 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.4\alpha)$$

και για $E > 279.19 \text{ keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 1.6403 - 1.1037 \cdot \ln(E) + 0.0257 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.4\beta)$$

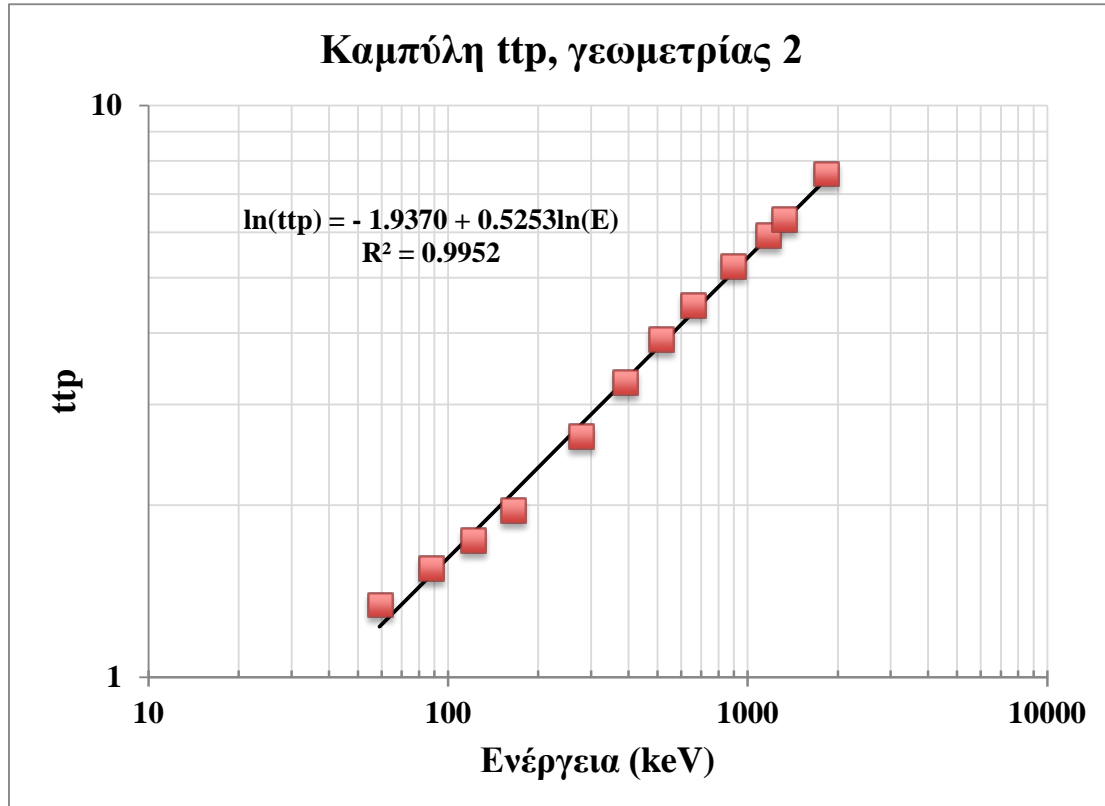
Στο σχήμα 3.6 παρουσιάζονται γραφικά οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής. Στο γράφημα διακρίνονται τα σημεία που προκύπτουν από τον πίνακα 3.10 και οι αντίστοιχες συναρτήσεις αναδρομής.



Σχήμα 3.6 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας 2.

Η συνάρτηση αναδρομής υπολογισμού του λόγου της ολικής απόδοσης προς την απόδοση φωτοκορυφής (tpr) που προκύπτει από τις προσομοιώσεις της γεωμετρίας 2, η οποία απεικονίζεται στο σχήμα 3.7, είναι :

$$\ln(tpr) = -1.9370 + 0.5253 \cdot \ln(E) \quad (3.5)$$



Σχήμα 3.7 : Καμπύλη λόγου tpr του ανιχνευτή $HPGe$ για πηγή όγκου γεωμετρίας 2.

3.3.2 Προσδιορισμός καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης γεωμετρίας 8

Στον πίνακα 3.12 δίνονται για κάθε ενέργεια που προσομοιώθηκε η απόδοση φωτοκορυφής, η ολική απόδοση και ο λόγος tpr τους, με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες (1σ).

E (keV)	Απόδοση φωτοκορυφής	σ (%)	Ολική απόδοση	σ (%)	tpr	σ (%)
59.54	0.05887	0.12	0.07783	0.11	1.322	0.16
88.03	0.09671	0.10	0.1457	0.08	1.507	0.13

122.06	0.0103	0.10	0.1741	0.08	1.692	0.13
165.86	0.0927	0.12	0.1796	0.09	1.938	0.14
279.20	0.0628	0.19	0.1680	0.12	2.674	0.23
391.70	0.0462	0.28	0.1560	0.16	3.37	0.32
514.01	0.0362	0.28	0.1459	0.14	4.04	0.32
661.66	0.0294	0.40	0.1365	0.19	4.65	0.45
898.04	0.0229	0.46	0.1251	0.20	5.45	0.50
1173.23	0.01879	0.48	0.1151	0.20	6.13	0.52
1332.49	0.01706	0.52	0.1108	0.21	6.50	0.56
1836.05	0.01281	0.61	0.1001	0.22	7.81	0.65

Πίνακας 3.12 : Απόδοση φωτοκορυφής, ολική απόδοση και λόγος tr από προσομοίωση για πηγή όγκου γεωμετρίας δ .

Από τα αποτελέσματα του προηγούμενου πίνακα υπολογίζεται η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής για τη γεωμετρία δ :

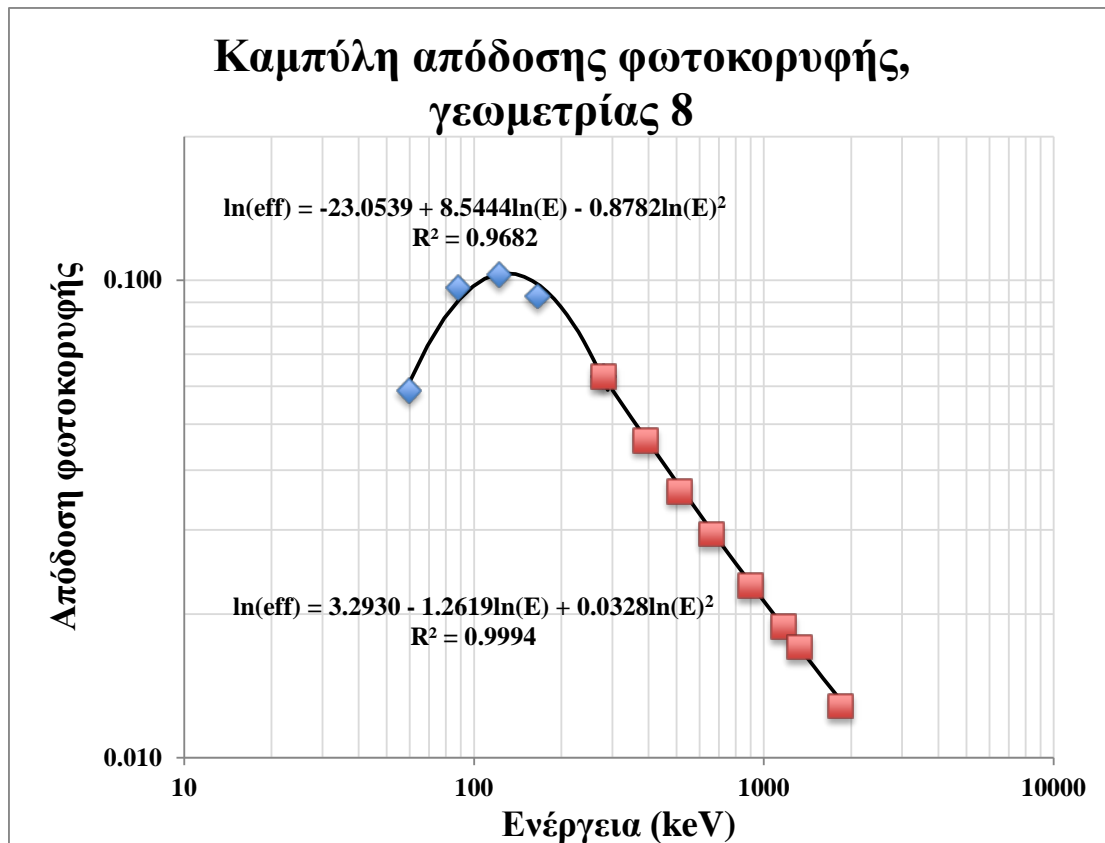
για $0 < E < 279.195$ keV,

$$\ln(\text{eff}) = -23.0539 + 8.5444 \cdot \ln(E) - 0.8782 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.6\alpha)$$

και για $E > 279.195$ keV,

$$\ln(\text{eff}) = 3.2930 - 1.2619 \cdot \ln(E) + 0.0328 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.6\beta)$$

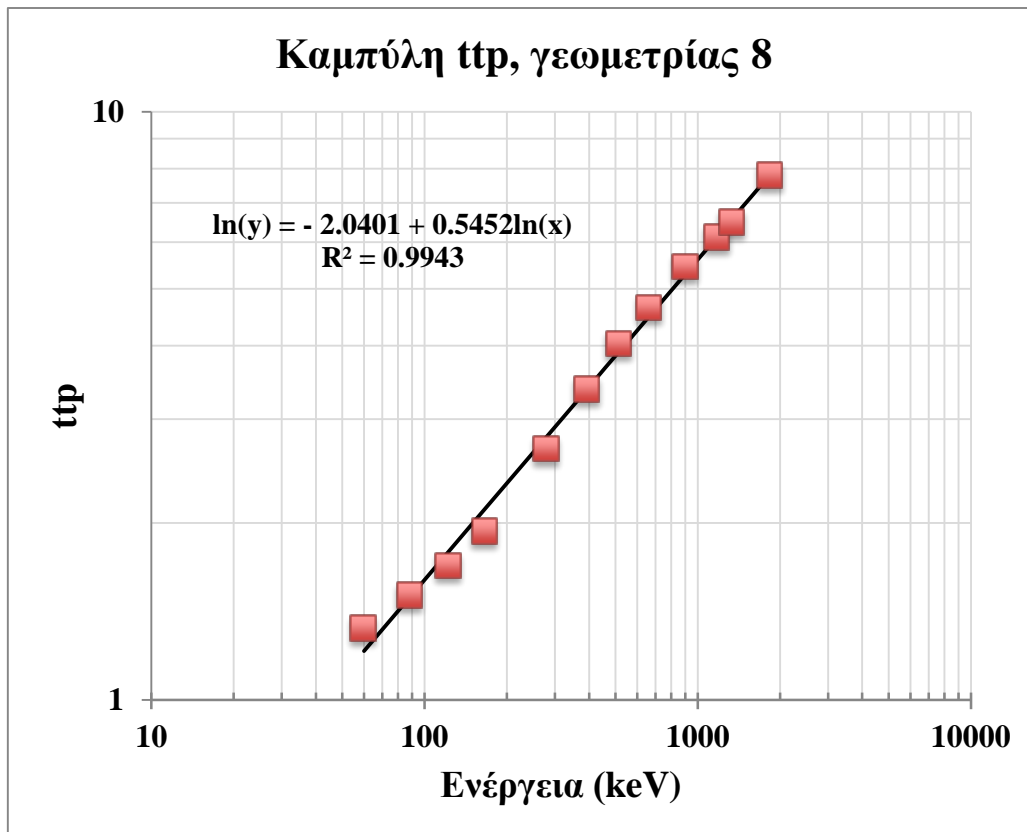
Στο σχήμα 3.8 παρουσιάζονται γραφικά οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης. Στο γράφημα διακρίνονται τόσο τα σημεία όσο και οι ίδιες οι συναρτήσεις προσαρμογής.



Σχήμα 3.8 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας 8.

Αντίστοιχα, υπολογίζεται η καμπύλη που εκφράζει το λόγο της ολικής απόδοσης προς την απόδοση φωτοκορυφής (t_{tp}) η οποία γραφικά δίνεται στο σχήμα 3.9 :

$$\ln(t_{tp}) = -2.0401 + 0.5452 \cdot \ln(E) \quad (3.7)$$



Σχήμα 3.9 : Καμπύλη λόγου ttp του ανιχνευτή HPGe-40 για πηγή όγκου γεωμετρίας 8.

3.3.3 Προσδιορισμός καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης με το πρόγραμμα EFFTRAN

Για τον προσδιορισμό των καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης του ανιχνευτή HPGe, παράλληλα με τον κώδικα PENELOPE χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα EFFTRAN το οποίο περιεγράφηκε αναλυτικά στο κεφάλαιο 2. Υπενθυμίζεται ότι το πρόγραμμα εφαρμόζει μεθόδους μεταφοράς απόδοσης από μία γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή σε μία άλλη και επομένως, σε αντίθεση με τον κώδικα PENELOPE, ο χρήστης δεν μπορεί να υπολογίσει εκ του μηδενός την καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης που χρειάζεται.

Καταρχήν, προκειμένου να γίνουν οι υπολογισμοί μεταφοράς απόδοσης, ο χρήστης πρέπει να γνωρίζει τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Το πρόγραμμα απαιτεί την περιγραφή της γεωμετρίας του κρυστάλλου, και του περιβλήματος του κρυστάλλου, αλλά όχι της θωράκισης ή άλλων χαρακτηριστικών του.

Στο χρήστη δίνεται η δυνατότητα περιγραφής εκκεντρότητας ή καμπυλότητας του κρυστάλλου του ανιχνευτή, ύπαρξης φίλτρου ή διάταξης στήριξης του κρυστάλλου του ανιχνευτή. Επιπλέον, υπάρχει και η δυνατότητα η πηγή ή το δείγμα να βρίσκονται σε απόσταση από το ανιχνευτή. Ωστόσο, πρέπει να σημειωθεί ότι το πρόγραμμα μπορεί να προσομοιώσει μόνο κυλινδρικές πηγές και ότι η κωνικότητα των πηγών που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για τις γεωμετρίες 2, 5, και 8 δεν μπορεί να συμπεριληφθεί στους υπολογισμούς

Προκειμένου να χρησιμοποιηθεί το πρόγραμμα, είναι απαραίτητη η δήλωση των υλικών του ανιχνευτή, του περιβλήματος και του δείγματος. Το πρόγραμμα διαθέτει βιβλιοθήκη υλικών η οποία περιέχει το μεγαλύτερο μέρος των υλικών που χρησιμοποιούνται συνήθως στις διατάξεις ημιαγωγών ανιχνευτών, ενώ ο χρήστης δύναται να δημιουργήσει νέα υλικά, τα οποία προσθέτονται στη βιβλιοθήκη, μέσω της φόρμας Material.xls. Επιπλέον, καθώς το πρόγραμμα λειτουργεί με βάση τις μεθόδους μεταφοράς απόδοσης είναι απαραίτητη η εισαγωγή μίας καμπύλης απόδοσης αναφοράς. Η καμπύλη δεν μπορεί να δηλωθεί από το χρήστη υπό μορφή συνάρτησης, αλλά υπό μορφή τιμών της απόδοσης για μία σειρά ενεργειών, από 44-1750keV. Στη συνέχεια καλείται η υπορουτίνα μεταφοράς απόδοσης και ο χρήστης λαμβάνει τις αποδόσεις της ίδιας σειράς ενεργειών, υπολογισμένων όμως για τη νέα γεωμετρία. Το πρόγραμμα προσφέρει και τη γραφική αναπαράσταση των δύο καμπυλών βαθμονόμησης. Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα σημεία ενέργειας-απόδοσης που προκύπτουν για τη νέα γεωμετρία είναι δυνατός ο προσδιορισμός της συνάρτησης (ή συναρτήσεων) βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής για τη νέα γεωμετρία.

Στα πλαίσια της ΔΕ μελετήθηκε η μεταφορά απόδοσης από τη γεωμετρία 2 σε γεωμετρία 5 και γεωμετρία 8. Συγκεκριμένα, θεωρήθηκε γνωστή η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης γεωμετρίας 2, όπως αυτή προσδιορίστηκε με τον κώδικα PENELOPE και δίνεται από τις εξισώσεις 3.4α και 3.4β. Χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα EFFTRAN αρχικά υπολογίστηκαν οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης για τις γεωμετρίες 5 και 8, για διάλυμα περιεκτικότητας 2M HCl δηλαδή της πηγής βαθμονόμησης QMS419. Επιλέχθηκαν να υπολογιστούν οι συγκεκριμένες καμπύλες προκειμένου (α) να ολοκληρωθεί η βαθμονόμηση του ανιχνευτή στις γεωμετρίες όγκου και (β) να συγκριθούν οι καμπύλες βαθμονόμησης της γεωμετρίας 8 που προέκυψαν από το πρόγραμμα EFFTRAN και από τον κώδικα PENELOPE. Στον πίνακα 3.13

παρουσιάζονται τα δεδομένα που εισήχθησαν (γεωμετρία 2) καθώς και τα αποτελέσματα του προγράμματος για τις γεωμετρίες 5 και 8.

E (keV)	Απόδοση Φωτοκορυφής		
	Γεωμετρία 2	Γεωμετρία 8	Γεωμετρία 5
44	0.01396	0.02906	0.03715
55	0.01999	0.04196	0.05436
80	0.03040	0.06448	0.08506
100	0.03496	0.07413	0.09824
120	0.03689	0.07791	0.10326
150	0.03658	0.07670	0.10153
200	0.03207	0.06637	0.08743
300	0.02212	0.04484	0.05857
400	0.01706	0.03408	0.04423
500	0.01428	0.02820	0.03642
600	0.01237	0.02421	0.03114
800	0.09892	0.01909	0.02441
1000	0.00834	0.01593	0.02028
1250	0.00705	0.01333	0.01691
1500	0.00616	0.01155	0.01461
1750	0.00550	0.01025	0.01293

Πίνακας 3.13 : Αποτελέσματα προγράμματος EFFTRAN για γεωμετρίες 5 και 8 με δεδομένη τη γεωμετρία 2.

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα του προηγούμενου πίνακα για την απόδοση φωτοκορυφής και τη σχέση 2.2 υπολογίζεται η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής για τη γεωμετρία 5 :

για $0 < E < 300$ keV,

$$\ln(\text{eff}) = -22.1966 + 8.0595 \cdot \ln(E) - 0.8265 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.8\alpha)$$

και για $E > 300$ keV,

$$\ln(\text{eff}) = 3.5895 - 1.4372 \cdot \ln(E) + 0.0460 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.8\beta)$$

Αντίστοιχα, η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής για τη γεωμετρία 8 :

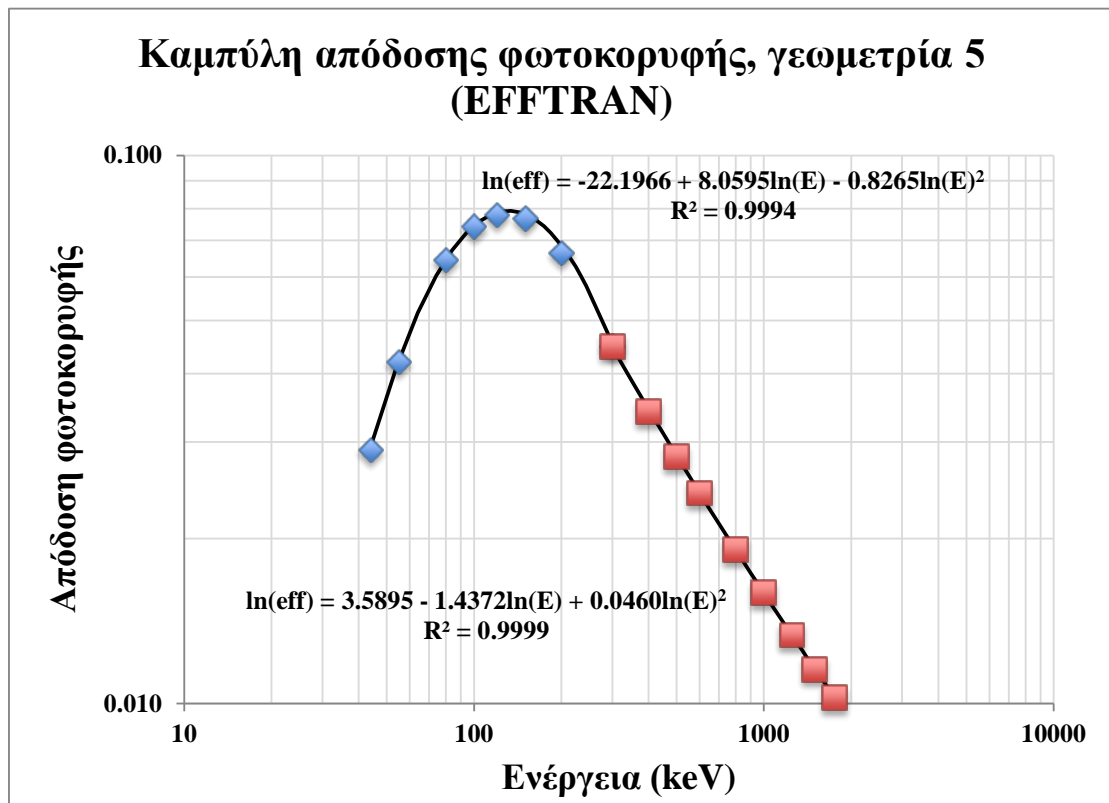
για $0 < E < 300 \text{ keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -22.5927 + 8.3356 \cdot \ln(E) - 0.8546 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.9\alpha)$$

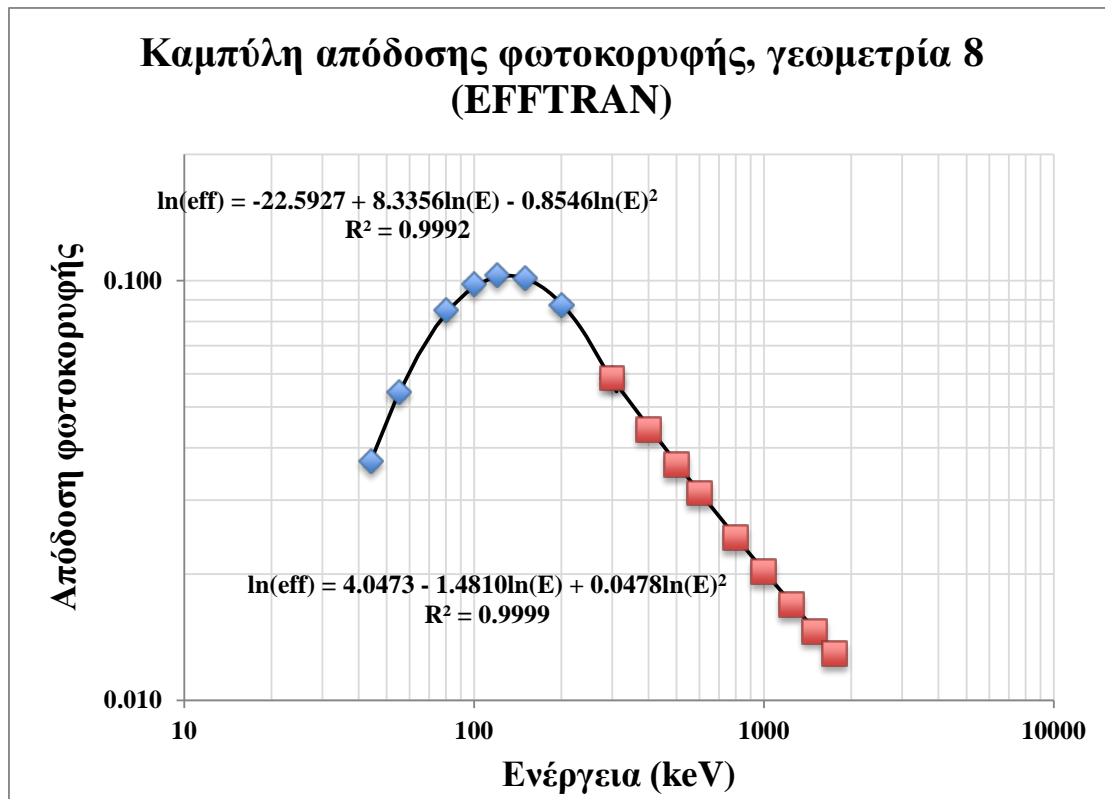
και για $E > 300 \text{ keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 4.0473 - 1.4810 \cdot \ln(E) - 0.0478 \cdot (\ln(E))^2 \quad (3.9\beta)$$

Στα σχήματα 3.13 και 3.14 παρουσιάζονται οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης για υλικό 2M HCl και για γεωμετρίες 5 και 8, αντίστοιχα.



Σχήμα 3.10 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας 5 με το πρόγραμμα EFFTRAN.

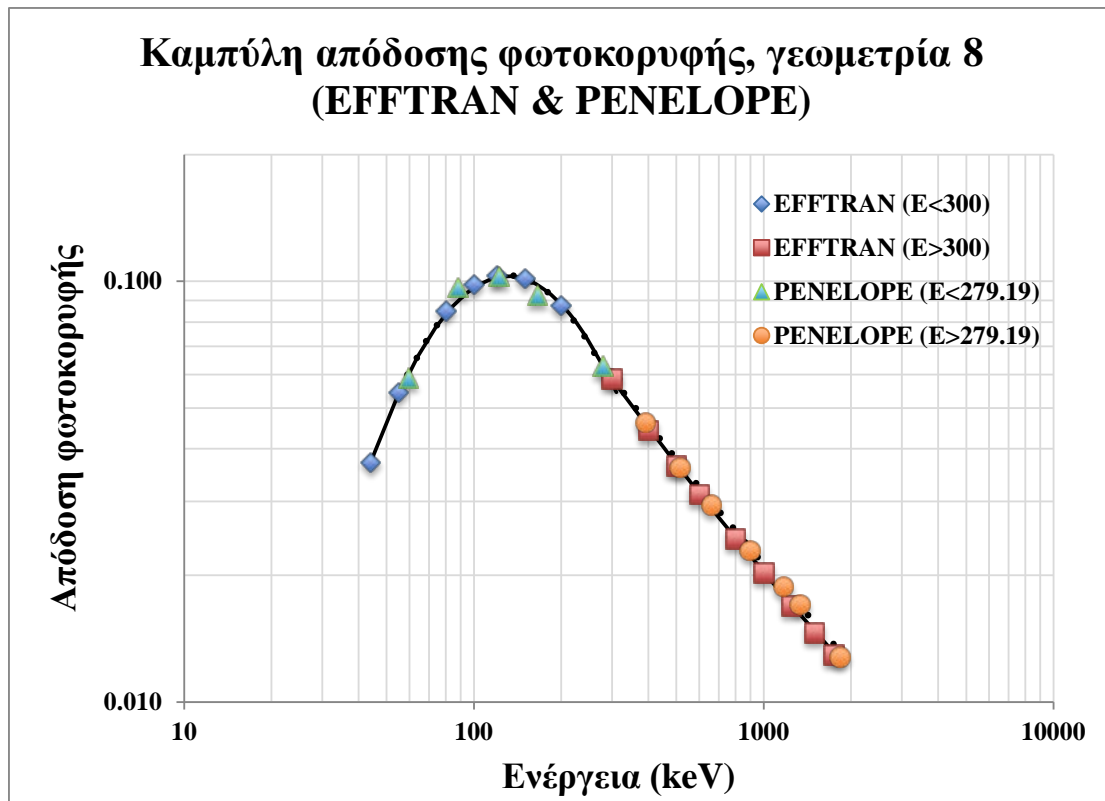


Σχήμα 3.14 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας 8 με το πρόγραμμα EFFTRAN

Στο σχήμα 3.15 παρατίθενται οι συναρτήσεις βαθμονόμησης της γεωμετρίας 8, οι οποίες προσδιορίστηκαν με τους δύο τρόπους¹². Οι διαφορές οι οποίες παρατηρούνται, οι οποίες ενδεχομένως οφείλονται¹³ στην παραδοχή στο πρόγραμμα EFFTRAN ότι το δοχείο της πηγής είναι κυλινδρικό και όχι ελαφρώς κωνικό.

¹² Δηλαδή (α) απευθείας από PENELOPE και (β) από την καμπύλη για γεωμετρία 2, η οποία στη συνέχεια μεταφέρεται σε γεωμετρία 8, μέσω του προγράμματος EFTRAN

¹³ Σε κάποιο βαθμό τουλάχιστον



Σχήμα 3.15 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή $HPGe$ για πηγή όγκου γεωμετρίας 8 με το πρόγραμμα *EFFTRAN* και τον κώδικα *PENELOPE*

Προκειμένου να διαπιστωθεί κατά πόσο οι αποδόσεις διαφέρουν στατιστικά σημαντικά, τόσο μεταξύ τους, όσο και με αντίστοιχες πειραματικές τιμές, ακολούθησε η σχετική σύγκριση για συγκεκριμένες ενέργειες, όπου ήταν δυνατόν.

Για τις γεωμετρίες 5 και 8 κατά την περίοδο εκπόνησης της παρούσας ΔΕ δεν υπήρχαν διαθέσιμες πηγές στο Εργαστήριο, εκτός από πηγές KCl . Για το λόγο αυτό επιλέχθηκε για τις εν λόγω γεωμετρίες να συγκριθούν αποτελέσματα του προγράμματος *EFFTRAN* με αντίστοιχα του κώδικα *PENELOPE* για τα ισότοπα ^{241}Am και ^{137}Cs . Υπολογίστηκαν μέσω του προγράμματος *EFFTRAN* οι αποδόσεις που αντιστοιχούν στα παραπάνω ισότοπα για δείγματα 0.05M HCl γεωμετρίας 5 και 8. Ως αρχική καμπύλη βαθμονόμησης, ώστε να είναι δυνατή η μεταφορά απόδοσης από το πρόγραμμα *EFFTRAN*, εισάχθηκε η καμπύλη απόδοσης της γεωμετρίας 2 που προσδιορίστηκε με τον κώδικα *PENELOPE* για υλικό 2M HCl (εξισώσεις 3.2α,β). Δεδομένου ότι το υλικό του δείγματος είναι διαφορετικό από το υλικό της πηγής βαθμονόμησης θα εξεταστεί και η ακρίβεια της μεταφοράς απόδοσης από ένα υλικό σε ένα άλλο με το πρόγραμμα *EFFTRAN*.

Στον πίνακα 3.14 παρουσιάζονται, για τις γεωμετρίες 5 και 8 υλικού 0.05M HCl και για τις ενέργειες των ισοτόπων ^{241}Am και ^{137}Cs , οι τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής όπως προσδιορίζεται από τον κώδικα PENELOPE (eff_{PEN}) και το πρόγραμμα EFFTRAN ($\text{eff}_{\text{EFFTRAN}}$). Για κάθε περίπτωση δίνεται η ποσοστιαία απόκλιση των υπολογιζόμενων αποδόσεων. Σημειώνεται ότι στατιστικός έλεγχος U (U-test) δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί καθώς στο πρόγραμμα EFFTRAN δεν υπάρχει δυνατότητα υπολογισμού της αβεβαιότητας. Επισημαίνεται ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

E (keV)	Γεωμετρία 5			Γεωμετρία 8		
	eff_{PEN}	$\text{eff}_{\text{EFFTRAN}}$	Απόκλιση (%)	eff_{PEN}	$\text{eff}_{\text{EFFTRAN}}$	Απόκλιση (%)
59.54	0.04638	0.04720	-1.76	0.05957	0.06046	-1.50
661.66	0.02295	0.02231	2.77	0.02967	0.02881	2.90

Πίνακας 3.14 : Σύγκριση αποδόσεων φωτοκορυφής EFFTRAN με PENELOPE 2008

Οι αποκλίσεις βρίσκονται μέσα στα αποδεκτά όρια ($< 3\%$) και για τα δύο ισότοπα που εξετάζονται και για τις δύο γεωμετρίες και οφείλονται κυρίως στη διαφορά της περιγραφής της γεωμετρίας του δοχείου δείγματος. Επομένως, φαίνεται ότι η παραδοχή κυλινδρικού δοχείου του προγράμματος EFFTRAN δεν οδηγεί σε μη αποδεκτές τιμές για την απόδοση φωτοκορυφής για την περιοχή των χαμηλών και μέσων ενεργειών, για τη γεωμετρία 5 και 8, συγκρίνοντας με τα αποτελέσματα του κώδικα PENELOPE 2008. Επιπλέον, είναι δυνατή η μεταφορά απόδοσης από ένα υλικό σε άλλο μέσω του προγράμματος EFFTRAN καθώς οι αποκλίσεις που προκύπτουν για το ^{241}Am , το οποίο λόγω της χαμηλής ενέργειας φωτονίων επηρεάζεται έντονα από το υλικό της πηγής, είναι εντός των αποδεκτών ορίων.

Για τη μελέτη του προγράμματος EFFTRAN στην περιοχή υψηλών ενεργειών πραγματοποιήθηκε σύγκριση μεταξύ των αποδόσεων, που υπολογίζονται από το πρόγραμμα, για πηγές KCl γεωμετρίας 5 και 8, και των αντίστοιχων πειραματικών. . Ως αρχική καμπύλη βαθμονόμησης, ώστε να είναι δυνατή η μεταφορά απόδοσης από το πρόγραμμα EFFTRAN, εισάχθηκε η καμπύλη απόδοσης της γεωμετρίας 2 που προσδιορίστηκε με τον κώδικα PENELOPE για υλικό 2M HCl (εξισώσεις 3.2α,β). Στον πίνακα 3.15 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της σύγκρισης των πειραματικών

αποδόσεων (eff_{exp}) και αυτών που προκύπτουν από το πρόγραμμα EFFTRAN ($eff_{EFFTRAN}$) για το ^{40}K .

E (keV)	Γεωμετρία 5			Γεωμετρία 8		
	eff_{exp}	$eff_{EFFTRAN}$	Απόκλιση (%)	eff_{exp}	$eff_{EFFTRAN}$	Απόκλιση (%)
1460.82	0.01217	0.01181	2.94	0.01560	0.01501	3.46

Πίνακας 3.15 : Σύγκριση αποδόσεων φωτοκορυφής EFFTRAN με πειραματικές τιμές.

Εξετάζοντας τα αποτελέσματα του παραπάνω πίνακα παρατηρείται ότι στη συγκεκριμένη περίπτωση η απόκλιση των υπολογιζόμενων αποδόσεων έχει αυξηθεί λίγο. Βέβαια η απόκλιση για τη γεωμετρία 5 είναι εντός των αποδεκτών ορίων, αν και οριακά. Λαμβάνοντας υπόψη ότι οι πειραματικές αβεβαιότητες για τα δείγματα γεωμετρίας 8 είναι μεγαλύτερες από 1.2% (1 σ), είναι δυνατό να θεωρηθεί αποδεκτή και η απόκλιση που παρουσιάζεται για τη γεωμετρία αυτή.

Ως εκ τούτου το πρόγραμμα EFFTRAN θεωρείται ότι λειτουργεί ικανοποιητικά και στην περιοχή υψηλών ενεργειών. Επομένως οι καμπύλες βαθμονόμησης που προέκυψαν με μεταφορά απόδοσης μέσω του προγράμματος για τη γεωμετρία 5 (3.6α,β) και για τη γεωμετρία 8 (3.7α, β) θεωρούνται αξιόπιστες.

3.4 Μελέτη του λόγου αποδόσεων total-to-peak σε σχέση με τη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή

Μία πολύ χρήσιμη παράμετρος για τη μελέτη των ανιχνευτικών διατάξεων είναι ο λόγος της ολικής απόδοσης προς την απόδοση φωτοκορυφής, total-to-peak ratio (tpr). Όπως θα φανεί και στο 4^ο κεφάλαιο, η καμπύλη total-to-peak απαιτείται συχνά κατά τη χρήση διαφόρων προγραμμάτων για τον υπολογισμό μεγεθών που σχετίζονται με την ανιχνευτική διάταξη (π.χ. σε σχέση με το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης). Επομένως είναι απαραίτητη η γνώση του λόγου tpr για όλο το ενεργειακό εύρος του φάσματος που εξετάζεται. Κατ' επέκταση είναι απαραίτητος και ο προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης ολικής απόδοσης. Όμως, όπως έχει αναλυθεί ήδη, η ολική απόδοση είναι πολύ δύσκολο να προσδιοριστεί πειραματικά, γεγονός που οδηγεί στη

χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Συνεπώς, ο υπολογισμός του λόγου t_{tp} δεν είναι πάντοτε απλός.

Συχνά στη βιβλιογραφία, και κυρίως σε μελέτες που εξετάζουν το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, γίνεται η παραδοχή ότι ο λόγος total-to-peak είναι ανεξάρτητος της γεωμετρίας δείγματος-ανιχνευτή (P. De Felice, 2000), (P. De Felice 2002), (Δ.Δ. Κ. Α. Καρφόπουλος 2012), (Δ.Ε. Θ. Βασιλοπούλου 2008). Πιο αναλυτικά, θεωρείται ότι ο λόγος t_{tp} εξαρτάται από την ανιχνευτική διάταξη και την απόδοσή της, αλλά παραμένει σταθερός για τα δείγματα διαφορετικών γεωμετρικών χαρακτηριστικών και για τις διάφορες θέσεις που αυτά τοποθετούνται ως προς τον ανιχνευτή. Με βάση αυτή την παραδοχή ο προσδιορισμός μίας μόνο καμπύλης βαθμονόμησης t_{tp} , για μία πρότυπη γεωμετρία, θεωρείται επαρκής για πληθώρα εφαρμογών, χωρίς να απαιτείται ο προσδιορισμός της για κάθε διαφορετική γεωμετρία που εξετάζεται.

Σε αυτή την παράγραφο θα διερευνηθεί αναλυτικά η υπόθεση ότι ο λόγος total-to-peak και κατά αναλογία και ο λόγος peak-to-total, είναι ανεξάρτητος της σχετικής γεωμετρίας δείγματος ανιχνευτή και εξαρτάται μόνο από την ανιχνευτική διάταξη και την ενέργεια εκπομπής των φωτονίων που εξετάζονται. Σύμφωνα με όσα καταγράφηκαν στο κεφάλαιο 2 και τη σχέση 2.5 ο λόγος t_{tp} για μια συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων μπορεί να εκφραστεί ως εξής :

$$t_{tp} = \frac{eff_{total}}{eff_{peak}} = \frac{\frac{N_{total}}{A \cdot y_i \cdot t}}{\frac{N_{peak}}{A \cdot y_i \cdot t}} = \frac{N_{total}}{N_{peak}} \quad (3.10)$$

όπου:

N_{peak} : η καθαρή επιφάνεια της φωτοκορυφής (Net Area),

N_{total} : η συνολική επιφάνεια του φάσματος (Total Area),

t : ο πραγματικός χρόνος συλλογής του φάσματος σε sec,

A : η ενεργότητα (Activity) του ραδιοϊσοτόπου που εκπέμπει τα φωτόνια της υπόψη ενέργειας σε Bq,

y_i : το ποσοστό εκπομπής (yield), των φωτονίων της εν λόγω ενέργειας.

Επομένως, ο λόγος ttp εξαρτάται μόνο από το λόγο της επιφάνειας της φωτοκορυφής, η οποία οφείλεται σε φωτόνια που αποθέτουν όλη την ενέργεια τους στον ανιχνευτή, και της συνολικής επιφάνειας του φάσματος που προκύπτει από τα φωτόνια που αποθέτουν οποιοδήποτε κλάσμα της ενέργειας τους στον ανιχνευτή. Οι επιφάνειες αυτές εξαρτώνται, αντίστοιχα, από την ανιχνευτική ικανότητα της διάταξης, τη γεωμετρία της πηγής, τη θέση της ως προς τον ανιχνευτή και το υλικό της και τη θωράκιση της διάταξης. Οι δύο επιφάνειες (φωτοκορυφής και ολική) εξαρτώνται από τη στερεά γωνία Ω , η οποία αντιστοιχεί στο ποσοστό των εκπεμπόμενων φωτονίων που θα προσεγγίσουν τον ανιχνευτή, η μεταβολή τους εξαιτίας αλλαγών στη γεωμετρία της πηγής και τη σχετικής της θέση ως προς τον ανιχνευτή δεν είναι απαραίτητα ανάλογη. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί και η συνεισφορά της θωράκισης της διάταξης, καθώς πολλά φωτόνια που ανιχνεύονται με μειωμένη ενέργεια έχουν αρχικά σκεδαστεί στη θωράκιση¹⁴.

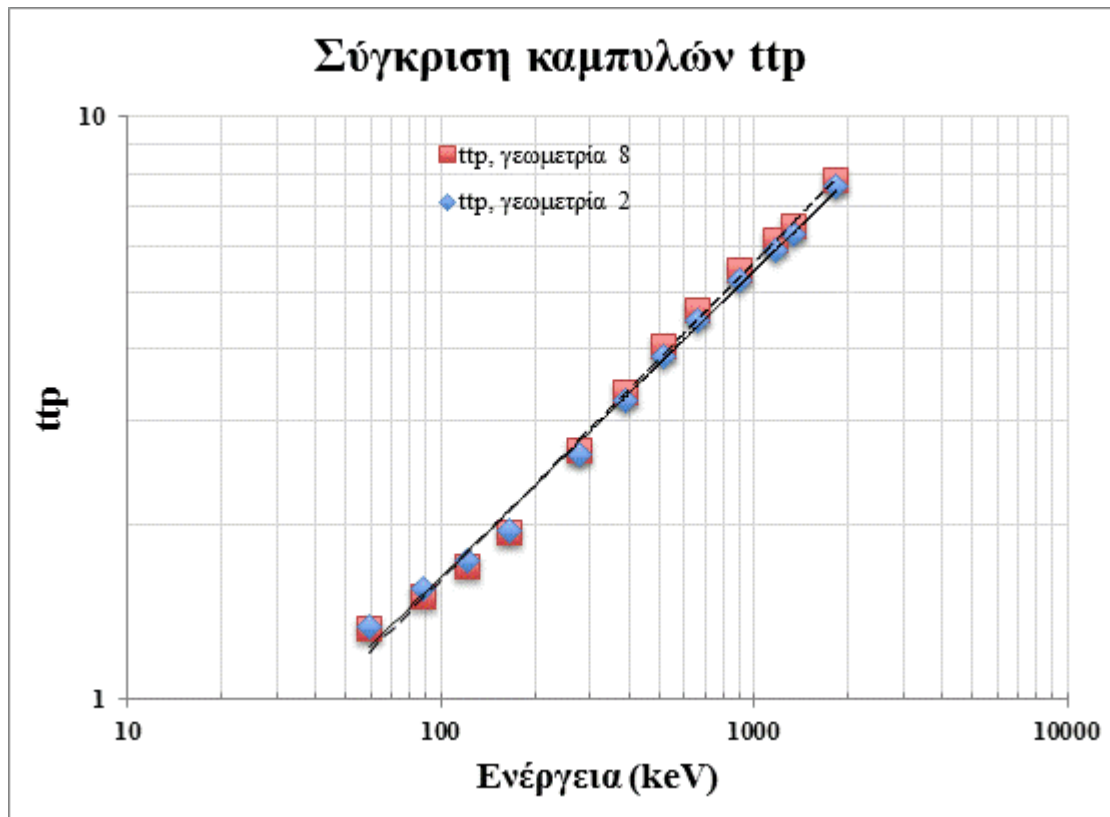
Προκειμένου να διαπιστωθεί εάν όντως ο λόγος ttp είναι ανεξάρτητος από τη γεωμετρία δείγματος, δεν αρκεί μόνο η μελέτη σε θεωρητικό επίπεδο. Ο έλεγχος της υπόθεσης μπορεί να πραγματοποιηθεί απλά με τη σύγκριση των καμπυλών που εκφράζουν το λόγο ttp για δύο διαφορετικές γεωμετρίες. Οι καμπύλες που θα συγκριθούν είναι αυτές που έχουν εκτιμηθεί για τον ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία 2 (σχήμα 3.7) και για τη γεωμετρία 8 (σχήμα 3.9). Υπενθυμίζεται ότι οι καμπύλες αυτές ήταν:

Γεωμετρία 2 (σχέση 3.5) : $\ln(ttp) = -1.9370 + 0.5253 \cdot \ln(E)$

Γεωμετρία 8 (σχέση 3.5) : $\ln(ttp) = -2.0401 + 0.5452 \cdot \ln(E)$

Στο σχήμα 3.15 παρουσιάζονται οι λόγοι ttp για υλικό 2M HCl (πίνακας 3.10) για τις γεωμετρίες 2 και 8.

¹⁴ Αύξηση της απόστασης της πηγής από τον ανιχνευτή, σημαίνει μείωση της στερεάς γωνίας και κατά συνέπεια μείωση των φωτονίων που κατευθύνονται προς τον ανιχνευτή. Συγχρόνως όμως σημαίνει και μείωση της απόστασης της πηγής από τη θωράκιση, με συνέπεια αύξηση των φωτονίων που σκεδάζονται σε αυτή και ενδεχομένως να κατευθυνθούν προς τον ανιχνευτή συνεισφέροντας στο συνεχές φάσμα.



Σχήμα 3.16 : Σύγκριση ευθειών βαθμονόμησης total-to-peak των γεωμετριών 2 και 8 του ανιχνευτή HPGe.

Είναι φανερό από το σχήμα 3.16 ότι οι ευθείες αναδρομής για τις δύο γεωμετρίες συγκλίνουν, όμως η οπτική σύγκριση δεν είναι αρκετή για τη εξαγωγή κάποιου συμπεράσματος. Προκειμένου να διαπιστωθεί αν στατιστικά διαφέρουν η όχι οι δύο καμπύλες ολικής απόδοσης θα πραγματοποιηθεί έλεγχος με τη μέθοδο των ελλείψεων εμπιστοσύνης.

3.4.1 Τεστ ελλείψεων εμπιστοσύνης για τη σύγκριση των ευθειών του λόγου total-to-peak

Σύμφωνα με τη θεωρία, έστω η εξίσωση ευθείας αναδρομής :

$$y = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot x \quad (3.11)$$

Το διάστημα εμπιστοσύνης, για επίπεδο εμπιστοσύνης 100p%, καθεμίας των εκτιμήσεων α_0 και α_1 των παραμέτρων της εξίσωσης αναδρομής δίνεται από τη σχέση:

$$a_i \pm t_{\frac{1+p}{2}, n-2} \cdot se(a_i) \quad (3.12)$$

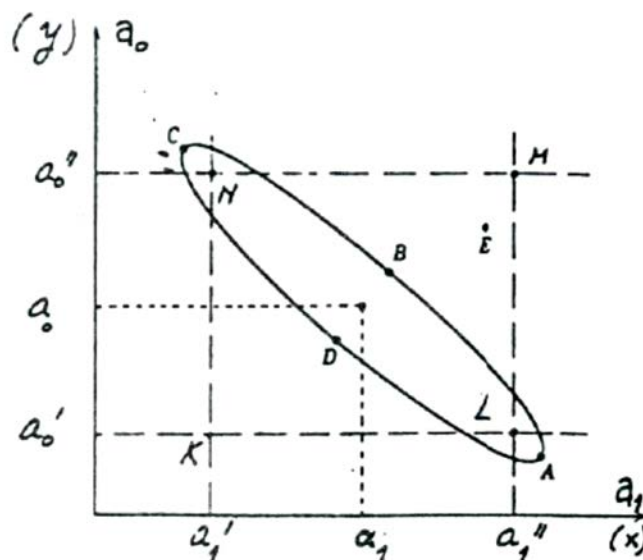
όπου :

t: η παράμετρος της κατανομής Student,

n: το πλήθος των σημείων που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της ευθείας,

se(a_i): η εκτιμώμενη τυπική αβεβαιότητα της παραμέτρου a_i .

Σύμφωνα με τους (Draper N. και Smith H., 1966) ο χώρος εμπιστοσύνης που καθορίζει την κοινή περιοχή εμπιστοσύνης των δύο παραμέτρων της εξίσωσης αναδρομής, σε επίπεδο εμπιστοσύνης p καθορίζεται από μία έλλειψη στο διδιάστατο χώρο. Ο χώρος αυτός είναι αρκετά μικρότερος από ότι ο χώρος που θα σχηματιζόταν εάν θεωρούσαμε το διάστημα εμπιστοσύνης κάθε παραμέτρου χωριστά. Στο διάγραμμα του σχήματος 3.17 απεικονίζεται ένα παράδειγμα έλλειψης εμπιστοσύνης. Στον άξονα των τεταγμένων είναι η κλίση της ευθείας αναδρομής (παραμέτρος a_1) και στον άξονα των τεταγμένων ο σταθερός όρος της ευθείας (παραμέτρος a_0).



Σχήμα 3.17 : Έλλειψη εμπιστοσύνης ευθείας αναδρομής

Στους άξονες του σχήματος 3.17 έχουν σημειωθεί και οι ελάχιστες και μέγιστες τιμές που καθορίζουν τα αντίστοιχα όρια εμπιστοσύνης για επίπεδο εμπιστοσύνης p κάθε παραμέτρου a_1 (όρια a_1' και a_1'') και a_0 (όρια a_0' και a_0''). Η κοινή περιοχή

εμπιστοσύνης των δύο παραμέτρων καθορίζεται από την έλλειψη με κέντρο το σημείο (α_1, α_0) και εξίσωση:

$$\sum x_i^2 \cdot (x - a_1)^2 + 2 \cdot \sum x_i \cdot (x - a_1) \cdot (y - a_0) + n \cdot (y - a_0)^2 = 2 \cdot s^2 \cdot F_{(2, n-2, p)} \quad (3.13)$$

όπου:

x_i : οι τιμές της ανεξάρτητης μεταβλητής,

x : η τετμημένη επί της έλλειψης εμπιστοσύνης, εφόσον η κλίση της ευθείας αναδρομής α_1 απεικονίζεται στον άξονα των τεταγμένων,

s^2 : η μεταβλητότητα της αναδρομής,

$F_{(2, n-2, p)}$: η τιμή της παραμέτρου της κατανομής F, σε επίπεδο εμπιστοσύνης 100p %.

Η μεταβλητότητα της αναδρομής s^2 δίνεται από τον τύπο :

$$s^2 = \frac{\sum (y_i - \hat{y}_i)^2}{n - 2} \quad (3.14)$$

Οι ελλείψεις εμπιστοσύνης καθορίζουν τα ζεύγη τιμών (α_0, α_1) που ορίζουν ευθείες αναδρομής στατιστικά μη διάφορες. Αυτό σημαίνει ότι εάν οι ελλείψεις δύο ή περισσότερων ευθειών αναδρομής επικαλύπτονται σε μεγάλο βαθμό τότε οι ευθείες θεωρούνται στατιστικά ίδιες σε συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης. Ως επίπεδα εμπιστοσύνης συνήθως επιλέγονται τα 95% για την αποδοχή και το 99% για την απόρριψη της ισότητας.

Στη συνέχεια θα υπολογιστούν οι ελλείψεις εμπιστοσύνης για τις ευθείες 3.3 και 3.5 για τη γεωμετρία 2 και 8, αντίστοιχα. Οι τιμές των απαιτούμενων μεγεθών που καταγράφηκαν ανωτέρω, δίνονται για τη γεωμετρία 2 στον πίνακα 3.16. Στη συγκεκριμένη περίπτωση όπου εξετάζεται η συνάρτηση αναδρομής $t_{tp}=f(E)$, οι τιμές y_i αντιστοιχούν στις τιμές $\ln(t_{tp_i})$.

$\ln(E)=x_i$	$\ln(t_{tp})=y_i$	\hat{y}_i	Γεωμετρία 2
4.0867	0.2901	0.2085	
4.4777	0.4376	0.4138	
4.8045	0.5490	0.5854	
5.1111	0.6710	0.7463	

5.6319	0.9690	1.0198	
5.9705	1.1853	1.1975	
6.2422	1.3586	1.3402	
6.4947	1.4979	1.4727	n=12
6.8002	1.6545	1.6331	s ² = 1.8691E-03
7.0675	1.7774	1.7734	
7.1948	1.8417	1.8403	F _(2,10,0.975) =5.46
7.5154	2.0256	2.0086	F _(2,10,0.995) =9.43

Πίνακας 3.16 : Μεγέθη υπολογισμού έλλειψης εμπιστοσύνης για τη γεωμετρία 2.

Χρησιμοποιώντας τα μεγέθη του παραπάνω πίνακα προκύπτουν οι παρακάτω σχέσεις, οι οποίες περιγράφουν τις ελλείψεις εμπιστοσύνης για τη γεωμετρία 2, για επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 95\%$:

$$438.909 \cdot (x - 0.525)^2 + 142.795 \cdot (x - 0.525) \cdot (y + 1.937) + 12 \cdot (y + 1.937)^2 = 0.0204 \quad (3.15)$$

Και για επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 99\%$:

$$438.909 \cdot (x - 0.525)^2 + 142.795 \cdot (x - 0.525) \cdot (y + 1.937) + 12 \cdot (y + 1.937)^2 = 0.0353 \quad (3.16)$$

Αντίστοιχα, για τη γεωμετρία 8 τα μεγέθη που απαιτούνται δίνονται στον πίνακα 3.17

ln(E)=x _i	ln(ttp)=y _i	\hat{y}_i	
4.0867	0.2792	0.1872	Γεωμετρία 8
4.4777	0.4098	0.4004	
4.8045	0.5261	0.5785	
5.1111	0.6616	0.7456	
5.6319	0.9834	1.0294	
5.9705	1.2163	1.2139	
6.2422	1.3955	1.3620	
6.4947	1.5358	1.4996	
6.8002	1.6962	1.6661	s ² = 2.3902E-03
7.0675	1.8128	1.8118	
7.1948	1.8713	1.8812	F _(2,10,0.975) =5.46
7.5154	2.0551	2.0559	F _(2,10,0.995) =9.43

Πίνακας 3.17 : Μεγέθη υπολογισμού έλλειψης εμπιστοσύνης για τη γεωμετρία 8.

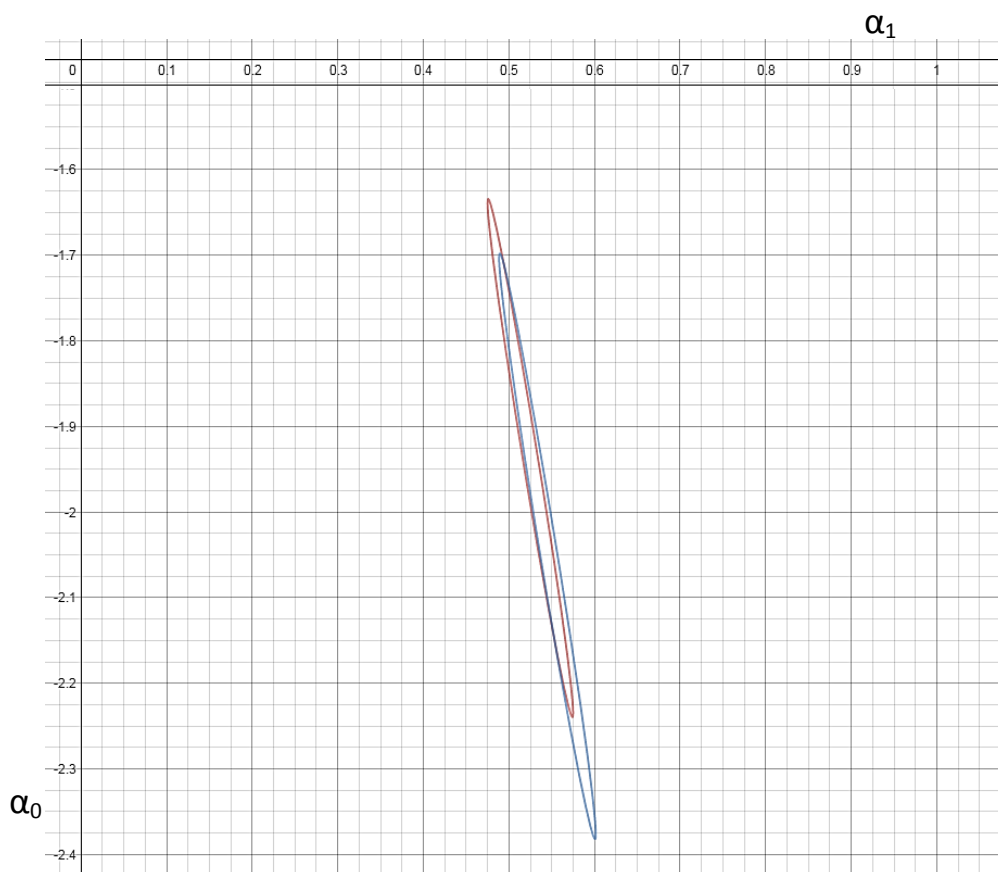
Χρησιμοποιώντας τα μεγέθη του παραπάνω πίνακα προκύπτουν οι παρακάτω σχέσεις, οι οποίες περιγράφουν τις ελλείψεις εμπιστοσύνης για τη γεωμετρία 8, για επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 95\%$:

$$438.909 \cdot (x - 0.545)^2 + 142.795 \cdot (x - 0.545) \cdot (y + 2.040) + 12 \cdot (y + 2.040)^2 = 0.0261 \quad (3.17)$$

και για επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 99\%$:

$$438.909 \cdot (x - 0.545)^2 + 142.795 \cdot (x - 0.545) \cdot (y + 2.040) + 12 \cdot (y + 2.040)^2 = 0.0451 \quad (3.18)$$

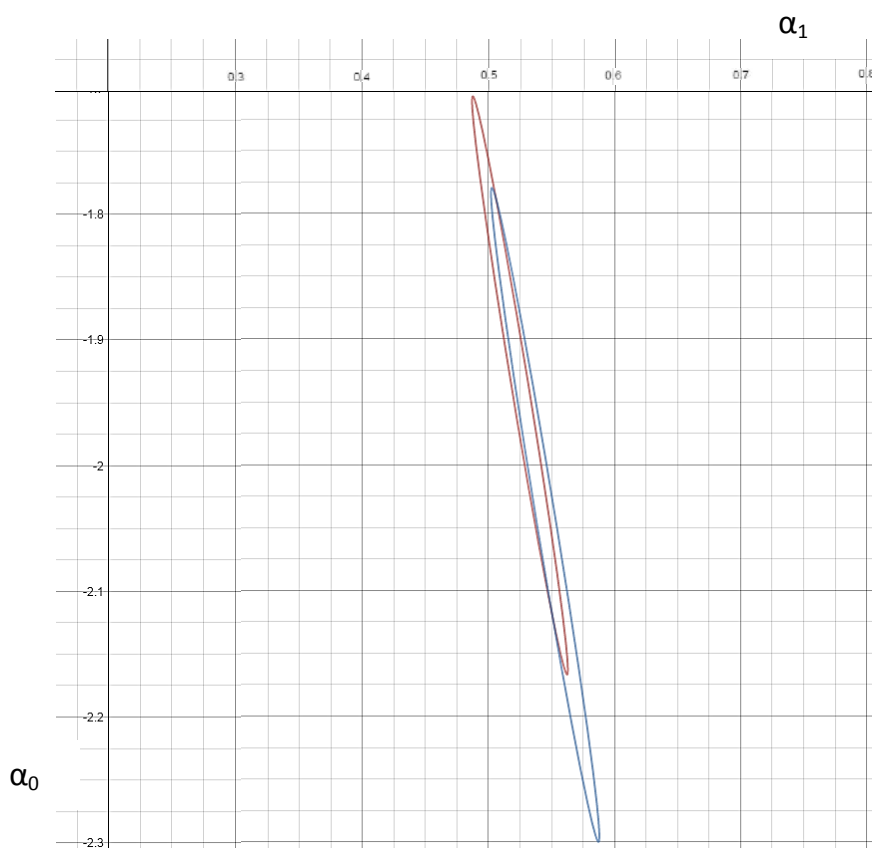
Αρχικά, θα γίνει έλεγχος αν η υπόθεση ότι οι ευθείες αναδρομής, του λόγου tpr για τη γεωμετρία 2 και 8, είναι στατιστικά ίδιες, σε επίπεδο εμπιστοσύνης 99%. Στο σχήμα 3.18 παρουσιάζονται με κόκκινο χρώμα η έλλειψη 3.16 της γεωμετρίας 2 και με μπλε χρώμα η έλλειψη 3.18 της γεωμετρίας 8.



Σχήμα 3.18 : Ελλείψεις εμπιστοσύνης για τις ευθείες του λόγου tpr για τη γεωμετρία 2 (κόκκινο) και την 8 (μπλε), σε επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 99\%$

Παρατηρείται ότι οι δύο ελλείψεις αλληλοκαλύπτονται σχεδόν στα 4/5 της επιφάνειάς τους. Το κλάσμα αυτό θεωρείται ικανοποιητικό, επομένως για τις ευθείες αναδρομής του λόγου tpr για τις γεωμετρίες 2 και 8 απορρίπτεται η υπόθεση ότι διαφέρουν στατιστικά σημαντικά.

Στη συνέχεια θα γίνει έλεγχος αν μπορεί να γίνει αποδεκτή η υπόθεση ότι οι ευθείες αναδρομής του λόγου ttp είναι στατιστικά ίδιες. Αυτό σημαίνει ότι θα συγκριθούν οι ελλείψεις που αντιστοιχούν σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95%. Στο σχήμα 3.19 παρουσιάζονται με κόκκινο χρώμα η έλλειψη 3.15 της γεωμετρίας 2 και με μπλε χρώμα η έλλειψη 3.17 της γεωμετρίας 8, οι οποίες αντιστοιχούν σε επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 95\%$.



Σχήμα 3.19 : Ελλείψεις εμπιστοσύνης για τις ευθείες του λόγου ttp για τη γεωμετρία 2 (κόκκινο) και την 8 (μπλε), σε επίπεδο εμπιστοσύνης $p = 95\%$

Όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα οι ελλείψεις εμπιστοσύνης επικαλύπτονται περίπου στα $4/5$ της επιφάνειας. Ως εκ τούτου θεωρείται ότι η υπόθεση της στατιστικής ισότητας των δύο ευθειών αναδρομής είναι αποδεκτή. Με άλλα λόγια, οι ευθείες αναδρομής που εκφράζουν το λόγο ttp συναρτήσει της ενέργειας, για τις γεωμετρίες 2 και 8 αντίστοιχα, μπορούν να θεωρηθούν στατιστικά ίδιες σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95%. Κατ' επέκταση η υπόθεση ότι ο λόγος total-to-peak, για μια συγκεκριμένη ενέργεια, μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι ανεξάρτητος από τη γεωμετρία της πηγής και

τη σχετική της θέση στην ανιχνευτική διάταξη, θεωρείται σωστή, τουλάχιστον μέσα στα πλαίσια των γεωμετριών που ελέγχθηκαν.

3.5 Συμπεράσματα

Με τη βοήθεια του κώδικα PENELOPE εκτιμήθηκαν τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή γερμανίου HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ που έχει σχετική απόδοση 40%. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με αντίστοιχα πειραματικά για τρεις από τις τυπικές γεωμετρίες όγκου του Εργαστηρίου, σε όρους απόδοσης φωτοκορυφής, δεν καταγράφηκαν αποκλίσεις μεγαλύτερες από 2.8%. Σύμφωνα μάλιστα με τους στατιστικούς ελέγχους καμία απόκλιση δεν βρέθηκε να είναι στατιστικά σημαντική.

Επιπλέον, μελετήθηκε η χρήση του προγράμματος EFFTRAN για τον προσδιορισμό καμπύλης απόδοσης γεωμετρίας όγκου. Ως γεωμετρία αναφοράς επιλέχθηκε η γεωμετρία 2 και πραγματοποιήθηκε μεταφορά απόδοσης από αυτήν στις άλλες δύο γεωμετρίες όγκου που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων τόσο με αντίστοιχα αποτελέσματα από τον κώδικα PENELOPE, όσο και με πειραματικά δεδομένα, βρέθηκε ότι η χρήση του προγράμματος δεν οδηγεί σε σημαντικές αποκλίσεις, παρά τις όποιες απαιτούμενες παραδοχές (π.χ. έλλειψη κωνικότητας στο δοχείο της πηγής). Παράλληλα, διαπιστώθηκε ότι το πρόγραμμα δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα και για τη μεταφορά απόδοσης από ένα υλικό σε ένα άλλο.

Τέλος, πραγματοποιήθηκε ενδελεχής μελέτη της εξάρτησης του λόγου total-to-peak από τη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή. Συγκρίθηκαν οι ευθείες που περιγράφουν την απόκριση του ανιχνευτή HPGe σε όρους ολικής απόδοσης για δύο γεωμετρίες (2 και 8) και βρέθηκε ότι οι ευθείες αυτές στατιστικά δεν διαφέρουν μεταξύ τους. Επομένως, προκύπτει ότι δεν είναι απαραίτητος ο προσδιορισμός νέας καμπύλης tpr για κάθε γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή που εξετάζεται.

Διορθώσεις της απόδοσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης στον ανιχνευτή HPGe

4.1 Εισαγωγή

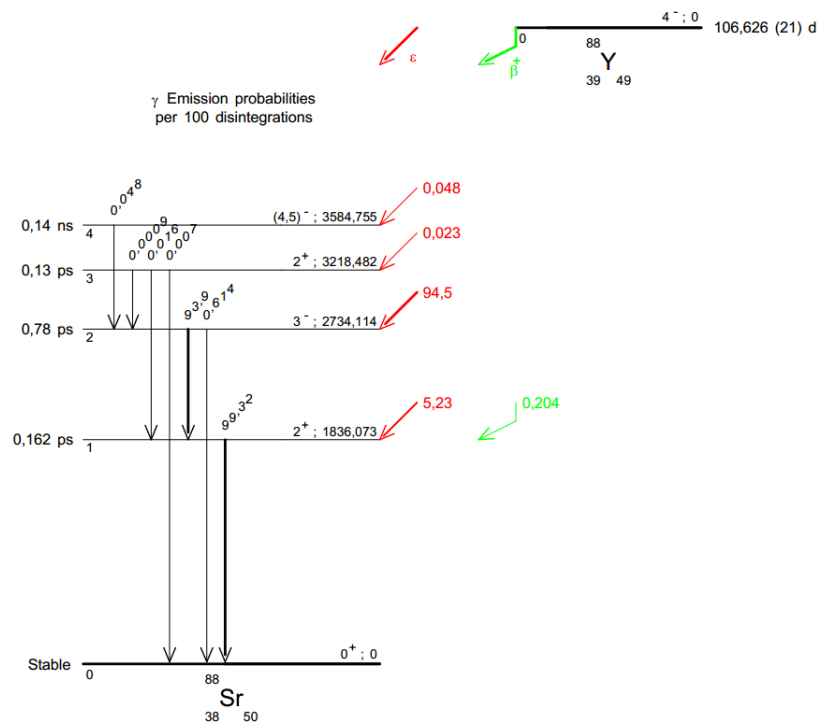
Κατά την γ -φασματοσκοπική ανάλυση, πολλές φορές είναι απαραίτητος ο ποσοτικός προσδιορισμός ισοτόπων τα οποία εκπέμπουν διαδοχικά περισσότερα από ένα φωτόνια (cascade). Η απόκριση μίας ανιχνευτικής διάταξης κατά την ανάλυση τέτοιων ισοτόπων ενδεχομένως διαφέρει από την απόκριση κατά την ανάλυση μονοενεργειακών ισοτόπων. Στο κεφάλαιο αυτό κατ' αρχήν θα παρουσιασθεί το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence) στο οποίο υπόκεινται ισότοπα που εκπέμπουν φωτόνια σε σειρά και θα παρατεθούν οι παράγοντες που διέπουν την εμφάνιση και έντασή του.

Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης μπορεί να αποτελεί σημαντική πηγή συστηματικής αβεβαιότητας (τύπου B) κατά τη γ -φασματοσκοπική ανάλυση. Για την αντιμετώπισή του έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι, ορισμένες από τις οποίες θα παρουσιασθούν στο κεφάλαιο αυτό. Το πρόγραμμα EFFTRAN που χρησιμοποιήθηκε για τη βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe είναι ένα από τα προγράμματα που πραγματοποιούν διορθώσεις για το φαινόμενο αυτό. Ένα άλλο αντίστοιχο πρόγραμμα είναι το TrueCoinc το οποίο διανέμεται ελεύθερα από το Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας. Στο πλαίσιο της μελέτης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης στον ανιχνευτή HPGe θα γίνει και σύγκριση των δύο αυτών προγραμμάτων.

4.2 Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης

Ως πραγματική σύμπτωση ορίζεται το φαινόμενο κατά το οποίο δύο ή περισσότερα φωτόνια που εκπέμπονται διαδοχικά από τον ίδιο κλάδο διάσπασης του πυρήνα ενός ισοτόπου, ανιχνεύονται ταυτόχρονα από την ανιχνευτική διάταξη και καταγράφονται ως ένα φωτόνιο ενέργειας ίσης με το άθροισμα των ενεργειών των φωτονίων που ανιχνεύονται. (ΔΔ Καρφόπουλου Κ.Λ., 2012). Κατά τη διάσπαση ενός πυρήνα συνήθως προκύπτει πυρήνας σε διεγερμένη κατάσταση, για την αποδιέγερση του οποίου συχνά απαιτείται η εκπομπή πολλών διαδοχικών φωτονίων. Συνήθως, ο χρόνος ημιζωής της κάθε στάθμης είναι της τάξης των psec (10^{-12} sec) ή nsec (10^{-9} sec). Όμως ο χρόνος απόκρισης της ανιχνευτικής διάταξης (response time) είναι της τάξης των msec. Επομένως όταν δύο διαδοχικά φωτόνια από την ίδια διάσπαση αλληλεπιδράσουν με τον ανιχνευτή, αυτός αδυνατεί να τα ανιχνεύσει σαν δύο διαφορετικά, αλλά τα ανιχνεύει ως ένα φωτόνιο με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των δύο πραγματικών φωτονίων.

Για να γίνει πιο κατανοητό το φαινόμενο, στο σχήμα 4.1 δίνεται το διάγραμμα διάσπασης του ισοτόπου Y-88. Το συγκεκριμένο ισότοπο διασπάται κυρίως μέσω απορρόφησης ηλεκτρονίου (electron capture) και, όπως προκύπτει και από το σχήμα, πρακτικά εκπέμπει δύο διαδοχικά φωτόνια ενέργειας 898.036keV και 1836.052keV. Ο χρόνος ημιζωής της ενδιάμεσης στάθμης των δύο φωτονίων είναι μόνο 0.162psec, αρκετά μικρότερος από το χρόνο απόκρισης της τυπικής ανιχνευτικής διάταξης γ-φασματοσκοπίας. Ως εκ τούτου τα δύο διαδοχικά φωτόνια γίνονται συχνά αντιληπτά ως ένα από τον ανιχνευτή.



Σχήμα 4.1 : Το διάγραμμα διάσπασης του ισότοπου Y-88 (Bé M-M., et al., 2013)

4.3 Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης στη γ-φασματοσκοπική ανάλυση

Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης επηρεάζει τα αποτελέσματα του ενεργειακού φάσματος μέσω των μεταβολών που προκαλεί στην κατανομή των φωτοκορυφών, δηλαδή της επιφάνειας του φάσματος (area). Έστω ότι δύο διαδοχικά φωτόνια, από τον ίδιο κλάδο διάσπασης, αποθέτουν όλη την ενέργεια τους στον ανιχνευτή. Στην περίπτωση που η διάταξη δεν μπορέσει να ανιχνεύσει τα δύο φωτόνια σαν ανεξάρτητα γεγονότα, τότε αυτά δεν θα καταμετρηθούν στην επιφάνεια των φωτοκορυφών που αντιστοιχούν στην ενέργεια εκπομπής τους, αλλά θα καταγραφούν στο κανάλι εκείνο που αντιστοιχεί στο άθροισμα των ενεργειών που απέθεσαν στον ανιχνευτή.

Όταν το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης είναι έντονο καταγράφονται στο φάσμα πολλές κρούσεις οι οποίες οφείλονται στο άθροισμα των φωτονίων, που αποθέτουν όλη την ενέργειά τους στον ανιχνευτή, και όχι σε κάθε φωτόνιο ανεξάρτητα. Αυτό οδηγεί στη δημιουργία μιας «υποθετικής» φωτοκορυφής, που συνήθως αναφέρεται ως αθροιστική, η οποία αντιστοιχεί στην ενέργεια που ισούται με το

άθροισμα των ενεργειών εκπομπής των επιμέρους φωτονίων. Ταυτόχρονα βέβαια, από τις φωτοκορυφές που αντιστοιχούν στις πραγματικές ενέργειες εκπομπής των φωτονίων αφαιρούνται κρούσεις, καθώς αυτές έχουν καταγραφεί στην αθροιστική κορυφή, με αποτέλεσμα η τελική επιφάνεια τους (area) να προκύπτει μικρότερη από την πραγματική. Στη βιβλιογραφία η πρόσθεση γεγονότων σε φωτοκορυφές, ή αλλιώς η δημιουργία «αυξημένων» φωτοκορυφών, περιγράφεται ως summing-in effect, ενώ η έλλειψη γεγονότων από φωτοκορυφές και η δημιουργία «μειωμένων» φωτοκορυφών, περιγράφεται ως summing-out effect.

Εκτός από την περίπτωση και τα δύο σε σειρά εκπεμπόμενα φωτόνια να αποθέσουν πλήρως την ενέργειά τους στον ανιχνευτή, υπάρχει πιθανότητα να αποθέσουν μερικώς ενέργεια. Σε αυτή την περίπτωση όπου πραγματοποιείται συνανίχνευση φωτονίων που δεν αποθέτουν όλη την ενέργεια τους στον ανιχνευτή, αλλά ένα κλάσμα αυτής, τότε τα καταγραφόμενα γεγονότα δεν δημιουργούν κάποια φωτοκορυφή αλλά οδηγούν σε αύξηση του συνεχούς υποστρώματος του γ-φάσματος. Όσο πιο έντονο είναι το φαινόμενο, τόσο μεγαλύτερη η πιθανότητα συνανίχνευσης και άρα τόσο μεγαλύτερη η αύξηση του υποστρώματος. Τέλος, αν κάποιο από τα φωτόνια απόθεσε όλη την ενέργεια του στον ανιχνευτή, ενώ το/τα συνανιχνευόμενο/α του όχι, τότε πάλι η κρούση θα καταγραφεί στο συνεχές υπόστρωμα και όχι στην αθροιστική φωτοκορυφή.

Μέχρι στιγμής αναφέρθηκαν περιπτώσεις πραγματικής σύμπτωσης μεταξύ ακτινών-γ (γ-γ coincidence). Ωστόσο, κατά τη διάσπαση ενός ισοτόπου, είναι δυνατή η διαδοχική εκπομπή όχι μόνο ακτινών-γ, αλλά και ακτινών-γ με ακτινών-X ή ακτινών-γ με σωματίδια-β. Συχνά η χρονική διαφορά είναι τόσο μικρή που ξεπερνάει την ταχύτητα απόκρισης της ανιχνευτικής διάταξης. Στην περίπτωση λοιπόν που εκπέμπονται διαδοχικά ακτίνες-γ και ακτίνες-X υπάρχει και πάλι η πιθανότητα να συνανιχνευθούν, οπότε πρόκειται για πραγματική σύμπτωση γ-X. Όσον αφορά τα σωματίδια-β η διαδικασία γίνεται κάπως πιο περίπλοκη. Τα σωματίδια-β, αυτά καθεαυτά, δεν ανιχνεύονται από ένα ανιχνευτή γερμανίου. Όμως όταν εισέρχονται στα υλικά που περιβάλλουν ή συνιστούν τον ανιχνευτή είναι δυνατό να επιβραδυνθούν παράγοντας ακτίνες-X, τη λεγόμενη ακτινοβολία πέδησης ή bremsstrahlung. Καθώς η ακτινοβολία πέδησης μπορεί να ανιχνευθεί από τον ανιχνευτή είναι δυνατόν και να συνανιχνευθεί με κάποιο από τα φωτόνια που εκπέμπονται από την αποδιέγερση του

πυρήνα, οπότε πρόκειται για πραγματική σύμπτωση τύπου γ-β. Και στην περίπτωση αυτή υπάρχει αύξηση του συνεχούς υποστρώματος στο φάσμα.

Όπως γίνεται κατανοητό, σε κάθε περίπτωση που περιεγράφηκε ανωτέρω, η παρουσία του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης, οποιουδήποτε τύπου, επιδρά στην επιφάνεια της φωτοκορυφής (area) εισάγοντας αβεβαιότητα τύπου Β. Ως εκ τούτου, εισάγεται αβεβαιότητα τύπου Β κατά τον ποσοτικό προσδιορισμό της ενεργότητας ισοτόπων στο δείγμα, καθώς τα δύο μεγέθη συνδέονται άμεσα μέσω του τύπου 4.1:

$$activity = \frac{area}{time \cdot yield \cdot eff_{peak}} \quad (4.1)$$

όπου:

activity: η ενεργότητα του ραδιοϊσοτόπου ενδιαφέροντος της πηγής,

area: η καθαρή επιφάνεια της φωτοκορυφής αφού έχει αφαιρεθεί το υπόστρωμα,

time: ο πραγματικός χρόνος συλλογής του ενεργειακού φάσματος σε sec,

yield: το ποσοστό εκπομπής των υπό εξέταση φωτονίων της εν λόγω ενέργειας ,

eff_{peak}: η απόδοση φωτοκορυφής (peak efficiency) για την ενέργεια των φωτονίων.

Στη διεθνή βιβλιογραφία (De Felice et al., 2002) έχουν αναφερθεί περιπτώσεις γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης ραδιενεργών δειγμάτων, κατά τις οποίες το σφάλμα που εισάγει το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης μπορεί να είναι από 20%-50% για γεωμετρικές πηγές τοποθετημένες κοντά στον ανιχνευτή και 5-10% για πηγές όγκου, ή ακόμα και από 100% έως 500% σε περιπτώσεις ανιχνευτή γερμανίου φρέατος τύπου n (well type).

4.3.1 Παράγοντες που επιδρούν στην εμφάνιση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης

Μετά από τη διεξοδική μελέτη που έχει πραγματοποιηθεί για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης τα τελευταία 30 χρόνια, (Andreev D. S. et al., 1972), (Debertin K., Scholtzig U., 1979), (Sinkko K., Aaltonen H., 1985), (Decombaz M. et

al., 1992), έχει παρατηρηθεί ότι η εμφάνιση και η ένταση του φαινομένου στη γ-φασματοσκοπική ανάλυση εξαρτάται από ένα πλήθος παραγόντων, οι οποίοι μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε παράγοντες που καθορίζονται από τη ραδιενεργό πηγή, δηλαδή το ραδιενεργό ισότοπο που εξετάζεται, και σε αυτούς που είναι ανεξάρτητοι αυτής, (ΔΕ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2003), (ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008), (ΔΔ Καρφόπουλος Κ. Λ., 2012), (Δ.Ε. Χιώνης Δ. Α., 2011). Η πρώτη κατηγορία παραμέτρων χαρακτηρίζει το μηχανισμό της διαδοχικής εκπομπής δύο ή περισσότερων φωτονίων από τον ίδιο πυρήνα και η δεύτερη το μηχανισμό της ταυτόχρονης ανίχνευσης τους από την ανιχνευτική διάταξη.

Επιγραμματικά, οι παράγοντες που επηρεάζουν την ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης και εξαρτώνται από τον ραδιενεργό πυρήνα είναι :

- η δομή του σχήματος διάσπασης του εξεταζόμενου ισοτόπου,
- τα ποσοστά εκπομπής των διαδοχικά εκπεμπόμενων φωτονίων του ίδιου κλάδου διάσπασης,
- ο χρόνος ημιζωής των ενδιάμεσων ενεργειακών στάθμεων αποδιέγερσης,
- ο τρόπος διάσπασης του πυρήνα του ισοτόπου του φωτονίου που εξετάζεται (εκπομπή σωματιδίων-β, εκπομπή ακτίνων-X)

Οι παράγοντες που είναι ανεξάρτητοι του ραδιενεργό πυρήνα είναι :

- το υλικό και το πάχος του παραθύρου του κρυστάτη, προκειμένου να ελεγχθεί αν το διαπερνούν ακτίνες-X,
- η απόδοση της ανιχνευτικής διάταξης, καθώς όσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα ανίχνευσης φωτονίων τόσο πιο έντονο είναι το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης,
- η χρονική απόκριση της διάταξης,
- τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της πηγής,
- η στερεά γωνία πηγής-ανιχνευτή καθώς, μικρότερη απόσταση πηγής-ανιχνευτή παρουσιάζει μεγαλύτερη πιθανότητα ταυτόχρονης καταγραφής δύο ή και περισσότερων φωτονίων και άρα το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης είναι πιο έντονο.

Μία ακόμα παράμετρος η οποία επιδρά στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, αλλά δεν μπορεί να κατηγοριοποιηθεί ξεκάθαρα είναι η γωνία (angular

correlation) που σχηματίζουν τα δύο διαδοχικά εκπεμπόμενα φωτόνια (Knoll G.F., 2000).

Τέλος, πρέπει να επισημανθεί ότι η εμφάνιση και η ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης δεν εξαρτώνται από τη ραδιενέργεια του δείγματος ή τα ηλεκτρονικά της ανιχνευτικής διάταξης. Αυτό συμβαίνει γιατί, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, ο χρόνος απόκρισης της ανιχνευτικής διάταξης μπορεί να είναι από 10 μέχρι και 1000 φορές μεγαλύτερος από το χρόνο ημιζωής των σταθμών διέγερσης. Ως εκ τούτου διαφορές στα ηλεκτρονικά της ανιχνευτικής διάταξης που επηρεάζουν ίσως το χρόνο απόκρισης δεν μπορεί να θεωρηθούν ότι παίζουν κάποιο ρόλο στη εμφάνιση του φαινομένου. Αυτά τα χαρακτηριστικά διαφοροποιούν το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης από αυτό της τυχαίας άθροισης (random summing), κατά το οποίο υπάρχει συνανίχνευση φωτονίων που εκπέμπονται από τη διάσπαση διαφορετικών πυρήνων που υπάρχουν στην πηγή.

4.3.2 Μέθοδοι διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης

Η επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης στη γ-φασματοσκοπική ανάλυση είναι τόσο σημαντική ώστε οι μέθοδοι διόρθωσης του φαινομένου να γίνονται συχνά αντικείμενο μελέτης. Με το πέρασμα των χρόνων έχουν αναπτυχθεί διάφορες τεχνικές για την αντιμετώπιση του εν λόγω φαινομένου, οι σημαντικότερες από τις οποίες θα παρουσιαστούν σε αυτή την παράγραφο.

4.3.2.1 Ανασκόπηση των σημαντικότερων μεθόδων

Ο απλούστερος τρόπος για να αντιμετωπιστεί το φαινόμενο της πραγματικής είναι η ανιχνευτική διάταξη να βαθμονομείται με πρότυπη πηγή η οποία θα έχει τα ίδια χαρακτηριστικά με το υπό εξέταση δείγμα, δηλαδή θα περιέχει τα ίδια ισότοπα, θα έχει την ίδια ακριβώς σύσταση και γεωμετρία και θα τοποθετείται στην ίδια θέση ως προς τον ανιχνευτή με αυτή του δείγματος. Η διαδικασία αυτή εξασφαλίζει την ανεξαρτησία των υπολογισμών της ενεργότητας από το φαινόμενο (Semkow T.M. et al., 1990). Όμως, παρά την αποτελεσματικότητα αυτής της μεθόδου, σπανίως επιλέγεται από τους ερευνητές καθώς η εφαρμογή της απαιτεί τη διαθεσιμότητα μεγάλου πλήθους

πρότυπων πηγών, διαφορετικών γεωμετριών και συστάσεων, ώστε να καλύπτεται το εύρος των δειγμάτων που μελετώνται σε ένα εργαστήριο.

Μία άλλη τεχνική για την αντιμετώπιση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης είναι η πραγματοποίηση μετρήσεων μόνο σε μεγάλες αποστάσεις μεταξύ δείγματος και ανιχνευτή, δηλαδή η επιλογή μικρής στερεάς γωνίας για την εξέταση των δειγμάτων (Semkow T.M. et al., 1990). Αυτή η τεχνική δεν εξασφαλίζει την πλήρη εξάλειψη του φαινομένου, μειώνει αρκετά όμως την επίδραση του στο ενεργειακό φάσμα. Παρόλα αυτά και αυτή η μέθοδος δεν ενδείκνυται, καθώς ανάλογη της μείωσης της στερεάς γωνίας είναι και η μείωση της απόδοσης της ανιχνευτικής διάταξης και κατ' επέκταση απαιτείται αύξηση του χρόνου ανάλυσης του δείγματος. Επακόλουθο αυτού είναι η αύξηση του υποστρώματος στο φάσμα, η οποία οδηγεί και σε αύξηση του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης (MDA).

Όπως αναφέρθηκε και σε προηγούμενη παράγραφο η επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης έγκειται στην αλλαγή της κατανομής της επιφάνειας (area) του ενεργειακού φάσματος και συγκεκριμένα στη μείωση της επιφάνειας των φωτοκορυφών των διαδοχικά εκπεμπόμενων ισοτόπων και στη δημιουργία μιας αθροιστικής φωτοκορυφής. Επομένως, οι πιο αποτελεσματικές μέθοδοι διόρθωσης είναι αυτές που στοχεύουν στον υπολογισμό της πραγματικής επιφάνειας των φωτοκορυφών με τη χρήση κατάλληλων συντελεστών διόρθωσης. Έχει αναπτυχθεί σειρά μεθόδων υπολογισμού των συντελεστών διόρθωσης οι οποίες μπορούν να χωριστούν σε :

- Αναλυτικές-θεωρητικές μέθοδοι. Η πρώτη μέθοδος που αναπτύχθηκε γενικώς για την αντιμετώπιση του φαινομένου από τους (Andreev D.S. et al., 1972) και (Andreev D.S. et al., 1973) και επεκτάθηκε από τους (McCallum G.J. and Coote G.E., 1975) ανήκει σε αυτή την κατηγορία. Αποτελεί περιγραφή των φαινομένων της διαδοχικής εκπομπής και ταυτόχρονης ανίχνευσης φωτονίων, μέσω των πιθανοτήτων πραγματοποίησής τους. Επέκταση των παραπάνω μελετών είναι η μέθοδος που έχει αναπτυχθεί από τους (Semkow T.M. et al., 1990), η οποία αξιοποιεί συστήματα πινάκων στα οποία περιγράφονται τα διαγράμματα διάσπασης.

- Εμπειρικές-ημιεμπειρικές μέθοδοι. Ο υπολογισμός των συντελεστών διόρθωσης μπορεί να πραγματοποιηθεί και πειραματικά. Για παράδειγμα η σύγκριση των πειραματικών μετρήσεων που πραγματοποιούνται σε δύο διαφορετικές γεωμετρίες πηγής-ανιχνευτή οδηγεί στην εξαγωγή εμπειρικών ή ημιεμπειρικών σχέσεων προσδιορισμού των συντελεστών διόρθωσης. (Quintana B. and Fernandez F., 1995). Σε άλλες περιπτώσεις, αφετηρία των εμπειρικών και ημιεμπειρικών σχέσεων, αποτελούν οι μαθηματικές εκφράσεις των θεωρητικών-αναλυτικών σχέσεων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν οι εργασίες των (De Felice P. et al., 2000) και (De Felice P. et al., 2002).
- Μέθοδοι με χρήση κωδίκων προσομοίωσης. Σημαντικός αριθμός μεθόδων προσδιορισμού των συντελεστών διόρθωσης χρησιμοποιεί τεχνικές Monte Carlo είτε εξ' ολοκλήρου (Decombaz M. and Laedermann J.-P., 1996), (ΔΕ Χιώνης Δ.Α., 2011), είτε σε συνδυασμό με αναλυτικές-θεωρητικές μεθόδους (Piton F. et al., 2000), (Wang Z. et al., 2002), (Sima O., 2000), (Sima O., 1996), (Helmer R.G. et al., 2003), (Helmer R.G. and Gehrke R.J., 1997), (Lépy M-C, 2007), (Vidmar T. et al., 2006), (Haase G. et al., 1993).

4.3.2.2 Η μέθοδος διόρθωσης που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ

Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης έχει μελετηθεί εκτενώς στο ΕΠΤ-ΕΜΠ την τελευταία δεκαετία και έχουν αναπτυχθεί συγκεκριμένες τεχνικές για τη διόρθωσή του. Αρχικά, η πρώτη μορφή της μεθόδου διόρθωσης, η οποία ακολουθείται μέχρι και σήμερα, παρουσιάστηκε στη ΔΕ Καρφόπουλος Κ.Α., 2003. Στη συνέχεια, η μέθοδος αυτή αναπτύχθηκε περαιτέρω (ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Α., 2012), (ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008), ενώ παράλληλα αναπτύχθηκε και κώδικας προσομοίωσης Monte Carlo και συγκεκριμένα εντάχθηκε η προσομοίωση της εκπομπής φωτονίων σε σειρά, στον κώδικα PENELOPE (ΔΕ Χιώνης Δ. Α., 2011).

Η χρησιμοποιούμενη μέθοδος διόρθωσης περιλαμβάνει τον προσδιορισμό κατάλληλων συντελεστών διόρθωσης για την επιφάνεια των φωτοκορυφών που συμμετέχουν στο φαινόμενο, οι οποίοι προκύπτουν συνήθως μέσω υπολογιστικών προγραμμάτων. Δεδομένου ότι για τον προσδιορισμό της καμπύλης βαθμονόμησης

απόδοσης χρησιμοποιούνται ισότοπα τα οποία συμμετέχουν στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, η μέθοδος χωρίζεται σε δύο τμήματα. Αρχικά, διορθώνεται η καμπύλη βαθμονόμησης, ώστε να είναι απαλλαγμένη από την επίδραση του φαινομένου, και στη συνέχεια εφαρμόζονται διορθώσεις της απόδοσης για την κάθε φωτοκορυφή με χρήση καταλλήλων συντελεστών.

Οι πηγές βαθμονόμησης που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ περιέχουν πλήθος ισωτόπων, από τα οποία δύο ισότοπα υπόκεινται στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, το ^{60}Co και το ^{88}Y . Σύμφωνα με όσα αναπτύχθηκαν στο κεφάλαιο 2, η απόδοση φωτοκορυφής για μια συγκεκριμένη ενέργεια i δίνεται από τη σχέση (4.2) :

$$eff_i = \frac{area_i}{time_i \cdot yield_i \cdot activity_i} \quad (4.2)$$

Η διόρθωση γίνεται στο μέγεθος της επιφάνειας της φωτοκορυφής. Έστω C_i ο συντελεστής διόρθωσης ως προς το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης που αντιστοιχεί στη φωτοκορυφή της ενέργειας i . Η διορθωμένη τιμή της επιφάνειας της φωτοκορυφής, $area_i'$, δίνεται από τη σχέση :

$$area_i' = \frac{area_i}{C_i} \quad (4.3)$$

και η διορθωμένη τιμή της απόδοσης φωτοκορυφής, eff_i' :

$$eff_i' = \frac{area_i'}{time_i \cdot yield_i \cdot activity_i} = \frac{eff_i}{C_i} \quad (4.4)$$

Ακολουθώντας αυτή τη διαδικασία για κάθε ενέργεια φωτονίου των ισωτόπων που συμμετέχουν στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης στην πρότυπη πηγή, προκύπτει η διορθωμένη καμπύλη βαθμονόμησης αιχμής της ανιχνευτικής διάταξης $eff'(E)$. Η καμπύλη αυτή, απαλλαγμένη από την επίδραση του φαινομένου, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης ισωτόπων στο εξεταζόμενο δείγμα. Για τις υπό ανάλυση φωτοκορυφές διακρίνονται οι εξής περιπτώσεις :

- Η φωτοκορυφή j δεν συμμετέχει στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Σε αυτή την περίπτωση η ραδιενέργεια υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης :

$$activity_j = \frac{area_j}{time_j \cdot yield_j \cdot eff'_j} \quad (4.5)$$

- Η φωτοκορυφή j συμμετέχει στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Για τον υπολογισμό της ραδιενέργειας χρησιμοποιείται η ακόλουθη σχέση :

$$activity_j = \frac{area'_j}{time_j \cdot yield_j \cdot eff'_j} \quad (4.6)$$

όπου,

$$area'_j = \frac{area_j}{C_j} \quad (4.7)$$

με C_j το συντελεστή διόρθωσης ως προς το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης που αντιστοιχεί στη φωτοκορυφή της ενέργειας j.

Στην περίπτωση που το ισότοπο που εξετάζεται περιέχεται και στην πρότυπη πηγή βαθμονόμησης, τότε όπως αναφέρθηκε και στην αρχή της παραγράφου, καμία διόρθωση δεν είναι απαραίτητη, καθώς $C_i=C_j$, οπότε η σχέση 4.6 γίνεται :

$$activity_j = \frac{\frac{area_j}{C_j}}{\frac{area_i}{C_i}} = \frac{area_j/time_j}{area_i/time_i} \cdot activity_i \quad (4.8)$$

$$time_j \cdot yield_j \cdot \frac{C_i}{time_i \cdot yield_i \cdot activity_i}$$

Για τον προσδιορισμό των συντελεστών C_j χρησιμοποιούνται διάφορα υπολογιστικά προγράμματα, δύο από τα οποία χρησιμοποιούνται και στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και θα περιγραφούν στη συνέχεια.

4.3.3 Προγράμματα υπολογισμού των συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης

Στη συγκεκριμένη ΔΕ οι συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης υπολογίστηκαν μέσω δύο προγραμμάτων, το TrueCoinc και το EFFTRAN.

4.3.3.1 Το πρόγραμμα TrueCoinc

Το πρόγραμμα TrueCoinc έχει αναπτυχθεί στο Ινστιτούτο Πειραματικής Φυσικής του Πανεπιστημίου Kossuth της Ουγγαρίας (Sudar S., 2000) και διατίθεται δωρεάν από το Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (Δ.Ο.Α.Ε) στο πλαίσιο ενός πακέτου προγραμμάτων γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης (IAEA-TECDOC-1275). Στόχος του προγράμματος είναι ο υπολογισμός συντελεστών διόρθωσης της επιφάνειας φωτοκορυφής λόγω του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης. Το πρόγραμμα είναι αρκετά φιλικό προς το χρήστη και εμφανίζεται συχνά στη βιβλιογραφία (El-Gharbawy H. A. et al., 2005), (Yücel H. et al., 2009), (ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2012), (ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008), (ΔΕ Χιώνης Δ. Α., 2011). Εκτενής περιγραφή του τρόπου λειτουργίας του προγράμματος μπορεί να αναζητηθεί στη ΔΕ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2003.

Συνοπτικά, το πρόγραμμα βασίζεται στη χρήση κατάλληλης βάσης δεδομένων, στην οποία περιλαμβάνονται με λεπτομέρεια τα διαγράμματα διάσπασης κάθε ισότοπου που συμμετέχει στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιείται η βάση δεδομένων ENDSF-2 για την οποία παρέχεται και η δυνατότητα ανανέωσης των αρχείων της μέσω διαδικτύου. Το πρόγραμμα εξετάζει τις περιπτώσεις πραγματικής σύμπτωσης μεταξύ διαδοχικών φωτονίων (περίπτωση γ-γ) και φωτονίων και ακτινών-X (περίπτωση γ-X), όμως δεν εξετάζει την περίπτωση σύμπτωσης γ-β (λόγω της ακτινοβολίας πέδησης).

Ο ρόλος του χρήστη, κατά τη χρήση του προγράμματος, περιορίζεται στο να περιγράψει την ανιχνευτική διάταξη και τη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή που εξετάζεται, μέσω των καμπυλών απόδοσης αιχμής και ολικής απόδοσης. Οι καμπύλες αυτές δύνανται να εισαχθούν συναρτήσει της ενέργειας με διάφορες μορφές, η τελική επιλογή των οποίων εξαρτάται από το χρήστη. Το πρόγραμμα υπολογίζει συντελεστές

διόρθωσης K_{tcl} και K_{tcg} για τα φαινόμενα summing out και summing in αντίστοιχα, οι οποίοι δίνονται από τις σχέσεις :

$$K_{tcl} = \frac{\sum_{i=1}^{n_0} \beta_i S_i \prod_{j=1}^{n_i} \left[(1 - \varepsilon_{ij}^t) \Gamma_{ij} + \sum_k \Gamma_{ijk} \left(1 - \omega_k + \sum_l \delta_{kl} (1 - \varepsilon_l^t) \right) \right]}{\sum_{i=1}^{n_0} \beta_i \prod_{j=1}^{n_i} \left[\Gamma_{ij} + \sum_k \Gamma_{ijk} \left(1 - \omega_k + \sum_l \delta_{kl} \right) \right]} \quad (4.9)$$

$$K_{tcg} = 1 + \frac{\sum_{i=1}^n \prod_{j=1}^{m_i} \Gamma_{ij} \varepsilon_p(\gamma_{ij})}{\Gamma_0 \varepsilon_p(\gamma_0)} \quad (4.10)$$

όπου:

- n_0 : το πλήθος των δυνατών διαδρομών – αλυσίδων διάσπασης που περιέχουν την εξεταζόμενη μετάπτωση, δηλαδή το εξεταζόμενο φωτόνιο γ_0 ,
- n_i : ο αριθμός των διαδοχικών γ -μεταπτώσεων στην i -οστή αλυσίδα διάσπασης ($i=1,2,\dots,n_0$),
- β_i : η πιθανότητα εκπομπής β^- (ή β^+ , ή α , ή διάσπασης με EC) η οποία αποτελεί εκκίνηση του i -οστού κλάδου διάσπασης,
- Γ_{ij} : η πιθανότητα πραγματοποίησης της j μετάπτωσης στο i -οστό κλάδο διάσπασης,
- Γ_{ijk} : η πιθανότητα δημιουργίας κενού στην k -οστή στοιβάδα του ατόμου (όπου k : K, L1, L2...) εξαιτίας της j μετάπτωσης στον i -οστό κλάδο διάσπασης,
- ω_k : η πιθανότητα φθορισμού της k -οστής στοιβάδας (όπου k : K, L1, L2...) του ατόμου,
- δ_{kl} : η πιθανότητα εκπομπής της l ακτίνας-X από την k στοιβάδα (k : K, L1, L2...) του ατόμου,
- ε_l^t : το γινόμενο της ολικής απόδοσης του ανιχνευτή και του συντελεστή αυτοαπορρόφησης για την ενέργεια της l – ακτίνας-X,

ϵ_{ij}^t : το γινόμενο της ολικής απόδοσης του ανιχνευτή και του συντελεστή αυτοαπορρόφησης για την ενέργεια της j μετάπτωσης κατά την i -οστή αλυσίδα διάσπασης. Για την εξεταζόμενη μετάπτωση γ_0 , $\epsilon_{ij}^t = 0$

S_i : το μέγεθος S_i λαμβάνει τιμές ανάλογα με το είδος της διάσπασης του εξεταζόμενου πυρήνα. Πιο συγκεκριμένα λαμβάνει την τιμή 1 για τις περιπτώσεις α ή β διάσπασης, την τιμή $[1 - 2 \cdot \epsilon_{511}^t]$ όπου ϵ_{511}^t το γινόμενο ολικής απόδοσης και του συντελεστή αυτοαπορρόφησης για την ενέργεια των 511keV για την περίπτωση της β^+ διάσπασης και την τιμή

$$\beta_i S_i = \sum_k \Delta_{ik} \frac{1}{\omega_k} + \sum_l \delta_{kl} (1 - \epsilon_l^t) \quad \text{για την περίπτωση της σύλληψης}$$

ηλεκτρονίου (Electron Capture, EC)

Δ_{ik} : η πιθανότητα διάσπασης με σύλληψη ηλεκτρονίου και της δημιουργίας κενού στην k στοιβάδα (k : K, L1, L2...) του ατόμου, κατά τη δημιουργία της i -οστής αλυσίδας διάσπασης.

Το γινόμενο των παραπάνω συντελεστών των δύο φαινομένων της πραγματικής σύμπτωσης δίνει τελικά το συνολικό συντελεστή διόρθωσης, C_{tc} , για την επιφάνεια της φωτοκορυφής που εξετάζεται (συντελεστές C_i , C_j , που ορίστηκαν στην παράγραφο 4.2.4.2) :

$$C_{tc} = K_{tcg} \cdot K_{tcl} \quad (4.11)$$

4.3.3.2 Το πρόγραμμα EFFTRAN

Μία εισαγωγή στα βασικά χαρακτηριστικά του προγράμματος EFFTRAN έχει γίνει στο 2^ο και στο 3^ο κεφάλαιο. Μια επιπλέον λειτουργία του προγράμματος είναι ο προσδιορισμός των συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Οι υπολογισμοί του προγράμματος βασίζονται στη μέθοδο της μεταφοράς απόδοσης, η οποία αναλύθηκε στο 3^ο κεφάλαιο, και κατ' επέκταση στον προσδιορισμό των λεγόμενων «εικονικών» αποδόσεων, τόσο για την απόδοση φωτοκορυφής όσο και για την ολική απόδοση. Ο όρος «εικονική» αναφέρεται εδώ στην απόδοση φωτοκορυφής και στην ολική απόδοση, οι οποίες δεν συνυπολογίζουν καμία σκέδαση

στις ανενεργές περιοχές του ανιχνευτή, όπως τη νεκρή περιοχή (dead layer), το περίβλημα του ανιχνευτή ή το ίδιο το δείγμα. Για να προσδιοριστεί η πραγματική ολική απόδοση, αυτά τα φαινόμενα, πρέπει να ληφθούν υπόψη και αυτό επιτεύχθηκε από τους Vidmar T. και Likar A., 2002.

Στην περίπτωση μιας σημειακής πηγής ή ενός δείγματος μικρών διαστάσεων, η απόδοση φωτοκορυφής και η ολική απόδοση που λαμβάνονται μέσω των εικονικών αποδόσεων είναι αρκετές για τον υπολογισμό κατάλληλων συντελεστών που να λαμβάνουν υπόψη το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, καθώς υπάρχουν μαθηματικές μέθοδοι για το σκοπό αυτό (Andreev D. S. et al., 1972; Semkow T. M. et al., 1990). Το ίδιο ισχύει και για πολύ μεγάλα δείγματα, επειδή στην περίπτωση αυτή οι συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης είναι σχετικά μικροί και επιπλέον δεν απαιτείται συνήθως υψηλή ακρίβεια για τον υπολογισμό τους (Wang Z. et al., 1996). Για την εκτίμηση συντελεστών διόρθωσης σε πηγές μεσαίου μεγέθους ακολουθείται άλλη προσέγγιση, η οποία βασίζεται στην επίλυση του προβλήματος για σημειακές πηγές. Παρόλο που ένα δείγμα μεσαίου μεγέθους δεν μπορεί εν γένει να θεωρηθεί ως σημειακή πηγή (Debertin K. and Schotzig U., 1979), έχουν αναπτυχθεί μαθηματικές μέθοδοι που βασίζονται στην προσέγγιση του δείγματος ως μία επαλληλία σημειακών πηγών που καταλαμβάνουν τον όγκο του δείγματος. Προφανώς στην περίπτωση αυτή πρέπει να ληφθούν υπόψη φαινόμενα όπως η διακύμανση της απόδοσης φωτοκορυφής και της ολικής απόδοσης μέσα στον όγκο του δείγματος καθώς και της αυτοαπορρόφησης. Η μέθοδος αυτή προτείνεται από τους Blaauw M. και Gelsema S.J., 2003, οι οποίοι εισήγαγαν την «τρίτη καμπύλη απόδοσης» ή αλλιώς καμπύλη-LS, η οποία αντιπροσωπεύει την κύμανση της απόδοσης, φωτοκορυφής ή ολικής, του ανιχνευτή κατά μήκος του όγκου του δείγματος, λόγω αυτοαπορρόφησης και σκεδάσεων εντός του όγκου του δείγματος, αλλά και λόγω της αλλαγής της απόστασής του από τον ανιχνευτή. Αυτή η προσέγγιση είναι που εφαρμόζεται και στο πρόγραμμα EFFTRAN, ωστόσο ο προσδιορισμός της καμπύλη-LS γίνεται μέσω αναλυτικών υπολογισμών (Vidmar T. et al., 2005), (Vidmar T., et al., 2011) και όχι πειραματικά, όπως πραγματοποιήθηκε αρχικά από τους (Blaauw M. και Gelsema S. J., 2003).

Συγκεκριμένα, η μέθοδος που ακολουθείται στο πρόγραμμα EFFTRAN αποτελείται από τα ακόλουθα βήματα, τα οποία παρουσιάζονται στην εργασία των Vidmar T., et al. του 2011 :

- Ο ανιχνευτής βαθμονομείται με μία πρότυπη πηγή τα χαρακτηριστικά της οποίας δεν πρέπει να διαφέρουν πολύ από το εξεταζόμενο δείγμα (Vidmar T. et al., 2010).
- Η μέθοδος μεταφοράς απόδοσης εφαρμόζεται από την πηγή βαθμονόμησης στη γεωμετρία του δείγματος και υπολογίζονται οι αντίστοιχες τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής.
- Η ολική απόδοση, χωρίς να λαμβάνονται υπόψη οι σκεδάσεις στο ίδιο το δείγμα, παρέχεται ως μέρος των υπολογισμών του πακέτου EFFTRAN.
- Υπολογίζεται η επίδραση της σκέδασης στο δείγμα και προστίθεται για τον προσδιορισμό της πραγματικής ολικής απόδοσης.
- Η αντίστοιχη καμπύλη-LS μπορεί να προσδιοριστεί με γρήγορους υπολογισμούς, ακόμη και χωρίς να γίνεται παραπομπή σε πειραματικά δεδομένα (Vidmar T. και Kanisch, 2010).
- Τέλος, χρησιμοποιώντας οποιοδήποτε κατάλληλο και ανάλογο τροποποιημένο μαθηματικό αλγόριθμο που εφαρμόζεται για σημειακές πηγές, μπορούν να υπολογιστούν οι συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης (Blaauw M. και Gelsema S. J., 2003). Ο ντετερμινιστικός αλγόριθμος που χρησιμοποιείται είναι αναδρομικός και περιγράφεται από τον Kanisch et al., 2011, ο οποίος αποδείχθηκε ισοδύναμος με προηγούμενες μορφές, και σε ορισμένες περιπτώσεις ανώτερος.

Τα διαγράμματα διάσπασης που χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό των συντελεστών διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης προέρχονται από τη βάση δεδομένων KORDATEN (Sima O. και Arnold D., 2009), η οποία βασίζεται στα τελευταία δεδομένα της Decay Data Evaluation Project (Nucleide, 2009). Το πρόγραμμα είναι πιστοποιημένο από τον ΔΟΑΕ.

Για λεπτομέρειες σχετικά με τα επιμέρους συστατικά στοιχεία της προσέγγισης, δηλαδή τον υπολογισμό της απόδοσης αιχμής και της συνολικής απόδοσης και της καμπύλη-LS, ο αναγνώστης παραπέμπεται στις εργασίες των Vidmar T., 2005, Vidmar T. και Likar A., 2005 και Vidmar T. και Korum M., 2006, αντίστοιχα. Το πλεονέκτημα του προγράμματος EFFTRAN είναι ότι οι υπολογισμοί είναι γρήγοροι, δεδομένου ότι δεν αποτελούν μια πλήρη προσομοίωση Monte Carlo.

4.4 Προσδιορισμός συντελεστών διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης για το ισότοπο ^{134}Cs στο ΕΠΤ-ΕΜΠ

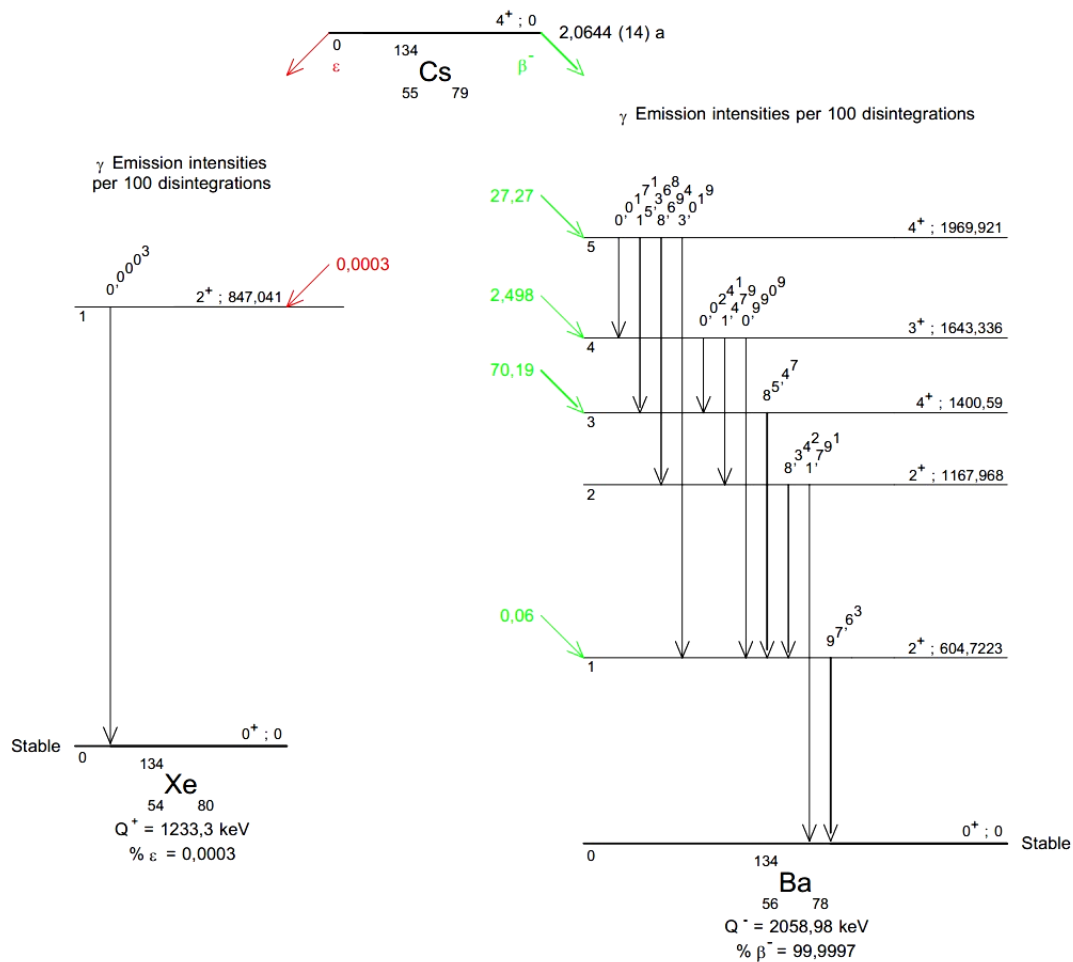
Σκοπός αυτού του κεφαλαίου είναι η παρουσίαση και ο έλεγχος της μεθόδου που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για την αντιμετώπιση των επιπτώσεων του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης καθώς και η σύγκριση των δύο προγραμμάτων που παρουσιάστηκαν, TrueCoinc και EFFTRAN, για τον υπολογισμό των κατάλληλων συντελεστών διόρθωσης. Προκειμένου να επιτευχθεί ο στόχος αυτός θα χρησιμοποιηθεί ως πηγή, πρότυπο υδατικό διάλυμα υδροχλωρικού οξέος (HCl) περιεκτικότητας 0.05M, το οποίο έχει προμηθευτεί το ΕΠΤ-ΕΜΠ από τον Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ) στο πλαίσιο της Άσκησης Διασύγκρισης με κωδικό IAEA-TEL-2013-04 (spiked water 3). Η πηγή περιέχει ^{241}Am , ^{137}Cs και ^{134}Cs . Από το υλικό αυτό έχει παρασκευασθεί πηγή γεωμετρίας 2 με κωδικό WT089¹⁵.

Από τα περιεχόμενα στην πηγή WT089 ισότοπα ενδιαφέρει το ^{134}Cs , καθώς είναι το μοναδικό που υπόκειται στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Το διάγραμμα διάσπασης του ^{134}Cs παρουσιάζεται στο σχήμα 4.2 και οι ενέργειες των σημαντικότερων φωτονίων μαζί με τα αντίστοιχα ποσοστά εκπομπής δίνονται στον πίνακα 4.1. Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης εμφανίζεται αρκετά έντονο κατά την ανίχνευση των φωτονίων αυτού του ισότοπου, καθώς εκπέμπει από τον ίδιο κλάδο διάσπασης φωτόνια σε σειρά και μάλιστα με υψηλή πιθανότητα.

	Ενέργεια (keV)	Ποσοστό εκπομπής (%)
Cs-134	563.25	8.34
	569.33	15.37
	604.72	97.63
	795.86	85.47
	801.95	8.69

Πίνακας 4.1 : Οι ενέργειες των φωτονίων του ^{134}Cs .

¹⁵ Πρόκειται για την πηγή που χρησιμοποιήθηκε και για τον προσδιορισμό των διαστάσεων του ανιχνευτή στο 3^ο Κεφάλαιο.



Σχήμα 4.2 : Διάγραμμα διάσπασης του ισότοπου ^{134}Cs (Bé M., et al., 2004)

Με σκοπό τη μελέτη της επίδρασης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης στον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ για το συγκεκριμένο ισότοπο θα συγκριθούν οι πειραματικές αποδόσεις που προκύπτουν για τις διάφορες ενέργειές του, με τις αντίστοιχες υπολογιστικές. Όπως έχει αναφερθεί ήδη πολλές φορές, η απόδοση φωτοκορυφής είναι ανάλογη της επιφάνειας φωτοκορυφής. Επιλέχθηκε λοιπόν αυτή η μέθοδος προκειμένου να υπάρχει άμεση σύγκριση μεταξύ της πειραματικής ή «πραγματικής» επιφάνειας φωτοκορυφής και της υπολογιστικής ή «ιδανικής» επιφάνειας που θα είχε η φωτοκορυφή στην περίπτωση που δεν υπήρχε το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.

Αρχικά, αναλύθηκε στον ανιχνευτή HPGe η πηγή WT089 τοποθετημένη σε επαφή, καθώς το φαινόμενο, όπως αναφέρθηκε, γίνεται εντονότερο στις κοντινές αποστάσεις. Γνωρίζοντας τη ενεργότητα της πηγής από το πιστοποιητικό της, υπολογίστηκαν οι αποδόσεις φωτοκορυφής του ανιχνευτή για κάθε εκπεμπόμενη

ενέργεια του ισότοπου σύμφωνα με την εξίσωση (4.5), οι οποίες συνοδευόμενες από τις ολικές αβεβαιότητες, συνυπολογίζοντας την αβεβαιότητα της ενεργότητας, σε επίπεδο εμπιστοσύνης 1σ, δίνονται στον πίνακα 4.2 :

Πηγή WT089 – ¹³⁴ Cs		
Ενέργεια (keV)	Απόδοση	σ %
563.25	0.0108	3.14
569.33	0.0105	2.02
604.72	0.01092	0.82
795.86	0.00869	0.82
801.95	0.0088	2.55

Πίνακας 4.2 : Τιμές πειραματικών αποδόσεων της πηγής WT089 για το ισότοπο Cs-134 στον ανιχνευτή HPGe.

Από τις τιμές των αποδόσεων που παρουσιάζονται στον πίνακα διαπιστώνεται ότι όσο αυξάνεται η ενέργεια οι αποδόσεις δεν ακολουθούν την αναμενόμενη φθίνουσα κατανομή η οποία παρουσιάστηκε στο 3^ο κεφάλαιο, αλλά εμφανίζονται απροσδιόριστες αυξομειώσεις οι οποίες είναι στατιστικά σημαντικές. Αυτή ακριβώς είναι η επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης.

Στη συνέχεια, προσδιορίστηκαν οι τιμές των αποδόσεων των ενεργειών του ¹³⁴Cs με τη χρήση του κώδικα PENELOPE. Υπενθυμίζεται ότι η λειτουργία του κώδικα είναι τέτοια ώστε δεν λαμβάνει υπόψη φαινόμενα όπως αυτό της πραγματικής σύμπτωσης. Στον πίνακα 4.3 παρουσιάζονται οι τιμές των αποδόσεων για το ισότοπο ¹³⁴Cs όπως προκύπτουν πειραματικά, από την προσομοίωση, καθώς και η απόκλιση τους.

Πηγή WT089 – ¹³⁴ Cs περίπτωση 1					
Ενέργεια (keV)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %	
563.25	0.0108	3.14	0.01321	0.60	22.25
569.33	0.0105	2.02	0.01302	0.51	24.29
604.72	0.01092	0.82	0.01252	0.61	14.66
795.86	0.00869	0.82	0.01013	0.65	16.59
801.95	0.0088	2.55	0.01014	0.69	15.21

Πίνακας 4.3 : Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών αποδόσεων της πηγής WT089 για το ισότοπο ¹³⁴Cs στον ανιχνευτή HPGe.

Όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα του πίνακα 4.2 παρατηρείται πολύ μεγάλη διαφορά μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών αποδόσεων, η οποία κυμαίνεται από

15% έως 25% και οφείλεται κυρίως¹⁶ στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Τέτοιες αποκλίσεις είναι συνηθισμένες για ισότοπα που υπόκεινται στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και δεν μπορούν να αμελούνται. Ακριβώς για αυτό το λόγο είναι απαραίτητη η ανάπτυξη τεχνικών διόρθωσης για το φαινόμενο.

4.4.1 Εφαρμογή της μεθόδου διόρθωσης του ΕΠΤ-ΕΜΠ με χρήση του προγράμματος TrueCoinc

Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται κυρίως το πρόγραμμα TrueCoinc (ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2012), (ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008), (ΔΕ Χιώνης Δ.Α., 2011), καθώς είναι εύκολο στη χρήση και δίνει ικανοποιητικά ακριβή αποτελέσματα. Για τη λειτουργία του προγράμματος, ο χρήστης πρέπει περιγράψει την ανιχνευτική διάταξη και τη σχετική θέση πηγής-ανιχνευτή που εξετάζεται, εισάγοντας στο πρόγραμμα τις αντίστοιχες καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής και ολικής απόδοσης. Ειδικά για την έκφραση της συνάρτησης της ολικής απόδοσης, το πρόγραμμα δίνει στο χρήστη τη δυνατότητα να επιλέξει μεταξύ διαφόρων συναρτήσεων, μία από της οποίες περιγράφεται ως “relative to peak” και πρακτικά αποτελεί το λόγο της ολικής προς την απόδοση φωτοκορυφής (total-to-peak ratio, ttp). Γίνεται κατανοητό επομένως, ότι η λειτουργία του προγράμματος εξαρτάται σε ένα βαθμό από τις καμπύλες απόδοσης που εισάγει ο χρήστης. Ως εκ τούτου, θα γίνει μελέτη της επίδρασης αυτών των καμπυλών στο τελικό αποτέλεσμα του προγράμματος που είναι οι τιμές των συντελεστών διόρθωσης.

4.4.1.1 Εφαρμογή του προγράμματος TrueCoinc με χρήση των καμπυλών βαθμονόμησης που υπολογίστηκαν στο 3ο κεφάλαιο

Αρχικά, εισάγονται στο πρόγραμμα οι συναρτήσεις που υπολογίστηκαν στο 3^ο κεφάλαιο για την απόδοση φωτοκορυφής της γεωμετρίας 2 μέσω προσομοίωσης Monte Carlo, καθώς και η ελάχιστη μέση ενέργεια για τη διάκριση των ενεργειακών περιοχών (σχέσεις 3.4α & 3.4β):

¹⁶ Υπενθυμίζεται ότι, όπως διαπιστώθηκε στο 3^ο Κεφάλαιο, υπάρχει μία μικρή απόκλιση μεταξύ πειραματικών τιμών και τιμών της προσομοίωσης, λόγω της γεωμετρίας του ανιχνευτή που τελικά επελέγη. Σε καμία περίπτωση όμως δεν ερμηνεύει τις αποκλίσεις που παρατηρούνται στις τιμές του Πίνακα 4.3.

για $0 < E < 279.195 \text{ keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -22.8115 + 8.0057 \cdot \ln(E) - 0.8214 \cdot (\ln(E))^2$$

και για $E > 279.195 \text{ keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 1.6403 - 1.1037 \cdot \ln(E) + 0.0257 \cdot (\ln(E))^2$$

Στη συνέχεια, εισάγονται οι καμπύλες για την ολική απόδοση που υπολογίστηκαν για τη γεωμετρία 2 στο 3^ο κεφάλαιο οι οποίες είναι σχετικές ως προς την απόδοση φωτοκορυφής (σχέση 3.5):

$$\ln(\text{ttp}) = -1.9370 + 0.5253 \cdot \ln(E)$$

Επιλέγοντας από τη διαθέσιμη βάση δεδομένων την καρτέλα της β-διάσπασης του ⁶⁰Co, παράγονται τα δεδομένα εξόδου του προγράμματος, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3 :

Total efficiency:		HPGe-40							
Full energy peak efficiency:		HPGe-40							
Parent radioactive isotope, decay mode and half-life									
⁶⁰ Co									
B- 5.2704 Y									
No	E[keV]	Rel.Int	err[%]	TrueCc	Eff	TotEff	TrueCl	TrueCg	Parent Isotope
1	346.9	7.60E-3	6.5	0.915	1.97E-2	6.12E-2	0.915	1.000	60Co B- 5.27 Y g
2	826.2	7.60E-3	10.5	0.910	1.00E-2	4.91E-2	0.910	1.000	60Co B- 5.27 Y g
3	1173.2	99.90	2.0E-2	0.955	7.72E-3	4.55E-2	0.955	1.000	60Co B- 5.27 Y g
4	1332.5	100.00	1.0E-3	0.954	7.03E-3	4.43E-2	0.954	1.000	60Co B- 5.27 Y g
5	1679.5	1.52E-4	0.0	1.000	5.95E-3	4.23E-2	1.000	1.000	alias
6	2158.8	1.11E-3	16.2	1.049	4.98E-3	4.04E-2	0.952	1.102	60Co B- 5.27 Y g
7	2505.0	2.00E-6	20.0	5.937E+4	4.48E-3	3.93E-2	1.000	5.937E+6	60Co B- 5.27 Y g

Σχήμα 4.3 : Παράδειγμα δεδομένων εξόδου του προγράμματος TrueCoinc.

όπου :

No: ο αύξων αριθμός της ενεργειακής στάθμης που εξετάζεται,

E(keV): η ενέργεια της εξεταζόμενης στάθμης,

Rel.Int.: το ποσοστό εκπομπής των ακτινών γ ή X,

err(%): η σχετική αβεβαιότητα του ποσοστού εκπομπής των ακτινών γ ή X,

TrueCC: ο ζητούμενος συντελεστής διόρθωσης,

Eff: η υπολογιζόμενη από το πρόγραμμα απόδοση φωτοκορυφής του ανιχνευτή,

TotEff: η υπολογιζόμενη από το πρόγραμμα ολική απόδοση του ανιχνευτή,

TrueCl: ο συντελεστής διόρθωσης της επιφάνειας σχηματιζόμενης φωτοκορυφής λόγω των απωλειών κρούσεων εξαιτίας του φαινομένου “summing out” (≤ 1),

TrueCg: ο συντελεστής διόρθωσης της επιφάνειας σχηματιζόμενης φωτοκορυφής λόγω των επιπλέον κρούσεων που εμφανίζονται εξαιτίας του φαινομένου “summing in” (≥ 1).

Λαμβάνοντας τους συντελεστές διόρθωσης από το πρόγραμμα, υπολογίζεται η διορθωμένη τιμή της πειραματικής απόδοσης από την παρακάτω σχέση :

$$eff'_i = \frac{eff_i}{C_{tc}} \quad (4.12)$$

Το πρόγραμμα TrueCoinc υπολογίζει τις αβεβαιότητες για τους συντελεστές πραγματικής σύμπτωσης, χωρίς να λαμβάνει υπόψη τις αβεβαιότητες των καμπυλών βαθμονόμησης που εισάγει ο χρήστης. Στην πραγματικότητα όμως όλοι αυτοί οι παράγοντες επηρεάζουν τη διαμόρφωση του τελικού αποτελέσματος και για αυτό πρέπει να συνυπολογιστούν στη συνολική αβεβαιότητα της διορθωμένης τιμής της απόδοσης. Όμως, εφόσον οι υπολογισμοί που πραγματοποιούνται από το πρόγραμμα και οι τιμές που χρησιμοποιεί η βάση δεδομένων του προγράμματος, δεν είναι γνωστές στο χρήστη ώστε να εξετάσει τις αβεβαιότητες τους, δεν μπορεί να εκτιμηθεί η μετάδοση σφάλματος. Η μέθοδος που ακολουθήθηκε για τον υπολογισμό της αβεβαιότητας που εισάγει η χρήση του προγράμματος TrueCoinc είναι αυτή που περιγράφεται στη ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2012 και η οποία βασίζεται εξέταση των διακυμάνσεων στους συντελεστές διόρθωσης που προκύπτουν για τις ακραίες καμπύλες βαθμονόμησης οι οποίες ορίζονται από τους ακόλουθες παράγοντες :

α) την αβεβαιότητα των αποδόσεων που χρησιμοποιήθηκαν στον προσδιορισμό των καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης,

β) την τιμή του συντελεστή RMS των καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης.

Με τη μέθοδο αυτή υπολογίζεται η αβεβαιότητα του συντελεστή διόρθωσης, η οποία σε συνδυασμό με την αβεβαιότητα της πειραματικής τιμής της απόδοσης αποδίδει τη συνολική αβεβαιότητα της διορθωμένης τιμής της απόδοσης. Η μέθοδος δεν θα περιγραφεί αναλυτικά, σημειώνεται όμως ότι για το συνυπολογισμό όλων των αβεβαιοτήτων χρησιμοποιείται η τετραγωνική άθροιση. Περισσότερες λεπτομέρειες αναφέρονται στη ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2012.

Στον πίνακα 4.4 παρουσιάζονται οι συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης με τις αβεβαιότητες τους, όπως προέκυψαν από το πρόγραμμα, για το ισότοπο ^{134}Cs και την πηγή γεωμετρίας 2 WT089, καθώς και οι αρχικές μαζί με τις διορθωμένες τιμές των πειραματικών αποδόσεων του πίνακα 4.2. Στις αβεβαιότητες των διορθωμένων τιμών της απόδοσης έχει συνυπολογιστεί και η αβεβαιότητα που εισάγει το πρόγραμμα, σύμφωνα με τη μέθοδο που παρουσιάστηκε παραπάνω. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

Πηγή WT089 – ^{134}Cs _ περίπτωση 2						
Ενέργεια (keV)	Συντελεστές διόρθωσης από το πρόγραμμα TrueCoinc		Πείραμα			
			Αρχική τιμή		Διορθωμένη τιμή	
	τιμή	σ %	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %
563.25	0.903	0.40	0.0108	3.14	0.01197	3.17
569.33	0.904	0.30	0.0105	2.02	0.01158	2.05
604.72	0.940	0.03	0.01092	0.82	0.01161	0.83
795.86	0.940	0.05	0.00869	0.82	0.00924	0.83
801.95	0.909	0.40	0.0088	2.55	0.00968	2.59

Πίνακας 4.4 : Συντελεστές διόρθωσης, πειραματικές αποδόσεις και διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις της πηγής WT089 για το ισότοπο ^{134}Cs .

Οι υπολογιζόμενοι συντελεστές διόρθωσης για το ^{134}Cs κυμαίνονται περί το 0.90 -0.95 για όλες τις ενέργειές του, γεγονός που δείχνει ότι περί το 5-10% της σχηματιζόμενης επιφάνειας κάθε φωτοκορυφής καταγράφεται σε άλλο κανάλι. Ακόμη, παρατηρείται ότι οι συνολικές αβεβαιότητες των διορθωμένων αποδόσεων δεν διαφέρουν σημαντικά από αυτές των αρχικών πειραματικών τιμών. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η αβεβαιότητα που μεταφέρεται στο συντελεστή διόρθωσης από τις καμπύλες βαθμονόμησης μέσω του νόμου διάδοσης σφάλματος, στις περισσότερες περιπτώσεις συμπίεζεται από τις μερικές παραγώγους και η τελική αβεβαιότητα που

συνοδεύει το συντελεστή δεν αυξάνεται σημαντικά. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η απόκλιση συντελεστών διόρθωσης που δεν ξεπερνά το 5%, όταν χρησιμοποιούμενες καμπύλες ολικής απόδοσης εμφανίζουν μεταξύ τους αποκλίσεις της τάξης του 30% (ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2012).

Στον πίνακα 4.5 γίνεται σύγκριση των διορθωμένων πειραματικών αποδόσεων με τις αποδόσεις που έχουν προκύψει από τις προσομοιώσεις Monte Carlo. Καταγράφονται οι δύο σειρές αποδόσεων με τις αβεβαιότητες τους και υπολογίζεται η μεταξύ τους απόκλιση. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

Πηγή WT089 – ^{134}Cs					
Διορθωμένες τιμές με το πρόγραμμα TrueCoinc περίπτωση 2					
Ενέργεια (keV)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %	
563.25	0.01197	3.17	0.01321	0.60	10.39
569.33	0.01158	2.05	0.01302	0.51	12.36
604.72	0.01161	0.83	0.01252	0.61	7.78
795.86	0.00924	0.83	0.01013	0.65	9.59
801.95	0.00968	2.59	0.01014	0.69	4.72

Πίνακας 4.5 : Σύγκριση πειραματικών διορθωμένων τιμών με το πρόγραμμα TrueCoinc και υπολογιστικών αποδόσεων της πηγής WT089 για το ισότοπο ^{134}Cs .

Όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα του πίνακα 4.4 η απόκλιση μεταξύ των πειραματικών τιμών και των τιμών των προσομοιώσεων παρουσιάζει σημαντική μείωση με τη χρήση των συντελεστών διόρθωσης, χωρίς όμως να εμπίπτει στα αποδεκτά όρια. Φαίνεται, επομένως, ότι υπάρχει περιθώριο για βελτίωση στη μεθοδολογία που ακολουθήθηκε μέχρι στιγμής.

4.4.1.2 Εφαρμογή του προγράμματος TrueCoinc με χρήση των καμπυλών βαθμονόμησης που καλύπτουν την περιοχή μέσων & υψηλών ενεργειών

Μια πρώτη προσπάθεια για την επίτευξη καλύτερης σύγκλισης διορθωμένων πειραματικών αποδόσεων και αποδόσεων προσομοίωσης είναι η χρήση διαφορετικής καμπύλης ολικής απόδοσης, η οποία προσεγγίζει καλύτερα την ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος, δηλαδή την περιοχή μέσων και υψηλών ενεργειών. Για τον προσδιορισμό αυτής της καμπύλης, από τις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα PENELOPE για τις 5 ενέργειες του ^{134}Cs για την πηγή γεωμετρίας 2

(WT089) σε επαφή με τον ανιχνευτή, υπολογίστηκαν, πέρα από τις αποδόσεις φωτοκορυφής, οι ολικές αποδόσεις και κατ' επέκταση ο λόγος total-to-peak (ttp). Επιπλέον, στον υπολογισμό της καμπύλης, χρησιμοποιήθηκε και η φωτοκορυφή του ^{40}K , προκειμένου να υπάρχει και ένα μονοενεργειακό ισότοπο στο φάσμα. Για το σκοπό αυτό προσομοιώθηκε η πηγή γεωμετρίας 2 KCl2 σε επαφή με τον ανιχνευτή. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων παρουσιάζονται στον πίνακα 4.6 μαζί με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες.

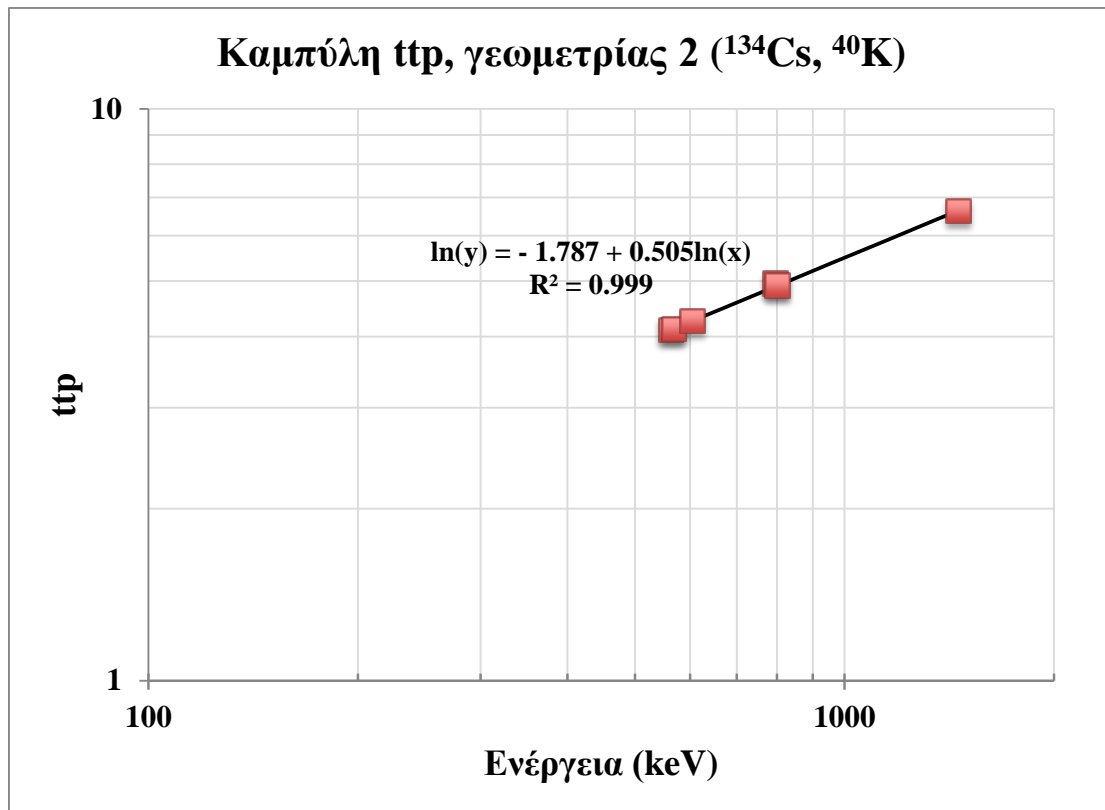
Πηγή WT089 – ^{134}Cs , Πηγή KCl2 K-40_ περίπτωση 3							
Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Απόδοση φωτοκορυφής		Ολική απόδοση		Total-to-peak ratio	
		τιμή	σ %	τιμή	σ %	τιμή	σ %
Cs-134	563.25	0.01321	0.60	0.0542	0.29	4.10	0.65
	569.33	0.01302	0.51	0.0536	0.25	4.12	0.56
	604.72	0.01252	0.61	0.0532	0.30	4.25	0.68
	795.86	0.01013	0.65	0.0502	0.29	4.95	0.71
	801.95	0.01014	0.69	0.0498	0.31	4.91	0.76
K-40	1460.82	0.00653	0.72	0.0433	0.28	6.63	0.77

Πίνακας 4.6 : Τιμές υπολογιστικών αποδόσεων γεωμετρίας 2 για τα ισότοπα ^{134}Cs και ^{40}K .

Από τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων προσδιορίστηκε η καμπύλη του λόγου ολικής απόδοσης προς απόδοση φωτοκορυφής, η οποία εκφράζεται από την ακόλουθη εξίσωση :

$$\ln(ttp) = -1.7874 + 0.5053 \cdot \ln(E) \quad (4.13)$$

Η καμπύλη ttp παρουσιάζεται στο σχήμα 4.4.



Σχήμα 4.4 : Καμπύλη λόγου ttp του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας 2, σε επαφή με τον ανιχνευτή, στην περιοχή μέσων & υψηλών ενεργειών.

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα 4.4, ο συντελεστής συσχέτισης R^2 πλησιάζει τη μονάδα περισσότερο από τον αντίστοιχο συντελεστή της καμπύλης 3.3 ($R^2_{3.3}=0.995$), γεγονός που επιβεβαιώνει την υπόθεση ότι αυτή η καμπύλη 4.13 προσαρμόζεται καλύτερα στην περιοχή ενδιαφέροντος.

Εισάγοντας την παραπάνω συνάρτηση στο πρόγραμμα TrueCoinc για την περιγραφή της ολικής απόδοσης και τις εξισώσεις 3.4α και 3.4β για την έκφραση της απόδοσης φωτοκορυφής προκύπτουν οι συντελεστές που παρουσιάζονται στον πίνακα 4.6 και οι αντίστοιχες διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις με τις ολικές αβεβαιότητες τους.

Πηγή WT089 – ¹³⁴ Cs_ περίπτωση 3						
Ενέργεια (keV)	Συντελεστές διόρθωσης από το πρόγραμμα TrueCoinc		Πείραμα			
			Αρχική τιμή		Διορθωμένη τιμή	
	τιμή	σ %	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %
563.25	0.901	0.40	0.0108	3.14	0.01199	3.02
569.33	0.902	0.30	0.0105	2.02	0.01161	1.87
604.72	0.939	0.03	0.01092	0.82	0.01163	0.75

795.86	0.939	0.05	0.00869	0.82	0.00925	0.75
801.95	0.907	0.40	0.0088	2.55	0.00970	2.46

Πίνακας 4.7 : Συντελεστές διόρθωσης, πειραματικές αποδόσεις και διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις της πηγής WT089 για το ισότοπο ^{134}Cs , υπολογισμένοι με χρήση της συνάρτησης αναδρομής (4.13).

Συγκρίνοντας τους συντελεστές διόρθωσης του πίνακα 4.7 με αυτούς που υπολογίστηκαν μέσω της καμπύλης ολικής απόδοσης 3.5 και παρατίθενται στον πίνακα 4.4 παρατηρείται κάποια βελτίωση. Η αλλαγή δεν είναι μεγάλη, όπως ήταν αναμενόμενο, καθώς - όπως αναλύθηκε ανωτέρω - ακόμη και ευθείες που διαφέρουν πολύ μεταξύ τους επιφέρουν μικρές διαφορές στους συντελεστές διόρθωσης. Για τη διερεύνηση της ύπαρξης στατιστικά σημαντικής διαφοράς πρέπει να πραγματοποιηθεί η σύγκριση μεταξύ των διορθωμένων πειραματικών και υπολογιστικών αποδόσεων.

Στον πίνακα 4.7 καταγράφονται οι δύο σειρές αποδόσεων με τις αβεβαιότητες τους και υπολογίζεται η μεταξύ τους απόκλιση. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

Πηγή WT089 – ^{134}Cs					
Διορθωμένες τιμές με το πρόγραμμα TrueCoinc_ περίπτωση 3					
Ενέργεια (keV)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %	
563.25	0.01199	3.17	0.01321	0.60	10.14
569.33	0.01161	2.05	0.01302	0.51	12.11
604.72	0.01163	0.83	0.01252	0.61	7.67
795.86	0.00925	0.83	0.01013	0.65	9.48
801.95	0.00970	2.59	0.01014	0.69	4.49

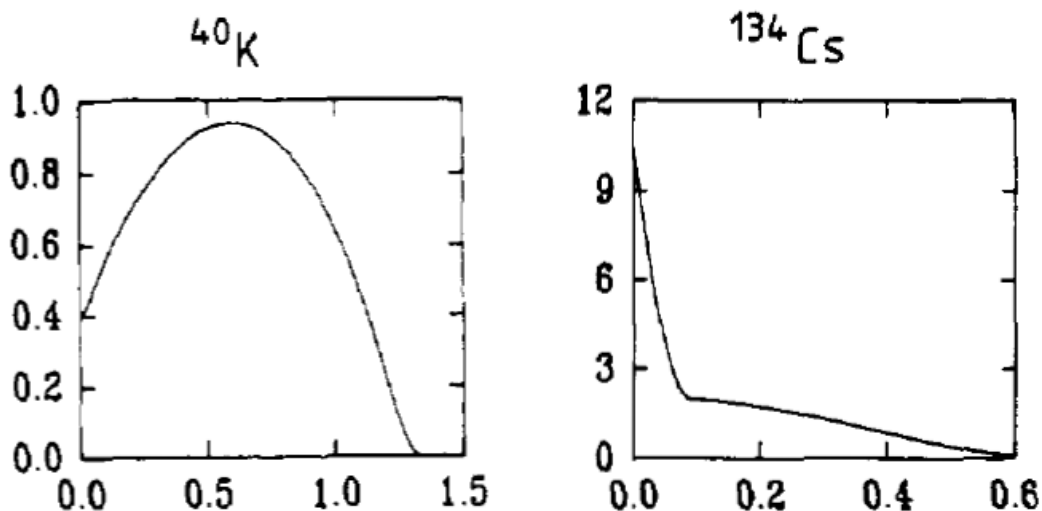
Πίνακας 4.7 : Σύγκριση πειραματικών διορθωμένων τιμών με το πρόγραμμα TrueCoinc και υπολογιστικών αποδόσεων της γεωμετρίας 2 για το ισότοπο ^{134}Cs , υπολογισμένοι με χρήση της συνάρτησης αναδρομής (4.13).

Όπως παρατηρείται από τα αποτελέσματα του πίνακα 4.7, η χρήση στο πρόγραμμα TrueCoinc της καμπύλης απόδοσης που προσαρμόζεται καλύτερα στην περιοχή ενδιαφέροντος, εξασφάλισε μικρή μείωση στην απόκλιση μεταξύ των διορθωμένων πειραματικών και υπολογιστικών τιμών. Και πάλι όμως η απόκλιση παραμένει υψηλή. Ως εκ τούτου συμπεραίνεται ότι η εφαρμογή αυτής της μεθόδου, οδηγεί σε βελτιωμένα αποτελέσματα, τα οποία όμως δεν είναι ικανοποιητικά.

Η διερεύνηση που πραγματοποιήθηκε, πρακτικά επιβεβαιώνει την υπόθεση που αναπτύσσεται στη ΔΔ Καρφόπουλος Κ.Λ., 2012 και που αναφέρθηκε ανωτέρω ότι, η χρήση διαφορετικών καμπυλών ολικής απόδοσης, οι οποίες εμφανίζουν μεταξύ τους μεγάλες αποκλίσεις δεν οδηγούν σε αντίστοιχα μεγάλες αποκλίσεις στους συντελεστές διόρθωσης.

4.4.1.3 Εφαρμογή του προγράμματος TrueCoinc με συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung)

Η ακτινοβολία πεδήσεως είναι φωτονιακή ακτινοβολία (ακτίνες-X) που εκπέμπεται κατά την αλληλεπίδραση σωματιδίων-β με την ύλη και εμφανίζει συνεχές ενεργειακό φάσμα με μέγιστη ενέργεια ίση με την ενέργεια των σωματιδίων-β. Κατά τη διάσπαση β-ραδιενεργών ισοτόπων που υπάρχουν σε ένα δείγμα, εκπέμπονται σωματίδια-β τα οποία είναι δυνατόν να αλληλεπιδράσουν με το δείγμα, τον ανιχνευτή ή τη θωράκιση. Ως αποτέλεσμα, εκπέμπονται ακτίνες-X, σε σύμπτωση με τις ακτίνες-γ που ακολουθούν τη β-διάσπαση, με συνέπεια την ενδεχόμενη συνανίχνευση των ακτινών-γ και των ακτινών-X. Η ακτινοβολία πέδησης παρουσιάζει ενεργειακό φάσμα το οποίο είναι διαφορετικό για κάθε ισότοπο. Αυτό οφείλεται, αφενός μεν στο γεγονός ότι και το ίδιο το φάσμα των σωματιδίων-β που παράγονται κατά τη διάσπαση ενός ισοτόπου παρουσιάζει ενεργειακό φάσμα, αλλά και στο γεγονός ότι σωματίδια-β της ίδιας ενέργειας αλληλεπιδρώντας με πέδηση παράγουν ακτίνες-X με ενεργειακό φάσμα. Το θέμα περιπλέκεται περισσότερο, καθώς πολλά ισότοπα εκπέμπουν ομάδες σωματίδια-β με διαφορετικές μέγιστες ενέργειες. Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζονται φάσματα από τη συνολική εκπομπή ακτινοβολίας-β, δηλαδή από όλες τις διασπάσεις-β του ισοτόπου, για το ^{40}K και το ^{134}Cs .



Σχήμα 4.5 : Φάσματα συνολικά εκπεμπόμενης ακτινοβολίας-β για τα ισότοπα ^{40}K και ^{134}Cs (Cross W.G. et al. 1983)

Πρακτικά, η ακτινοβολία πέδησης παράγεται κυρίως όταν σωματίδια-β μεγάλης ενέργειας προσπίπτουν πάνω σε υλικά τα οποία αποτελούνται από βαρείς πυρήνες, όπως τα υλικά από τα οποία κατασκευάζονται οι ανιχνευτικές διατάξεις της γ-φασματοσκοπίας, οι θωρακίσεις κλπ. Επομένως, κατά τη φασματοσκοπική ανάλυση ακτινών-γ, οι οποίες ακολουθούν τις διασπάσεις-β, η παραγωγή της ακτινοβολίας πέδησης προκαλεί ενδεχομένως την αύξηση του συνεχούς υποστρώματος του φάσματος, υπό την προϋπόθεση ότι η ακτινοβολία φτάνει στον ανιχνευτή.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι όταν η ακτινοβολία πέδησης είναι έντονη, μπορεί να προκαλέσει σημαντική αύξηση των κρούσεων στο φάσμα, ειδικά στην περιοχή χαμηλών ενεργειών. Είναι προφανές ότι η αύξηση των κρούσεων αλλάζει την επιφάνεια του φάσματος και κατ' επέκταση επιδρά και στον πειραματικό προσδιορισμό των αποδόσεων (Turhan A. et al., 2006, Mrdja D. et al., 2006) – ιδίως της ολικής απόδοσης. Στη βιβλιογραφία συχνά επισημαίνεται η ανάγκη λήψης μέτρων για την εξάλειψη της επίδρασης της ακτινοβολίας πέδησης στο φάσμα ακτινών-γ. Τέτοιου είδους μέτρα είναι η χρήση υλικών με χαμηλό ατομικό αριθμό στο περιβάλλον του ανιχνευτή, ή η εφαρμογή ηλεκτρομαγνητικού πεδίου κοντά στην πηγή που θα εκτρέψει τα ηλεκτρόνια μακριά από το παράθυρο του ανιχνευτή (ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008). Πάντως, πρέπει να αναφερθεί ότι πέδηση μπορεί να προκληθεί και από ηλεκτρόνια που παράγονται πάνω στον ανιχνευτή ή τον κρουστάτη, εξαιτίας της αλληλεπίδρασης των

φωτονίων με αυτούς. Προφανώς δεν υπάρχει τρόπος για την μείωση αυτών των φωτονίων πέδησης.

Η σημαντική επίδραση της ακτινοβολίας πέδησης στη γ -φασματοσκοπική ανάλυση έχει ήδη διαπιστωθεί και εξετασθεί στη ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008, όπου παρουσιάστηκε η απόκλιση που δημιουργείται στον υπολογισμό της ολικής απόδοσης και κατ' επέκταση και στους συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης, λόγω της ακτινοβολίας πέδησης.

Το πρόγραμμα TrueCoinc λαμβάνει υπόψη φαινόμενα πραγματικής σύμπτωσης μεταξύ ακτινών- γ και ακτινών- X , δεν είναι ξεκάθαρο όμως αν οι ακτίνες- X που εξετάζει περιλαμβάνουν και την ακτινοβολία πέδησης. Επομένως, μία μέθοδος για να διαπιστωθεί η επίδραση της ακτινοβολίας πεδήσεως στον υπολογισμό των συντελεστών διόρθωσης, είναι η εισαγωγή στο πρόγραμμα καμπύλης total-to-peak, η οποία να συμπεριλαμβάνει και αυτού του είδους την ακτινοβολία.

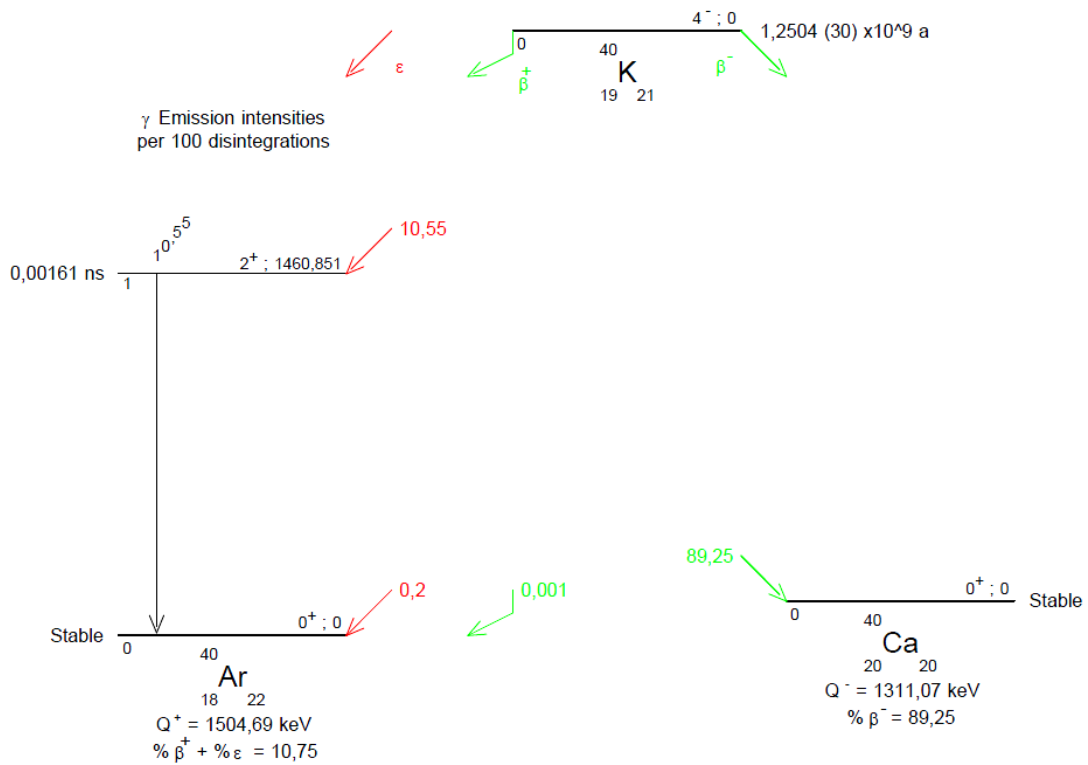
Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 2, η προσομοίωση με τον κώδικα PENELOPE περιλαμβάνει τις ιστορίες μόνο των φωτονίων που ορίζονται ως «πρωτογενή» στο αρχείο εισόδου, χωρίς να εξετάζει το μηχανισμό διάσπασης για την παραγωγή των συγκεκριμένων φωτονίων. Επομένως, η ύπαρξη των σωματιδίων- β και η παραγωγή ακτινοβολίας πέδησης αγνοείται στη διαμόρφωση του υπολογιστικού φάσματος σε αντίθεση με τον πραγματικό ανιχνευτή, ο οποίος στη διάρκεια ενός πειράματος καταγράφει όλα τα φωτόνια που φτάνουν σε αυτόν, χωρίς να διαχωρίζει αν αυτά είναι «πρωτογενή» ή «δευτερογενή», ακτίνες- γ ή ακτίνες- X . Είναι λοιπόν σαφές ότι, εφόσον οι καμπύλες του λόγου ολικής προς απόδοση φωτοκορυφής που προσδιορίστηκαν ανωτέρω, υπολογίστηκαν εξ' ολοκλήρου μέσω προσομοίωσης, δεν συμπεριλαμβάνεται σε αυτές η παραγόμενη ακτινοβολία πέδησης.

Προκειμένου να υπολογιστούν ολικές αποδόσεις οι οποίες θα λαμβάνουν υπόψη τους και την ακτινοβολία πέδησης πρέπει προσομοιωθεί το φάσμα των σωματιδίων- β που παράγονται από τη διάσπαση- β , από την οποία προκύπτει και το εξεταζόμενο φωτόνιο, ώστε να ληφθεί υπόψη και το φάσμα της ακτινοβολίας πεδήσεως που ανιχνεύει ο ανιχνευτής HPGe. Στη συνέχεια, αυτό το φάσμα θα υπερτεθεί με το ενεργειακό φάσμα που προκύπτει από τη προσομοίωση των ακτινών- γ και θα προκύψει το συνολικό φάσμα από το οποίο θα πρέπει να υπολογιστεί η τιμή της ολικής απόδοσης,

που θα συμπεριλαμβάνει την επίδραση της ακτινοβολίας πεδήσεως (Wang Z. et al., 2002).

Για την προσομοίωση των σωματιδίων-β που παράγονται κατά τη διάσπαση που εξετάζεται είναι απαραίτητη η γνώση του ενεργειακού τους φάσματος. Η προσομοίωση των σωματιδίων-β θα πρέπει να πραγματοποιηθεί για κάθε β-ραδιενεργό ισότοπο που χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της καμπύλης ttr, το οποίο εκπέμπεται σε σύμπτωση με φωτόνιο-γ. Για τον προσδιορισμό της καμπύλης ttr θα χρησιμοποιηθεί το φάσμα που θα προκύψει από την υπέρθεση της ακτινοβολίας πέδησης στο γ-φάσμα του ισότοπου. Για το σκοπό αυτό θα χρησιμοποιηθούν τα ισότοπα: ^{134}Cs και ^{40}K , καθώς η καμπύλη ttr που προκύπτει από αυτά τα ισότοπα προσεγγίζει καλύτερα την ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος, δηλαδή την περιοχή μέσων ενεργειών.

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζεται το διάγραμμα διάσπασης του ^{134}Cs από όπου διαπιστώνεται ότι το ισότοπο μπορεί να διασπαστεί εκπέμποντας 4 διαφορετικά σωματίδια-β. Το αντίστοιχο διάγραμμα διάσπασης για το ^{40}K παρουσιάζεται στο σχήμα 4.6. Από αυτό το διάγραμμα προκύπτει ότι το ^{40}K μπορεί να παράγει 2 φάσματα σωματιδίων-β. Μετά από εκτενή έρευνα στη βιβλιογραφία προσδιορίστηκαν τα συνολικά φάσματα των σωματιδίων-β για τα ισότοπα που εξετάζονται. Τα φάσματα αυτά του ^{134}Cs και του ^{40}K παρουσιάζονται στους πίνακες 4.9 και 4.10 και στα σχήματα 4.7 και 4.8 αντίστοιχα. Πρέπει να επισημανθεί ότι το φάσμα που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς για το ^{40}K περιλαμβάνει μόνο τα παραγόμενα ηλεκτρόνια και όχι το ποσοστό των ποζιτρονίων που παράγονται καθώς τα ποζιτρόνια δεν συνεισφέρουν στην ακτινοβολία πέδησης δεδομένου ότι αφενός εξουδετερώνονται αμέσως μόλις παραχθούν και αφετέρου το ποσοστό τους είναι πολύ μικρό.

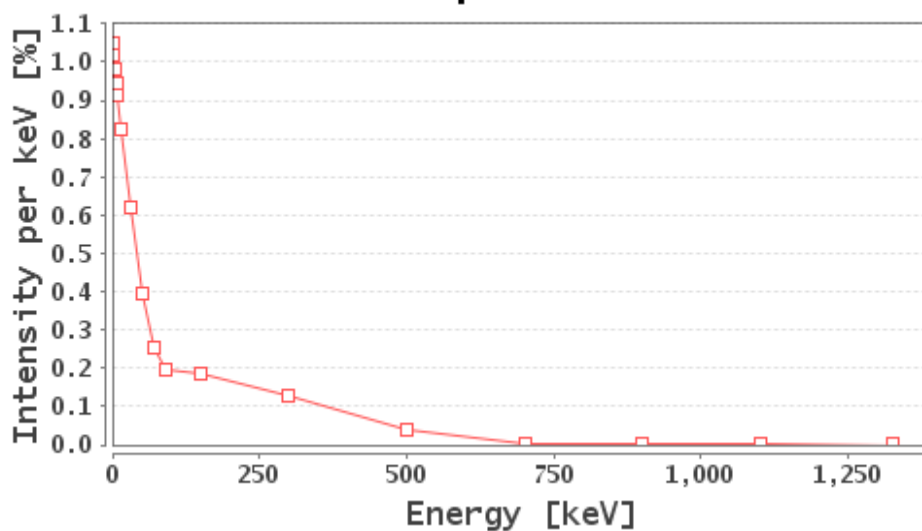


Σχήμα 4.6 : Διάγραμμα διάσπασης του ισοτόπου K-40 (Bé M-M., et al., 2013)

Ενεργειακό κανάλι (keV)	Πιθανότητα εκπομπής ηλεκτρονίων (%)
0 - 2	2.104
2 - 4	2.033
4 - 6	1.963
6 - 8	1.895
8 - 10	1.828
10 - 20	8.233
20 - 40	12.357
40 - 60	7.920
60 - 80	5.030
80 - 100	3.977
100 - 200	18.524
200 - 400	25.980
400 - 600	8.010
600 - 800	0.133
800 - 1000	0.009
1000 - 1200	0.005
1200 - 1454	0.001

Πίνακας 4.9 : Τελικός πίνακας πιθανότητας εκπομπής ηλεκτρονίων από το ^{134}Cs ανά ενέργεια. (IAEA βάση δεδομένων [<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>])

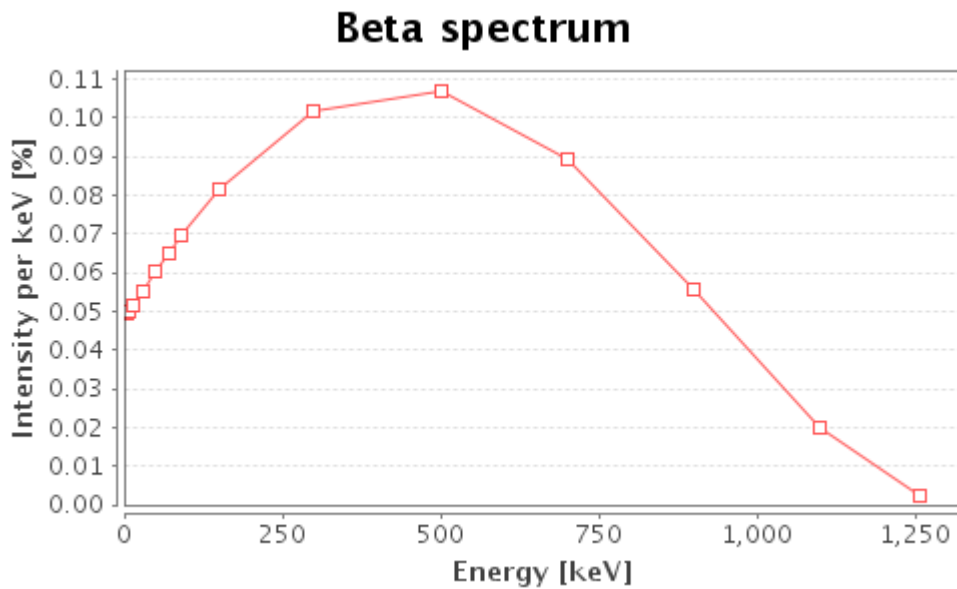
Beta spectrum



Σχήμα 4.7 : Σχηματική απεικόνιση του φάσματος των σωματιδίων-β για το ^{134}Cs
(IAEA βάση δεδομένων [<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>])

Ενεργειακό κανάλι (keV)	Πιθανότητα εκπομπής ηλεκτρονίων (%)
0-75	3.628
75-125	4.022
125-175	4.405
175-225	4.776
225-275	5.073
275-325	5.324
325-375	5.496
375-425	5.622
425-475	5.684
475-525	5.713
525-575	5.690
575-625	5.622
625-675	5.496
675-725	5.347
725-775	5.142
775-825	4.885
825-875	4.548
875-925	4.159
925-975	3.668
975-1025	3.136
1025-1075	2.565

Πίνακας 4.10 : Τελικός πίνακας πιθανότητας εκπομπής ηλεκτρονίων από το ^{40}K ανά ενέργεια. (Leutz H. et al., 1965)

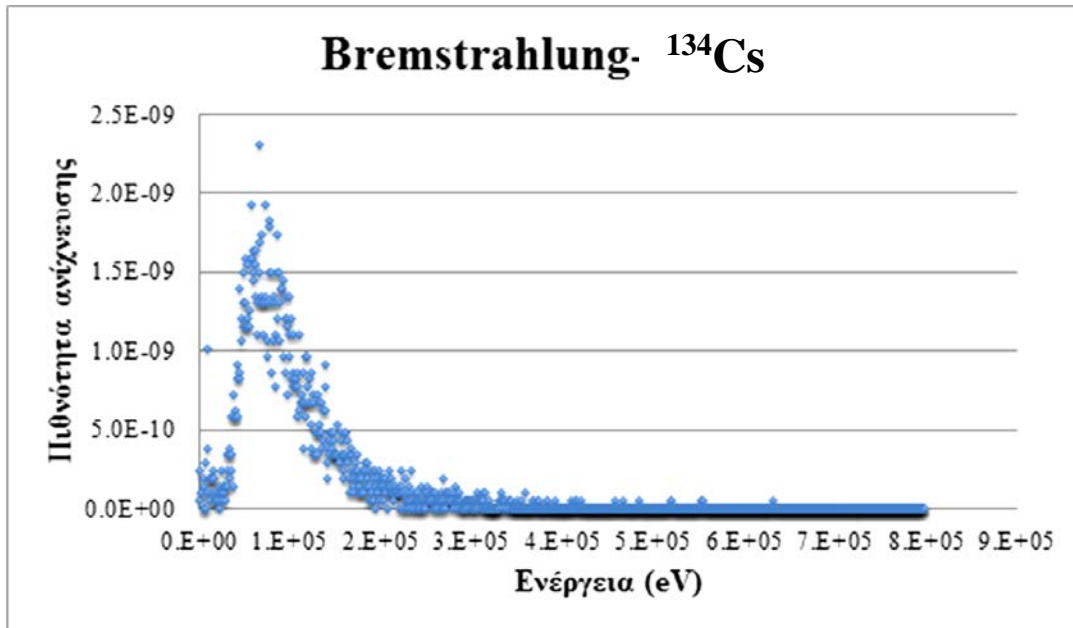


Σχήμα 4.8 : Σχηματική απεικόνιση του φάσματος των σωματιδίων-β για το ^{40}K (IAEA βάση δεδομένων [<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>])

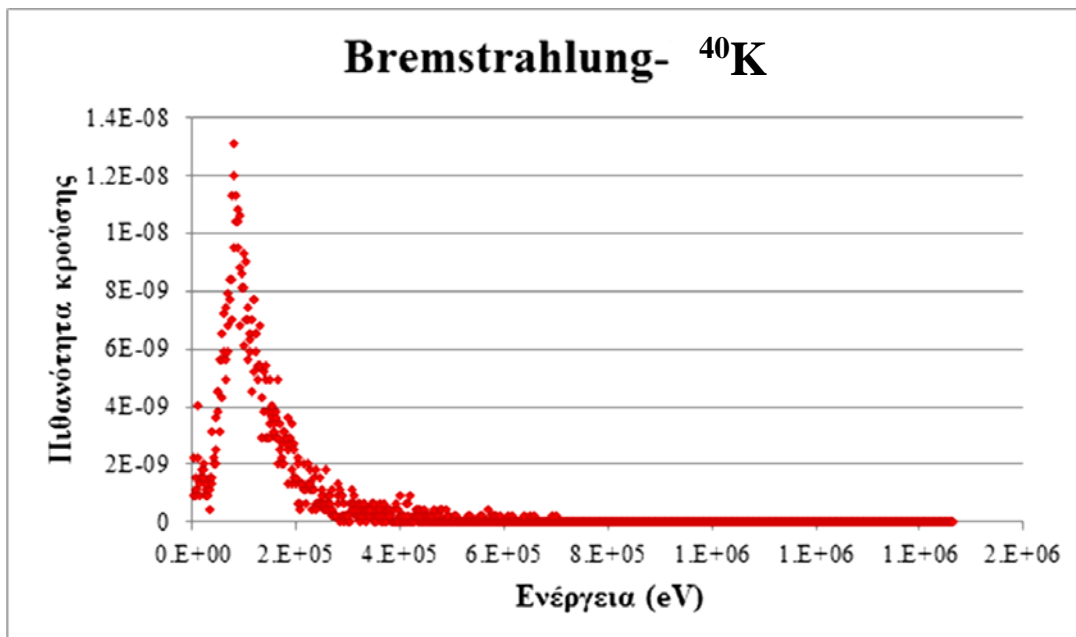
Για τις προσομοιώσεις των σωματιδίων-β θα χρησιμοποιηθεί ο κώδικας PENELOPE 2008, όπως αναφέρθηκε και ανωτέρω. Λεπτομέρειες σχετικά με τη χρήση του κώδικα για την προσομοίωση σωματιδίων-β μπορούν να αναζητηθούν στο εγχειρίδιο χρήσης του κώδικα ή στη ΔΕ Αθανασίου Ν., 2006, τη ΔΕ Μανώλακα Π., 2007 και τη ΔΕ Βασιλοπούλου Θ., 2008. Επιγραμματικά, στο αρχείο εισόδου εισάγονται τα ενεργειακά κανάλια (θεωρώντας ότι η κατανομή ξεκινάει από τα 0keV) και η πιθανότητα εκπομπής σωματιδίου-β με ενέργεια στα όρια του αντίστοιχου ενεργειακού καναλιού (πίνακας 4.9 και 4.10). Πρέπει να τονιστεί ότι το ενεργειακό εύρος που θα εξεταστεί και ο αριθμός καναλιών στο αρχείο αποτελεσμάτων (ενεργειακή διαμέριση) πρέπει να είναι ίδιοι με αυτούς που επιλέγονται και για την προσομοίωση του αντίστοιχου φωτονίου που εξετάζεται.

Πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις και για τις δύο πηγές όγκου γεωμετρίας 2, με κωδικού WT089 και MKC12, με συνεχές ενεργειακό φάσμα ηλεκτρονίων ως αρχικά σωματίδια στα αρχεία εισόδου. Από τις προσομοιώσεις αυτές λήφθηκαν τα συνολικά φάσματα της ακτινοβολίας πέδησης που παράγεται από τα ισότοπα ^{134}Cs και ^{40}K , τα οποία παρουσιάζονται στα σχήματα 4.9 και 4.10, αντίστοιχα. Πολύ μεγάλη σημασία έχει η μέθοδος με την οποία πραγματοποιήθηκε η υπέρθεση. Μετά το πέρας των δύο προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν, για φωτόνια και για σωματίδια-β, προστέθηκαν κανάλι προς κανάλι, οι τιμές της δεύτερης στήλης των αρχείων εξόδου

pm_spc_enddet_1.dat των δύο προσομοιώσεων. Υπενθυμίζεται ότι στη στήλη αυτή καταγράφεται η πιθανότητα ένα πρωτογενές σωματίδιο να εναποθέσει συγκεκριμένη ενέργεια στον ανιχνευτή, σε μονάδες $1/(eV \cdot \text{particle})$. Έτσι δημιουργείται ένα κοινό αρχείο το οποίο περιέχει την πληροφορία του συνολικού φάσματος.



Σχήμα 4.9 Φάσμα ακτινοβολίας πέδησης που παράγεται από το ισότοπο ¹³⁴Cs στον ανιχνευτή HPGe (προσομοίωση με κώδικα PENELOPE).



Σχήμα 4.10 : Φάσμα ακτινοβολίας πέδησης που παράγεται από το ισότοπο ⁴⁰K στον ανιχνευτή HPGe (προσομοίωση με κώδικα PENELOPE).

Σημειώνεται ότι για την περίπτωση του ^{40}K , όπως φαίνεται και το διάγραμμα διάσπασής του, τα σωματίδια-β δεν προκύπτουν από την ίδια διάσπαση με το παραγόμενο φωτόνιο, παρόλα αυτά κατά την ανάλυση της πηγής KCl στον ανιχνευτή HPGe, το φάσμα περιλαμβάνει και την ακτινοβολία πέδησης. Αντίστοιχη είναι και η προσέγγιση του προγράμματος TrueCoinc, όπου κάθε ισότοπο εξετάζεται στο σύνολο του.

Η διαδικασία της υπέρθεσης, έτσι όπως εξετάζεται στη βιβλιογραφία (Z. Wang et al., 2002) ακολουθεί την εξής λογική: προκειμένου να υπολογιστεί ο αριθμός N για το n-ιστό κανάλι από τα δύο υπερτιθέμενα ισόχρονα φάσματα του φωτονίου και των σωματιδίων-β, πρέπει να αθροιστούν οι κρούσεις του n-ιστού καναλιού κάθε φάσματος σταθμισμένες με το αντίστοιχο ποσοστό εκπομπής.

Τα φάσματα που παράγονται από τον κώδικα PENELOPE, όμως, καταγράφουν πιθανότητα ανίχνευσης στο ενεργειακό εύρος κάθε καναλιού η οποία είναι η ίδια στο φάσμα που δημιουργείται χωρίς την ακτινοβολία πέδησης και στο συνολικό. Επομένως η υπέρθεση στη συγκεκριμένη περίπτωση πραγματοποιείται με την αριθμητική άθροιση των δύο φασμάτων, του φωτονίου και της ακτινοβολίας πέδησης, χωρίς στάθμιση. Οπότε για το n-ιστό κανάλι η συνολική πιθανότητα ανίχνευσης φωτονίου pdf_{tot} προκύπτει για οποιοδήποτε από τα ισότοπα Cs-134 και K-40 από την εξίσωση :

$$pdf_{tot} = pdf_{photon} + pdf_{Bremsstrahlung} \quad (4.14)$$

Η απόδοση φωτοκορυφής και η ολική απόδοση που προκύπτει για τα ισότοπα ^{40}K και ^{134}Cs με το συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης παρουσιάζονται στον πίνακα 4.11. Στον ίδιο πίνακα δίνεται και ο νέος λόγος total-to-peak :

Πηγή WT089 – ¹³⁴ Cs, Πηγή KCl2 K-40_ περίπτωση 4							
Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Απόδοση φωτοκορυφής		Ολική απόδοση		Total-to-peak ratio	
		τιμή	σ %	τιμή	σ %	τιμή	σ %
Cs-134	563.25	0.01321	0.60	0.0543	1.96	4.11	2.04
	569.33	0.01302	0.51	0.054	1.92	4.13	1.98
	604.72	0.01252	0.61	0.053	1.97	4.26	2.06
	795.86	0.01013	0.65	0.051	1.96	5.0	2.07
	801.95	0.01014	0.69	0.0499	1.98	4.9	2.10
K-40	1460.82	0.00653	0.72	0.0443	1.17	6.79	1.37

Πίνακας 4.11 : Τιμές υπολογιστικών αποδόσεων των πηγών WT089 και KCl2 για τα ισότοπα ¹³⁴Cs και ⁴⁰K με συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης.

Με σκοπό τη μελέτη της συνεισφοράς της ακτινοβολίας πέδησης στις ολικές αποδόσεις των ισωτόπων ⁴⁰K και ¹³⁴Cs, καταγράφονται στον πίνακα 4.12 οι ολικές αποδόσεις με και χωρίς την ακτινοβολία πέδησης, καθώς και η ποσοστιαία απόκλιση μεταξύ των τιμών. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

Πηγή WT089 – ¹³⁴ Cs, Πηγή KCl2 K-40_ περίπτωση 3&4						
Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Ολική απόδοση χωρίς πέδηση		Ολική απόδοση με πέδηση		Απόκλιση (%)
		τιμή	σ %	τιμή	σ %	
Cs-134	563.25	0.05420	0.29	0.05434	1.96	0.25%
	569.33	0.05359	0.25	0.05372	1.92	0.26%
	604.72	0.05324	0.30	0.05338	1.97	0.26%
	795.86	0.05015	0.29	0.05029	1.96	0.28%
	801.95	0.04975	0.31	0.04989	1.98	0.28%
K-40	1460.82	0.04327	0.28	0.04431	1.17	2.42%

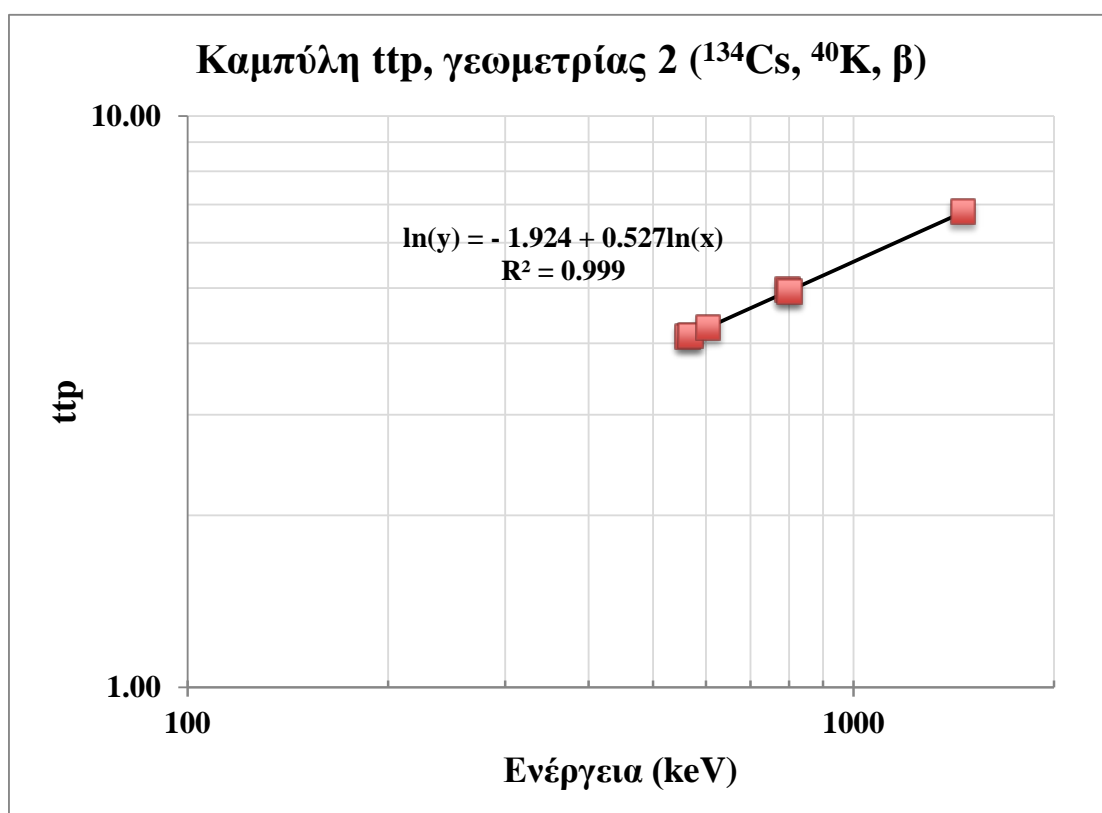
Πίνακας 4.12 : Τιμές υπολογιστικών αποδόσεων των πηγών WT089 και KCl2 για τα ισότοπα ¹³⁴Cs και ⁴⁰K με και χωρίς το συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης.

Όπως φαίνεται από τον πίνακα 4.11 η απόκλιση στις ολικές αποδόσεις για το ισότοπο ¹³⁴Cs είναι της τάξεως του 0.25% για όλες τις ενέργειες, ενώ για το ⁴⁰K είναι μεγαλύτερη, χωρίς όμως να ξεπερνά το 3%. Η συνεισφορά της ακτινοβολίας πέδησης είναι τόσο μικρή γιατί το υλικό των δύο πηγών που χρησιμοποιήθηκαν είναι σχετικά χαμηλού-Z, με συνέπεια η κυρίαρχη αλληλεπίδραση των σωματιδίων-β με το υλικό της πηγής να είναι οι διεγέρσεις και οι ιονισμοί. Παρόλα αυτά η συνεισφορά της

ακτινοβολίας πέδησης θα εξεταστεί στον προσδιορισμό των συντελεστών διόρθωσης του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης, προκειμένου να διαπιστωθεί τελικά η επίδραση της στους υπολογισμούς του προγράμματος TrueCoinc.

Η διαδικασία που θα ακολουθηθεί είναι πανομοιότυπη με τις προηγούμενες περιπτώσεις. Από τα αποτελέσματα πίνακα 4.11 προσδιορίζεται η καμπύλη του λόγου ολικής απόδοσης προς απόδοση φωτοκορυφής η οποία παρουσιάζεται στο σχήμα 4.10 και εκφράζεται από την ακόλουθη εξίσωση :

$$\ln(ttp) = 1.9241 + 0.5269 \ln(E) \quad (4.15)$$



Σχήμα 4.11 : Καμπύλη λόγου ttp του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας 2 στην περιοχή μέσων ενεργειών, με συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης.

Εισάγοντας την παραπάνω εξίσωση στο πρόγραμμα TrueCoinc για την περιγραφή της ολικής απόδοσης και τις εξισώσεις 3.4α και 3.4β για την έκφραση της απόδοσης φωτοκορυφής προκύπτουν οι συντελεστές που παρουσιάζονται στον πίνακα 4.13 και οι αντίστοιχες διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις με τις συνολικές αβεβαιότητες

τους, συνυπολογίζοντας δηλαδή την αβεβαιότητα που εισάγει η χρήση του προγράμματος.

Πηγή WT089 – ¹³⁴ Cs_ περίπτωση 4						
Ενέργεια (keV)	Συντελεστές διόρθωσης από το πρόγραμμα TrueCoinc		Πείραμα			
			Αρχική τιμή		Διορθωμένη τιμή	
	τιμή	σ %	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %
563.25	0.898	0.40	0.0108	3.14	0.01203	3.52
569.33	0.899	0.30	0.0105	2.02	0.01165	2.33
604.72	0.937	0.03	0.01092	0.82	0.01165	1.05
795.86	0.937	0.05	0.00869	0.82	0.00927	1.05
801.95	0.905	0.40	0.0088	2.55	0.00972	2.84

Πίνακας 4.13 : Συντελεστές διόρθωσης, πειραματικές αποδόσεις και διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις για το ισότοπο ¹³⁴Cs, υπολογισμένοι λαμβάνοντας υπόψη την ακτινοβολίας πέδησης.

Συγκρίνοντας τους συντελεστές διόρθωσης με αυτούς που υπολογίστηκαν μέσω των προηγούμενων καμπυλών παρατηρείται μικρή βελτίωση στα αποτελέσματα, καθώς οι συντελεστές παρουσιάζουν κάποια μείωση, της τάξεως του 0.5%. Αυτή η βελτίωση δεν είναι μεγάλη, καθώς η συνεισφορά της ακτινοβολίας πέδησης δεν είναι τόσο έντονη, ιδιαίτερα για το ¹³⁴Cs. Παρόλα αυτά η μείωση των συντελεστών είναι τέτοια ώστε να επιβεβαιώνεται η συνεισφορά της ακτινοβολίας πέδησης στους υπολογισμούς που διεξάγει το πρόγραμμα. Όμως για να γίνει σωστή ανάλυση των αποτελεσμάτων πρέπει να πραγματοποιηθεί η σύγκριση μεταξύ των διορθωμένων πειραματικών και υπολογιστικών αποδόσεων.

Με σκοπό την αξιολόγηση των υπολογιζόμενων συντελεστών διόρθωσης στον πίνακα 4.14 δίνονται οι δύο σειρές αποδόσεων με τις αβεβαιότητες τους και υπολογίζεται η μεταξύ τους απόκλιση. Ομοίως, δεν καταγράφεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων, για να μπορεί ο αναγνώστης να δει τα ενδιάμεσα στάδια της σύγκρισης.

Πηγή WT089 – ^{134}Cs					
Διορθωμένες τιμές με το πρόγραμμα TrueCoinc_ περίπτωση 4					
Ενέργεια (keV)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %	
563.25	0.01203	3.52	0.01321	0.60	9.78
569.33	0.01165	2.33	0.01302	0.51	11.74
604.72	0.01165	1.05	0.01252	0.61	7.44
795.86	0.00927	1.05	0.01013	0.65	9.24
801.95	0.00972	2.84	0.01014	0.69	4.26

Πίνακας 4.14 : Σύγκριση πειραματικών διορθωμένων τιμών με το πρόγραμμα TrueCoinc και υπολογιστικών αποδόσεων γεωμετρίας 2 για το ισότοπο ^{134}Cs με συνυπολογισμό της ακτινοβολίας πέδησης.

Όπως ήταν αναμενόμενο, η βελτίωση των συντελεστών οδήγησε σε μικρή βελτίωση των αποδόσεων, η οποία όμως και πάλι δεν είναι αρκετή για να θεωρηθούν οι αποκλίσεις αποδεκτές. Επομένως, είναι κατανοητό ότι η συμβολή της ακτινοβολίας πέδησης στους υπολογισμούς του προγράμματος TrueCoinc δεν μπορεί να αμεληθεί, ταυτόχρονα όμως δεν είναι τόσο μεγάλη στα φάσματα του ανιχνευτή HPGe, ώστε να δημιουργεί σημαντικές διαφορές στις αποδόσεις που προκύπτουν.

4.4.2 Εφαρμογή της μεθόδου διόρθωσης του ΕΠΤ-ΕΜΠ με χρήση του προγράμματος EFFTRAN

Το πρόγραμμα EFFTRAN έχει χρησιμοποιηθεί ήδη στο 3^ο κεφάλαιο για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή. Η μεθοδολογία των υπολογισμών του προγράμματος EFFTRAN, όσον αφορά το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, έχει περιγραφεί ήδη σε προηγούμενα κεφάλαια και έχουν δοθεί και αναλυτικές πληροφορίες για τη λειτουργία του προγράμματος και για τα χαρακτηριστικά του. Συγκεκριμένα, για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης το πρόγραμμα προσφέρει ικανοποιητική ακρίβεια και γρήγορα αποτελέσματα, ενώ έχει συγκριθεί με άλλα προγράμματα ή κώδικες υπολογισμού συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής

σύμπτωσης (π.χ. GESPECOR, ETNA) από διάφορους ερευνητές (Vidmar T., 2011), (Vidmar T. et al., 2008).

Η μεθοδολογία που ακολουθεί το πρόγραμμα στους υπολογισμούς βασίζεται στη μεταφορά απόδοσης – όπως έχει αναλυθεί ήδη – και στον υπολογισμό των συντελεστών διόρθωσης με ντετερμινιστικές μεθόδους. Το πρόγραμμα πραγματοποιεί μία απλοποιημένη προσομοίωση Monte Carlo για τη πραγματοποίηση της οποίας είναι απαραίτητη μόνο η περιγραφή της γεωμετρίας του ανιχνευτή και της πηγής καθώς και η σχετική θέση αυτής ως προς τον ανιχνευτή. Επομένως, σε αντίθεση με το πρόγραμμα TrueCoinc, το πρόγραμμα EFFTRAN δεν περιλαμβάνει την εισαγωγή άλλων μετρούμενων δεδομένων για να πραγματοποιηθούν οι υπολογισμοί, όπως π.χ. τις καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης. Το πρόγραμμα παρέχει συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης τόσο για ακτίνες- γ όσο και για ακτίνες-X. Στους υπολογισμούς που πραγματοποιούνται από το πρόγραμμα λαμβάνονται υπόψη τα φαινόμενα *summing in*, *summing out* που πραγματοποιούνται μεταξύ ακτινών- γ (γ - γ), ακτινών-X (X - X) και ακτινών- γ με ακτινών-X (γ - X).

Το περιβάλλον εργασίας του προγράμματος είναι αρκετά απλό. Πρακτικά αποτελείται από τρία φύλλα excel και μία σειρά από βάσεις δεδομένων ισοτόπων (KORDATEN, XCOM) τα οποία είναι προγραμματισμένα με κώδικες FORTRAN. Το πρώτο φύλλο ζητά από το χρήστη μια αναλυτική γεωμετρική περιγραφή του ανιχνευτή, στο δεύτερο φύλλο ο χρήστης δηλώνει τα χαρακτηριστικά της πηγής και τη σχετική της θέση με τον ανιχνευτή, ενώ στο τρίτο φύλλο το πρόγραμμα ζητάει από το χρήστη απλώς να δηλώσει το ισότοπο για το οποίο επιθυμεί να προσδιοριστούν οι συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης και τον τύπο διάσπασής του. Όταν ολοκληρωθούν οι υπολογισμοί το πρόγραμμα παρουσιάζει τους συντελεστές διόρθωσης για κάθε ενέργεια του ισοτόπου, οι οποίοι, σε αντίθεση με αυτούς του προγράμματος TrueCoinc, πρέπει να πολλαπλασιαστούν με την πειραματική τιμή για να προκύψει η διορθωμένη απόδοση, δηλαδή με εφαρμογή της σχέσης :

$$eff'_i = C_{ic} \cdot eff_i \quad (4.16)$$

Πρέπει να τονιστεί ότι το πρόγραμμα EFFTRAN δεν δίνει τη δυνατότητα υπολογισμού αβεβαιοτήτων και ο αναλυτικός υπολογισμός της μετάδοσης σφάλματος από το χρήστη

δεν είναι δυνατός, καθώς η ακριβείς υπολογισμοί που γίνονται κατά την εκτέλεση του προγράμματος δεν είναι γνωστοί στο χρήστη.

Εισάγοντας τα απαραίτητα δεδομένα στο πρόγραμμα EFFTRAN προσδιορίστηκαν οι συντελεστές διόρθωσης για το ισότοπο ^{134}Cs που παρουσιάζονται στον πίνακα 4.15. Ακόμη υπολογίστηκαν οι διορθωμένες τιμές των πειραματικών αποδόσεων, σύμφωνα με τον τύπο 4.16, και παρουσιάζονται στον ίδιο πίνακα. Σημειώνεται ότι η αβεβαιότητα των διορθωμένων τιμών είναι η ίδια με αυτή των αρχικών τιμών καθώς η αβεβαιότητα που εισάγεται κατά τους υπολογισμούς με το πρόγραμμα EFFTRAN θεωρήθηκαν μηδενική.

Πηγή WT089 – ^{134}Cs					
Ενέργεια (keV)	Συντελεστές διόρθωσης από το πρόγραμμα EFFTRAN	Πείραμα			
		Αρχική τιμή		Διορθωμένη τιμή	
		απόδοση	σ %	απόδοση	σ %
563.25	1.1731	0.01081	3.14	0.01268	3.14
569.33	1.1717	0.01047	2.02	0.01227	2.02
604.72	1.0997	0.01092	0.82	0.01201	0.82
795.86	1.0990	0.00869	0.82	0.00955	0.82
801.95	1.1562	0.00880	2.55	0.01017	2.55

Πίνακας 4.15 : Συντελεστές διόρθωσης, πειραματικές αποδόσεις και διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις γεωμετρίας 2 για το ισότοπο ^{134}Cs , υπολογισμένοι μέσω του προγράμματος EFFTRAN.

Στα αποτελέσματα του παραπάνω πίνακα παρατηρείται σημαντική αύξηση στις διορθωμένες αποδόσεις με τη χρήση των συντελεστών διόρθωσης του προγράμματος EFFTRAN, έως και 5%. Όμως για να εξαχθεί κάποιο συμπέρασμα πρέπει συγκριθούν οι διορθωμένες πειραματικές αποδόσεις με τις αντίστοιχες υπολογιστικές. Στον πίνακα 4.16 δίνονται οι τιμές αυτές καθώς η υπολογιζόμενη απόκλιση τους. Ομοίως, δεν καταγράφεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων, για να μπορεί ο αναγνώστης να δει τα ενδιάμεσα στάδια της σύγκρισης.

Πηγή WT089 – ^{134}Cs					
Διορθωμένες τιμές με το πρόγραμμα EFFTRAN					
Ενέργεια (keV)	Πείραμα		Προσομοίωση		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ %	απόδοση	σ %	
563.25	0.01268	3.14	0.01321	0.60	4.21
569.33	0.01227	2.02	0.01302	0.51	6.08
604.72	0.01201	0.82	0.01252	0.61	4.27

795.86	0.00955	0.82	0.01013	0.65	6.09
801.95	0.01017	2.55	0.01014	0.69	-0.36

Πίνακας 4.16 : Σύγκριση πειραματικών διορθωμένων τιμών με το πρόγραμμα EFFTRAN και υπολογιστικών αποδόσεων γεωμετρίας 2 για το ισότοπο ^{134}Cs .

Όπως φαίνεται από τον πίνακα 4.16, με χρήση των συντελεστών διόρθωσης που υπολογίστηκαν από το πρόγραμμα EFFTRAN οι πειραματικές τιμές της απόδοσης συγκλίνουν σε μεγαλύτερο βαθμό με τις τιμές που έχουν προκύψει από την προσομοίωση, σε σύγκριση με όσες έχουν υπολογιστεί στην παρούσα ΔΕ.

4.5 Συμπεράσματα από τη μελέτη των διορθώσεων για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης

Στο κεφάλαιο αυτό μελετήθηκαν τα προγράμματα TrueCoinc και EFFTRAN όσον αφορά τη διόρθωση για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Μελετήθηκε η επίδραση της χρησιμοποιούμενης καμπύλης ολικής απόδοσης στους υπολογιζόμενους συντελεστές διόρθωσης και βρέθηκε ότι η χρήση καμπύλης που προσδιορίζεται στην ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος έχει μία μικρή επίδραση στους υπολογισμούς (περίπτωση 3). Επίσης, διαπιστώθηκε ότι σημαντικό ρόλο παίζει ο συνυπολογισμός στην ολική απόδοση και της ακτινοβολίας πέδησης (περίπτωση 4).

Τέλος, από τη σύγκριση των δύο προγραμμάτων μεταξύ τους μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι γενικά το πρόγραμμα EFFTRAN υπολογίζει συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης οι οποίοι οδηγούν σε μεγαλύτερη σύγκλιση με τα δεδομένα της προσομοίωσης, από το πρόγραμμα TrueCoinc. Βέβαια, τα δεδομένα της προσομοίωσης έχουν και τα ίδια κάποια απόκλιση από την πραγματικά ιδανική κατάσταση, καθώς έχουν προσδιοριστεί με βάση κάποιο γεωμετρικό μοντέλο το οποίο μεν δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε όρους απόδοσης φωτοκορυφής (μέγεθος σύγκρισης κατά τον προσδιορισμό του μοντέλου), ωστόσο απέχει σε κάποιο βαθμό από την πραγματικότητα.

Διορθώσεις αυτοαπορρόφησης στον ανιχνευτή HPGe

5.1 Εισαγωγή

Κατά τη γ -φασματοσκοπική ανάλυση φωτονίων χαμηλών ενεργειών, παρατηρούνται συχνά δυσκολίες κυρίως λόγω της απορρόφησης των φωτονίων αυτών μέσα στο ίδιο το δείγμα, ή αλλιώς της αυτοαπορρόφησης τους. Κατά την ανάλυση άγνωστου δείγματος υλικού ίδιας σύστασης με εκείνου της πηγής βαθμονόμησης η αυτοαπορρόφηση δεν αποτελεί συνήθως πρόβλημα. Ωστόσο, είναι λίγες οι περιπτώσεις αυτές. Η διαφορετική αυτοαπορρόφηση των φωτονίων ανάμεσα στο υλικό της πηγής βαθμονόμησης και το υλικό του υπό εξέταση δείγματος αποτελεί μία σημαντική πηγή συστηματικής αβεβαιότητας (τύπου Β). Ένας τρόπος αντιμετώπισης του φαινομένου αυτού αποτελεί η αναγωγή της απόδοσης από το ένα υλικό στο άλλο, μέσω κατάλληλου συντελεστή εξαρτώμενου από το γραμμικό συντελεστή εξασθένησης μ κάθε υλικού.

Στο κεφάλαιο αυτό θα επεξηγηθεί με λεπτομέρεια το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης και η επίδρασή του στη γ -φασματοσκοπία. Θα παρουσιαστούν μέθοδοι διόρθωσης για το φαινόμενο, με ιδιαίτερη έμφαση στη μέθοδο που ακολουθείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ η οποία έγκειται στην αναγωγή της απόδοσης πλήρους φωτοκορυφής από το ένα υλικό στο άλλο. Η μέθοδος αυτή θα εφαρμοστεί για την περίπτωση του ανιχνευτή HPGe και θα πραγματοποιηθεί μελέτη της επίδρασης του φαινομένου σε διαφορετικούς ανιχνευτές του Εργαστηρίου για διάφορα υλικά. Στο σημείο αυτό πρέπει να τονισθεί ότι ο υπόψη ανιχνευτής δεν είναι κατασκευασμένος για να ανιχνεύει φωτόνια χαμηλών ενεργειών, καθώς το παράθυρο του κρυστάτη που διαθέτει είναι κατασκευασμένο από αλουμίνιο. Όπως όμως διαπιστώθηκε από τις προκαταρκτικές αναλύσεις που έγιναν στον ανιχνευτή αυτόν, είναι δυνατή η ανίχνευση

και φωτονίων χαμηλών ενεργειών, αν και όχι με υψηλή απόδοση. Για το λόγο αυτό αποφασίστηκε να βαθμονομηθεί ο ανιχνευτής αυτός και για την ανίχνευση φωτονίων χαμηλών ενεργειών.

5.2 Η γ-φασματοσκοπική ανάλυση στην περιοχή χαμηλών ενεργειών

Η περιοχή χαμηλών ενεργειών διέπεται από ορισμένα φαινόμενα που δημιουργούν δυσκολίες κατά τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση. Παράλληλα όμως παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον, καθώς πολλά ισότοπα εκπέμπουν φωτόνια στη συγκεκριμένη περιοχή και μάλιστα σε πολύ κοντινές ενέργειες. Γι' αυτό το λόγο υπάρχουν ανιχνευτές με χαρακτηριστικά τα οποία στοχεύουν συγκεκριμένα στη φασματοσκοπία των χαμηλών ενεργειών (π.χ. υψηλότερη διακριτική ικανότητα).

Πρέπει να επισημανθεί ότι το άνω όριο της περιοχής χαμηλών ενεργειών δεν καθορίζεται μονοσήμαντα στη βιβλιογραφία γεγονός που επιτρέπει στον ερευνητή να το προσδιορίσει με βάση τις μεθόδους που χρησιμοποιεί. Όπως έχει αναφερθεί ήδη, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ η περιοχή χαμηλών ενεργειών προσδιορίζεται στο εύρος 0-200keV, (ΔΔ Αναγνωστάκη Μ., 1998). Η ιδιαιτερότητα της συγκεκριμένης περιοχής φανερώνεται και από τη μορφή της καμπύλης απόδοσης, η οποία οφείλεται στην αυξανόμενη δυσκολία των διατάξεων να ανιχνεύσουν τα φωτόνια όσο μειώνεται οι ενέργειά τους, καθώς αυτά δεν καταφέρνουν να φτάσουν τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Πιο αναλυτικά, τα κυριότερα φαινόμενα που παρουσιάζονται κατά τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση στην περιοχή χαμηλών ενεργειών είναι :

➤ *Η εξασθένιση φωτονίων χαμηλών ενεργειών κατά τη διέλευση τους από την ύλη.*

Το συγκεκριμένο πρόβλημα αναφέρεται στην εξασθένιση των εκπεμπόμενων φωτονίων χαμηλών ενεργειών στη διαδρομή τους από το σημείο όπου εκπέμπονται μέσα στην πηγή, μέχρι το σημείο όπου ανιχνεύονται από στον ενεργό όγκο του κρυστάλλου. Η διαδρομή αυτή μπορεί να χωριστεί σε δύο τμήματα :

- i) Στο τμήμα της διαδρομής του φωτονίου μέσα στον όγκο της πηγής. Όταν τα φωτόνια χαμηλών ενεργειών εκπέμπονται από πηγές όγκου υπάρχει μεγάλη πιθανότητα αυτά να απορροφηθούν από το ίδιο το υλικό της πηγής ή και από το δοχείο που την περιέχει, αδυνατώντας να φτάσουν στον ανιχνευτή. Αυτό

το φαινόμενο ονομάζεται αυτοαπορρόφηση και εμφανίζεται ακόμα και σε πηγές με πάχος μικρότερο λίγων χιλιοστών, όταν το εκπεμπόμενο φωτόνιο είναι αρκετά χαμηλής ενέργειας. Τα κυριότερα στοιχεία που επηρεάζουν την αυτοαπορρόφηση των φωτονίων είναι:

- η ενέργεια των εκπεμπόμενων φωτονίων
- και η πυκνότητα και σύσταση του εξεταζόμενου δείγματος, τόσο της πηγής όσο και του δοχείου αυτής.

ii) Το δεύτερο τμήμα της διαδρομής του φωτονίου αποτελεί το μονοπάτι από τη στιγμή που εγκαταλείπει την πηγή μέχρι τη στιγμή που καταγράφεται από τον ανιχνευτή. Σε αυτό το διάστημα το φωτόνιο διασχίζει τα υλικά που παρεμβάλλονται μεταξύ της πηγής και του ενεργού όγκου του ανιχνευτή. Συνήθως, με σκοπό την ελαχιστοποίηση της εξασθένισης των φωτονίων, κατά την κατασκευή του ανιχνευτή επιλέγονται υλικά χαμηλού Z και χαμηλής πυκνότητας. Το μεγαλύτερο πρόβλημα σε αυτό το τμήμα της διαδρομής δημιουργείται από το dead layer στο μέτωπο του ανιχνευτή. Πρόκειται για υλικό¹⁷ υψηλής πυκνότητας, εν γένει ανομοιομορφο σε όλη την έκταση του, το οποίο δεν αποτελεί τμήμα του ανιχνευτή με δυνατότητα ανίχνευσης.

➤ *Ακτίνες-X και φωτόνια από σκεδάσεις Compton στην περιοχή χαμηλών ενεργειών*
Πολλά από τα ανιχνευόμενα ισότοπα στη γ -φασματοσκοπία εκπέμπουν χαρακτηριστικές ακτίνες-X σε ενέργειες που είναι ανιχνεύσιμες στην περιοχή χαμηλών ενεργειών. Ακόμη οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ανιχνευτική διάταξη και τη θωράκιση οδηγούν συχνά στην παραγωγή ακτινών-X από τα υλικά της διάταξης, οι οποίες βρίσκονται στην ενεργειακή περιοχή 0-100keV. Οι ακτίνες-X που παράγονται από τη θωράκιση ή τον κρυοστάτη μπορούν να μειωθούν με κατάλληλη σχεδίαση της διάταξης, μέτρο το οποίο δεν μπορεί να ληφθεί για τις χαρακτηριστικές ακτίνες-X των αναλυόμενων ισωτόπων. Μία ακόμη δυσκολία που παρουσιάζεται στην περιοχή χαμηλών ενεργειών είναι οι αιχμές Compton που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση των φωτονίων υψηλότερων ενεργειών, είτε με τα υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή ή και τον ίδιο τον ανιχνευτή. Συνολικά, το πλήθος των φωτονίων που ανιχνεύονται στην περιοχή χαμηλών ενεργειών τα οποία δεν εκπέμπονται από τα υπό εξέταση

¹⁷ Στην πραγματικότητα πρόκειται για το ίδιο το υλικό του ανιχνευτή

ισότοπα αποτελεί θόρυβο ο οποίος μπορεί να οδηγήσει στον ανακριβή ή και αδύνατο προσδιορισμό των φωτοκορυφών ενδιαφέροντος.

➤ *Χαμηλά ποσοστά εκπομπής των φωτονίων χαμηλών ενεργειών*

Συχνά τα φωτόνια χαμηλών ενεργειών πολλών ισοτόπων σε περιβαλλοντικά δείγματα παρουσιάζουν πολύ χαμηλά ποσοστά εκπομπής (yield). Παράλληλα, η ακριβής τιμή του ποσοστού αυτού συχνά να είναι αμφιλεγόμενη στη βιβλιογραφία. Δύο χαρακτηριστικά ισότοπα στα οποία αντιμετωπίζεται αυτό το πρόβλημα είναι ο ^{210}Pb και το ^{234}Th . Πιο συγκεκριμένα:

- i. Ο ^{210}Pb εκπέμπει φωτόνια ενέργειας 46.54keV, με το ποσοστό εκπομπής να ποικίλει, με τιμές 4% (Erdtman G., 1979), 4.05% (Roy J.C., 1983), 4.5% (JEF-2, 1992).
- ii. Το ^{234}Th εκπέμπει φωτόνια ενέργειας 63.29keV, με το ποσοστό εκπομπής να δίνεται στις τιμές: 6.5% (Johansson, S.A.E., 1954), 5.0% (Ong Ping Hok, et al., 1956), 4.05% (Momeni, M.H., 1982).

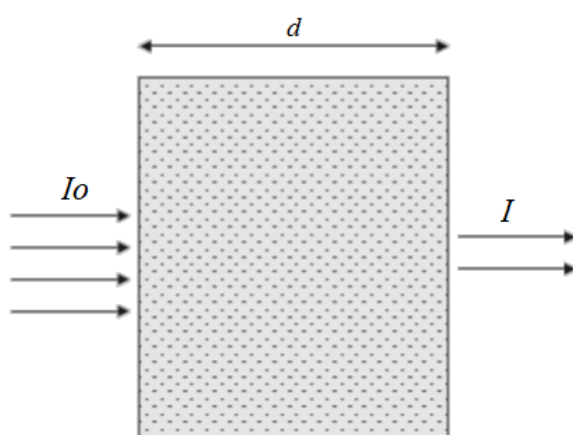
5.3 Γραμμικός συντελεστής εξασθένησης μ

Οι βασικότεροι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης φωτονίων, οι οποίοι αναλύθηκαν ήδη στο κεφάλαιο 2 είναι: το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton, η δίδυμη γένεση και η σκέδαση Rayleigh. Από αυτούς τους μηχανισμούς οι τρεις πρώτοι έχουν ως αποτέλεσμα την απώλεια τμήματος ή και όλης της ενέργειας του φωτονίου, ενώ ο τέταρτος αποτελεί πρακτικά ελαστική σκέδαση για το φωτόνιο. Επομένως, γίνεται αντιληπτό ότι από το αρχικό πλήθος των φωτονίων μιας μονοενεργειακής δέσμης I_0 (φωτόνια/cm/s), η οποία διέρχεται από κάποιο υλικό σχετικής άπειρης επιφάνειας αλλά ορισμένου πάχους d , μόνο ένα ποσοστό αυτών θα εξέρθει από το υλικό. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται εξασθένιση της μονοενεργειακής δέσμης φωτονίων και εξαρτάται από την ενέργεια της δέσμης, το πάχος του υλικού d και την πυκνότητα αυτού. Ένα μέτρο αυτής της εξασθένισης είναι ο ολικός γραμμικός συντελεστής εξασθένησης μ (1/cm) ο οποίος ορίζεται μονοσήμαντα για δέσμη συγκεκριμένης ενέργειας, η οποία διέρχεται από συγκεκριμένο υλικό συγκεκριμένης πυκνότητας. Μέσω αυτού του συντελεστή μπορεί να υπολογιστεί το ποσοστό των φωτονίων της εξερχόμενης δέσμης. Στην περίπτωση που το φωτόνιο υποστεί μια από

τις παραπάνω αλληλεπιδράσεις, θα αλλάξει διεύθυνση, θα μειωθεί η ενέργειά του ή θα εξαφανιστεί, επομένως δεν ανήκει πια στη μονοενεργειακή δέσμη των φωτονίων. Συγκεκριμένα, για παράλληλη μονοενεργειακή δέσμη φωτονίων με ένταση I_0 που προσπίπτει κάθετα σε απορροφητή πάχους d , το υλικό του οποίου έχει ολικό γραμμικό συντελεστή εξασθένισης μ , η ένταση I της εξερχόμενης από τον απορροφητή δέσμης υπολογίζεται από τη σχέση:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (5.1)$$

Στο σχήμα 5.1 παρουσιάζεται η γραφική απεικόνιση των παραπάνω.



Σχήμα 5.1 : Εξασθένιση μονοενεργειακής δέσμης φωτονίων.

Σε ένα τυχαίο πάχος x μέσα στο υλικό του απορροφητή η διερχόμενη δέσμη φωτονίων υπολογίζεται με εφαρμογή της σχέσης 5.1 για το εν λόγω πάχος x . Για ένα συγκεκριμένο υλικό ορισμένου ατομικού αριθμού Z και για δεδομένη ενέργεια δέσμης φωτονίων, ο ολικός γραμμικός συντελεστής μ είναι συνάρτηση μόνο της πυκνότητας του εν λόγω υλικού. Γι' αυτό το λόγο ορίζεται ο ολικός μαζικός συντελεστής μ_m (cm^2/gr) ο οποίος αποτελεί το λόγο του ολικού γραμμικού συντελεστή προς την πυκνότητα:

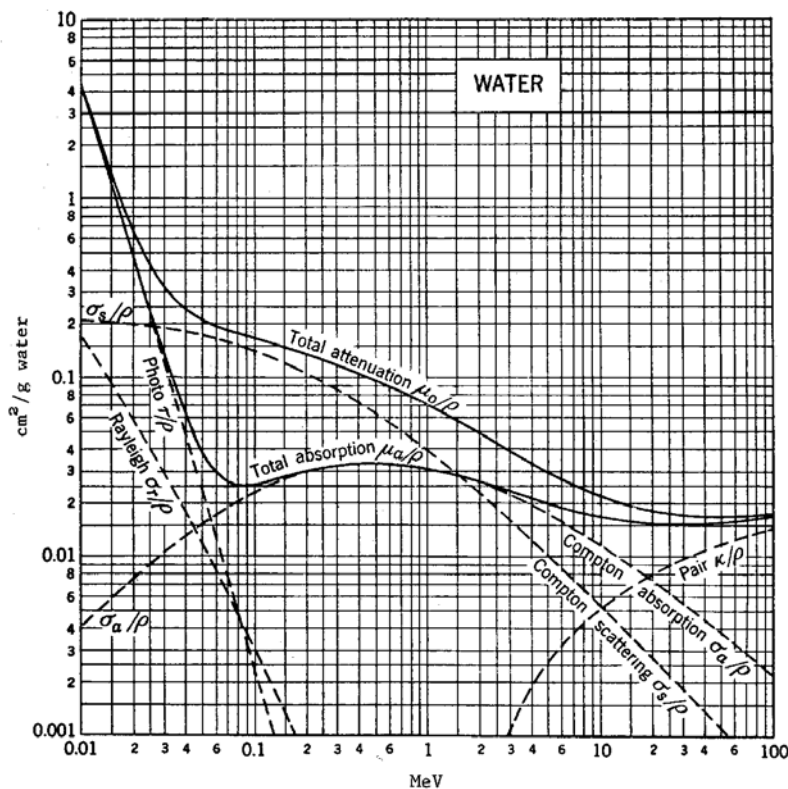
$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (5.2)$$

Ο συντελεστής αυτός πινακοποιείται με παραμέτρους το Z του υλικού και την ενέργεια της δέσμης.

Όπως αναφέρθηκε ανωτέρω, κάθε διαφορετική αλληλεπίδραση των φωτονίων συνδράμει με διαφορετικό τρόπο στην εξασθένιση της δέσμης. Οι διαφορετικοί μηχανισμοί λειτουργούν με διαφορετικό τρόπο στις διάφορες ενέργειες και στα διάφορα υλικά και ως εκ τούτου το ποσοστό των φωτονίων που θα απορροφηθεί λόγω του κάθε μηχανισμού διαφέρει ανάλογα με αυτούς τους παράγοντες. Επομένως είναι δυνατό να οριστούν επιμέρους συντελεστές οι οποίοι θα αντιστοιχούν σε κάθε μηχανισμό αλληλεπίδρασης ξεχωριστά. Αυτοί οι συντελεστές ονομάζονται μερικοί συντελεστές εξασθένισης και από το άθροισμα τους προκύπτει ο ολικός συντελεστής εξασθένισης ως εξής :

$$\mu = \mu_{photoelectric} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} + \mu_{pairproduction} \quad (5.3)$$

Σε αντιστοιχία με αυτούς ορίζονται και οι μερικοί μαζικοί συντελεστές εξασθένισης σύμφωνα με τη σχέση 5.2. Στο σχήμα 5.2 παρουσιάζεται ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένισης και οι μερικοί μαζικοί συντελεστές εξασθένισης συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων για το νερό. Όπως φαίνεται στο σχήμα οι συντελεστές στην περιοχή χαμηλών ενεργειών έχουν πολύ μεγάλες τιμές, επομένως η εξασθένιση εκεί είναι ισχυρότερη.



Σχήμα 5.2 : Ολικός και μερικοί μαζικοί συντελεστές εξασθένισης φωτονίων συναρτήσει της ενέργειας στο νερό.

5.4 Μέθοδοι αντιμετώπισης του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης κατά τη βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτικής διάταξης

Κατά τη βαθμονόμηση απόδοσης για μία γεωμετρίας πηγής ανιχνευτή, στον υπολογισμό της απόδοσης λαμβάνεται υπόψη και η αυτοαπορρόφηση των φωτονίων χαμηλών ενεργειών στο υλικό της πηγής βαθμονόμησης. Επομένως, για τη δεδομένη καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης που προκύπτει και για ένα δείγμα ίδιας γεωμετρίας και σύστασης με αυτό της πηγής βαθμονόμησης ο υπολογισμός της ενεργότητας δεν παρουσιάζει δυσκολίες. Δεν συμβαίνει το ίδιο όμως όταν αναλύεται δείγμα ίδιας μεν γεωμετρίας, αλλά διαφορετικής σύστασης, καθώς το ποσοστό της αυτοαπορρόφησης στο δείγμα ενδεχομένως διαφέρει από εκείνο που έχει συνυπολογιστεί στην καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης. Αν εξεταστεί μάλιστα η ισχυρή εξάρτηση της έντασης του φαινομένου ανάλογα με το υλικό του δείγματος, τότε κρίνεται ακόμη πιο αναγκαία η αντιμετώπιση του.

Μια απλή μέθοδος, που συναντάται συχνά για την αντιμετώπιση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης, είναι η κατασκευή πλήθους πρότυπων πηγών βαθμονόμησης, ανάλογα πάντοτε με το υλικό του εξεταζόμενου δείγματος. Δηλαδή πριν από τη μέτρηση ενός δείγματος, κατασκευάζεται μια πρότυπη πηγή βαθμονόμησης ίδιας ή παραπλήσιας σύστασης και πυκνότητας με το δείγμα και ίδιας γεωμετρίας, από την οποία υπολογίζονται οι αποδόσεις στις ενέργειες που ενδιαφέρουν. Οι αποδόσεις αυτές χρησιμοποιούνται στη συνέχεια στην ανάλυση του συγκεκριμένου δείγματος. Αυτή η μέθοδος παρουσιάζει σημαντικά μειονεκτήματα καθώς, αφενός απαιτεί την κατασκευή τεράστιου αριθμού πρότυπων πηγών, αφετέρου συχνά δεν είναι δυνατόν η πηγή βαθμονόμησης να έχει ακριβώς την ίδια σύσταση ή πυκνότητα με το δείγμα, με αποτέλεσμα να γίνονται προσεγγίσεις με υλικά παραπλήσιας σύστασης κάτι που είναι πηγή αβεβαιότητας.

Όλες οι υπόλοιπες μέθοδοι που χρησιμοποιούνται, περιλαμβάνουν τον υπολογισμό συντελεστή αναγωγής της απόδοσης, μεταξύ των υλικών του δείγματος και πηγής βαθμονόμησης. Τέτοιες μέθοδοι μπορούν να περιλαμβάνουν αναλυτικούς υπολογισμούς του συντελεστή ή του βαθμού απορρόφησης, όπως για παράδειγμα οι μέθοδοι που βασίζονται στη σχέση που εισήχθηκε από το Miller K.M., 1987. Συνήθως αυτή η αναλυτική σχέση συνοδεύεται από σημαντική αβεβαιότητα καθώς στηρίζεται

σε μία σειρά από παραδοχές, παρόλα αυτά χρησιμοποιείται συχνά (Cutshall N.H., 1983), (Gilmore G., 1995), (Galloway R.B., 1991). Αναλυτική θεωρείται και η μέθοδος που βασίζεται σε απ' ευθείας εκτίμηση του συντελεστή αναγωγής απόδοσης που εισήχθη από τον Debertin K. 1988, η οποία θα παρουσιαστεί αναλυτικά στην επόμενη παράγραφο.

Μια άλλη κατηγορία μεθόδων περιλαμβάνει τον εκ νέου υπολογισμό της απόδοσης για το δείγμα που εξετάζεται. Δηλαδή προσδιορίζεται, κάθε φορά, η απόδοση που αφορά τις ενέργειες ενδιαφέροντος για το υλικό ενδιαφέροντος και τη συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος ανιχνευτή. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί μέσω προσομοίωσης Monte Carlo αλλά και με αριθμητικούς υπολογισμούς. Για παράδειγμα, μπορεί να προσδιορισθεί πειραματικά η απόδοση αριθμητικών σε διάφορα σημεία που αντιστοιχούν στην εξεταζόμενη πηγή όγκου και στη συνέχεια με κατάλληλη αριθμητική μέθοδο να υπολογισθεί η απόδοση για τη συγκεκριμένη γεωμετρία όγκου. Ένα άλλο παράδειγμα στηρίζεται στον προσδιορισμό της απόδοσης σημειακής πηγής σε θέση αναφοράς και εν συνεχεία στον προσδιορισμό της απόδοσης για πηγή όγκου, μέσω του υπολογισμού της ενεργού στερεάς γωνίας για τη συγκεκριμένη γεωμετρία και υλικό πηγής. Αυτές οι μέθοδοι απαιτούν την πραγματοποίηση περίπλοκων και δύσκολων πειραματικών διαδικασιών – συνήθως μεγάλης διάρκειας – και γι' αυτό συνήθως χρησιμοποιούνται απλά για να ελεγχθεί η ακρίβεια άλλων ταχύτερων μεθόδων.

5.4.1 Αναλυτική μέθοδος αντιμετώπισης του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης στη γ-φασματοσκοπία

Για την αντιμετώπιση των προβλημάτων που προκύπτουν κατά τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση, λόγω της διαφορετικής αυτοαπορρόφησης φωτονίων χαμηλών ενεργειών μεταξύ του υλικού της πηγής βαθμονόμησης και του υλικού του εξεταζόμενου δείγματος, όπως περιεγράφηκε, έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι. Ο αποτελεσματικότερος τρόπος είναι ο υπολογισμός κατάλληλων συντελεστών αναγωγής της απόδοσης, με αναλυτικούς τρόπους ώστε να λαμβάνεται υπόψη η διαφορετική ένταση της αυτοαπορρόφησης στο υλικό του δείγματος από εκείνο της πηγής βαθμονόμησης.

Σύμφωνα με όσα ειπώθηκαν στο 2^ο και στο 3^ο κεφάλαιο, κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης απόδοσης για συγκεκριμένη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, με χρήση προτύπου πηγής βαθμονόμησης, η οποία εκπέμπει φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας E, η απόδοση φωτοκορυφής δίνεται από τη σχέση :

$$eff_{source} = \frac{area_{source}}{time \cdot yield \cdot activity} \quad (5.4a)$$

όπου area, είναι η επιφάνεια της φωτοκορυφής όπως αυτή προκύπτει από το φάσμα. Επισημαίνεται ότι κατά τη βαθμονόμηση με την παραπάνω σχέση συνυπολογίζεται η επίδραση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης, που οδηγεί επιδρά στην επιφάνεια της φωτοκορυφής.

Εάν οι συνθήκες ήταν ιδανικές, δηλαδή δεν λάμβανε χώρα το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης, τότε θα οριζόταν η επιφάνεια φωτοκορυφής area_{id}, η οποία θα ήταν μεγαλύτερη από αυτή που δημιουργείται στο πραγματικό φάσμα καθώς στον ανιχνευτή θα έφταναν περισσότερα φωτόνια. Η απόδοση που θα υπολογίζετο μέσω της ιδανικής επιφάνειας φωτοκορυφής είναι :

$$eff_{ideal} = \frac{area_{id}}{time \cdot yield \cdot activity} \quad (5.4\beta)$$

Ο λόγος των σχέσεων (5.4α) και (5.4β) αντιστοιχεί στο ποσοστό των φωτονίων τα οποία δεν υφίστανται αυτοαπορρόφηση μέσα στην πηγή και καταφέρνουν να φτάσουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή¹⁸. Έτσι προκύπτει ο συντελεστής φ, (0<φ<1) ως :

$$\varphi = \frac{area_{source}}{area_{id}} = \frac{eff_{source}}{eff_{ideal}} \quad (5.5)$$

Για τον υπολογισμό της ραδιενέργειας ενός δείγματος ίδιας σύστασης και γεωμετρίας με την πηγή βαθμονόμησης – όπως αναφέρθηκε ήδη – δεν χρειάζεται καμία διόρθωση της επιφάνειας της φωτοκορυφής του φάσματος λόγω της αυτοαπορρόφησης καθώς αυτή συνυπολογίζεται στην απόδοση eff_{source}. Επομένως για μία φωτοκορυφή, συγκεκριμένης ενέργειας φωτονίων E, χρησιμοποιείται ο τύπος:

¹⁸ Εξυπακούεται ότι τα παραπάνω ισχύουν για ισόχρονα φάσματα βαθμονόμησης και μέτρησης του δείγματος

$$activity = \frac{area_{source}}{time \cdot yield \cdot eff_{source}} \quad (5.6)$$

Στην περίπτωση όμως που είναι επιθυμητός ο προσδιορισμός της ενεργότητας ενός δείγματος ίδιας γεωμετρίας αλλά διαφορετικής σύστασης από την πηγή βαθμονόμησης, μέσω της φωτοκορυφής ενέργειας E, τότε στο φάσμα του ανιχνευτή θα ορίζεται επιφάνεια φωτοκορυφής $area_{sp}$, η οποία διαφέρει από την $area_{source}$ λόγω της διαφορετικής έντασης της αυτοαπορρόφησης στο υλικό του δείγματος από το υλικό της πηγής. Ο λόγος των δύο επιφανειών ορίζεται ως το ποσοστό των φωτονίων τα οποία δεν υφίστανται αυτοαπορρόφηση μέσα στο δείγμα και καταφέρνουν να φτάσουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Έτσι ορίζεται ο συντελεστής ω , ως :

$$\omega = \frac{area_{sp}}{area_{source}} \quad (5.7)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η διορθωμένη εκτίμηση της ραδιενέργειας του δείγματος προκύπτει από τον τύπο :

$$activity_{real} = \frac{area_{source}}{time \cdot yield \cdot eff_{ideal}} = \frac{\varphi}{\omega} \cdot \frac{area_{sp}}{eff_{source} \cdot time \cdot yield} \quad (5.8)$$

Από τον παραπάνω τύπο ορίζεται ο συντελεστής αναγωγής της απόδοσης η μεταξύ της δεδομένης πηγής βαθμονόμησης και του δεδομένου δείγματος για τα συγκεκριμένα υλικά και για τη συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων E, ως ο λόγος:

$$\eta = \frac{\varphi}{\omega} \quad (5.9)$$

κατά συνέπεια, η ενεργότητα του δείγματος υπολογίζεται από τη σχέση, λαμβάνοντας υπόψη την αυτοαπορρόφηση τόσο της πηγής όσο και του δείγματος:

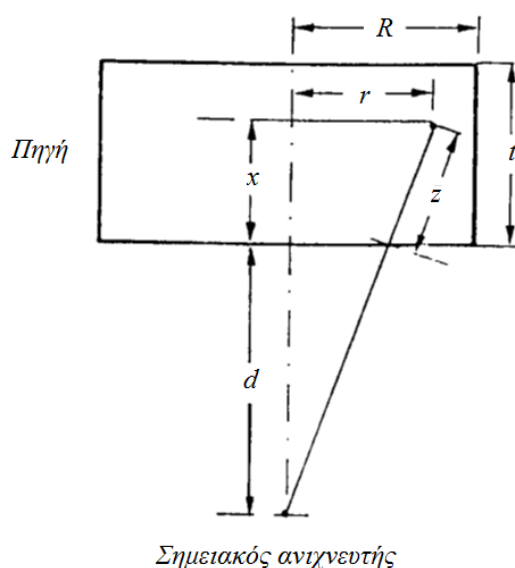
$$activity_{real} = \eta \cdot \frac{area_{sp}}{eff_{source} \cdot time \cdot yield} \quad (5.10)$$

Όπως γίνεται κατανοητό από την παραπάνω σχέση, ο συντελεστής αναγωγής της απόδοσης από το υλικό της πηγής βαθμονόμησης στο υλικό του δείγματος είναι $1/\eta$.

5.4.2 Η μέθοδος που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ

Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, για την αντιμετώπιση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης, χρησιμοποιείται η μέθοδος που εισήχθη από τον Debertin K. το 1988 και εφαρμόστηκε στη ΔΔ Μ. Αναγνωστάκη, 1998. Η μέθοδος αυτή αποσκοπεί στον υπολογισμό του συντελεστή αναγωγής της απόδοσης από το υλικό της πηγής βαθμονόμησης στο υλικό του εξεταζόμενου δείγματος και εφαρμόζεται σε κυλινδρικές γεωμετρίες δειγμάτων, οποιουδήποτε ύψους.

Η μέθοδος βασίζεται στην αναγωγή του πραγματικού ανιχνευτή σε ένα ιδεατό σημειακό ανιχνευτή (fictitious point detector) ο οποίος έχει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά με τον πραγματικό. Η αναγωγή στηρίζεται στην στερεά γωνία της πηγής ως προς τον ανιχνευτή. Μέσω αυτής μπορεί να οριστεί μέσα στον όγκο του ανιχνευτή ο ιδεατός σημειακός ανιχνευτής πάνω στον άξονα συμμετρίας του πραγματικού ανιχνευτή και σε τέτοιο βάθος ώστε η στερεά γωνία να παραμένει η ίδια. Το βάθος αυτό αποτελεί ένα φανταστικό βοηθητικό μέγεθος για τη διεξαγωγή των υπολογισμών ονομάζεται «ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης» (effective interaction depth). Γραφική απεικόνιση παρουσιάζεται στο σχήμα 5.3.



Σχήμα 5.3 : Γραφική απεικόνιση της πηγής και του σημειακού ανιχνευτή.

Η σχέση για τον υπολογισμό της απόδοσης των φωτονίων ενέργειας E στην οποία στηρίζονται οι υπολογισμοί είναι η ακόλουθη :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_p(0, d) \cdot \frac{2 \cdot d^2}{R^2 \cdot H} \cdot \int_0^R \int_0^t \frac{e^{-\mu \cdot z}}{r^2 + (x+d)^2} \cdot r \cdot dx \cdot dr \quad (5.11)$$

όπου,

ε_v : η απόδοση φωτοκορυφής για φωτόνια ενέργειας E, και για τη δεδομένη γεωμετρία κυλινδρικής πηγής-ανιχνευτή,

$\varepsilon_p(0, d)$: η απόδοση για σημειακή πηγή τοποθετημένη στη θέση (0, d) μέσα στην πηγή, δηλαδή πάνω στον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή και σε απόσταση d από το σημειακό ανιχνευτή,

μ (1/cm): ο ολικός γραμμικός συντελεστής εξασθένησης του υλικού της πηγής για τα φωτόνια ενέργειας E,

d (cm): το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης (effective interaction depth) δηλαδή η ιδεατή απόσταση μεταξύ της πηγής και ανιχνευτή, η οποία ορίζεται ως η απόσταση από την επιφάνεια του δείγματος που βρίσκεται απέναντι από τον ανιχνευτή, ως έναν ιδανικό σημειακό ανιχνευτή, που βρίσκεται μέσα στον ανιχνευτή. Η απόσταση εισάγεται ώστε να συμπεριλαμβάνονται και τα φωτόνια που απορροφώνται μέσα στον ανιχνευτή, και όχι μόνον στην επιφάνεια του.

R (cm): η ακτίνα της πηγής,

t (cm): το ύψος της πηγής,

z: το μήκος της διαδρομής που διανύει εντός της πηγής ένα φωτόνιο, το οποίο προσπίπτει στην ενεργό περιοχή του ανιχνευτή, χωρίς προηγουμένως να έχει υποστεί κάποια αλληλεπίδραση μέσα στην πηγή ή στα ενδιάμεσα υλικά που παρεμβάλλονται, αλληλεπιδρώντας με τον ανιχνευτή και αποδίδοντας όλη την ενέργειά του σε αυτόν. Η σχέση υπολογισμού του είναι η εξής:

$$z = \frac{x \cdot [r^2 + (x+d)^2]^{\frac{1}{2}}}{x+d} \quad (5.12)$$

Τα γεωμετρικά μεγέθη που χρησιμοποιούνται παραπάνω απεικονίζονται στο σχήμα 5.3.

Από τη σχέση 5.11 ορίζεται το μέγεθος $J(\mu)$ το οποίο υπολογίζεται από τη σχέση:

$$J(\mu) = \int_0^R \int_0^t \frac{e^{-\mu \cdot z}}{r^2 + (x+d)^2} \cdot r \cdot dx \cdot dr \quad (5.13)$$

Όπως προκύπτει από την παραπάνω σχέση το μέγεθος $J(\mu)$, για μια συγκεκριμένη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, αποτελεί μονοσήμαντη συνάρτηση του ολικού γραμμικού συντελεστή μ και ως εκ τούτου του υλικού της εν λόγω πηγής. Ορίζεται έτσι ο συντελεστής αναγωγής της απόδοσης η ως ο λόγος του μεγέθους $J(\mu)$ για το υλικό του δείγματος προς το μέγεθος $J(\mu)$ για το υλικό της πηγής :

$$\eta = \frac{J(\mu_{sample})}{J(\mu_{source})} \quad (5.14)$$

όπου,

μ_{sample} : ο ολικός γραμμικός συντελεστής εξασθένησης για το υλικό του δείγματος,

μ_{source} : ο ολικός γραμμικός συντελεστής εξασθένησης για την πηγή βαθμονόμησης.

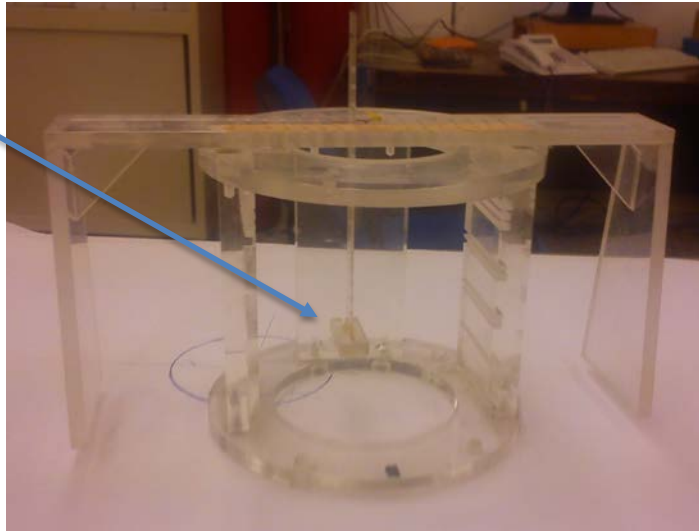
Η μέθοδος αυτή είναι η πλέον ακριβής, αποτελεσματική και γρήγορη, καθώς η μόνη παραδοχή που πραγματοποιείται είναι αυτή του ιδεατού σημειακού ανιχνευτή. Τιμές ολικών γραμμικών συντελεστών εξασθένησης για περιβαλλοντικά υλικά τα οποία συχνά αναλύονται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, μπορούν να ανευρεθούν στη βιβλιογραφία και σε ΔΕ και ΔΔ που έχουν εκπονηθεί στο ΕΠΤ-ΕΜΠ (ΔΕ Φωτεινάκη Κ.Γ. 2012, ΔΕ Κεκκάτου Δ. 2013, ΔΔ Αναγνωστάκη Μ. 1998, ΔΔ Καρφόπουλου Κ.Λ. 2012) Το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης d μπορεί να υπολογιστεί πειραματικά (ΔΔ Αναγνωστάκη Μ., 1998) και η αναλυτική διαδικασία υπολογισμού του θα παρουσιαστεί στην ακόλουθη παράγραφο.

5.4.2.1 Πειραματικός προσδιορισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης (effective interaction depth) για ανιχνευτή γερμανίου

Το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης (effective interaction depth), δηλαδή το βάθος μέσα στον ανιχνευτή στο οποίο βρίσκεται ο ιδεατός σημειακός ανιχνευτής το οποίο εισάγεται από τον Debertin K.M. μπορεί να προσδιορισθεί πειραματικά. Έστω σημειακή πηγή η οποία τοποθετείται από το μέτωπο του κρυστάλλου του ανιχνευτή σε απόσταση x . Με βάση τον τρόπο ορισμού του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης, αναμένεται ότι ο ρυθμός n των κρούσεων που οφείλεται σε φωτόνια ενέργειας E , τα οποία εκπέμπονται από τη σημειακή πηγή, είναι αντιστρόφως ανάλογος του τετραγώνου της απόστασης της πηγής από το σημειακό ανιχνευτή r , δηλαδή ανάλογος του μεγέθους $1/r^2$, όπου $r = x + d_e$, με d_e το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης μετρημένο από το μέτωπο του κρυστάλλου. Η διαδικασία που ακολουθείται για τον πειραματικό προσδιορισμό αυτής της απόστασης d και κατ' επέκταση και του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης περιγράφεται αναλυτικά από τα ακόλουθα βήματα :

1. Αρχικά μετράται σημειακή πηγή η οποία εκπέμπει φωτόνια ενέργειας E , τοποθετημένη πάνω στον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή σε γνωστές επιλεγμένες αποστάσεις x_i από την επιφάνεια του κρυστάτη. Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται μέσω της διάταξης που παρουσιάζεται στο σχήμα 5.4. Η διάταξη αυτή αποτελεί σύστημα στήριξης των σημειακών πηγών. Συγκεκριμένα η σημειακή πηγή τοποθετείται ανάποδα στο εκκρεμές της διάταξης, με ταινία διπλής όψευς. Το εκκρεμές αυτό έχει οπές σε όλο του το μήκος σε συγκεκριμένες θέσεις, οι οποίες αντιστοιχούν στις αποστάσεις x_i , και ανάλογα με την απόσταση στην οποία είναι επιθυμητό να τοποθετηθεί η πηγή, η ράβδος στηρίζεται στην αντίστοιχη οπή. Η ράβδος έχει 12 οπές με ενδιάμεσο βήμα 5mm, επομένως είναι εφικτό να τοποθετηθεί η πηγή σε 12 διαφορετικές αποστάσεις και να ληφθούν 12 πειραματικά σημεία. Η πηγή φωτονίων πρέπει να είναι μονοενεργειακή για να αποφεύγονται φαινόμενα όπως της πραγματικής σύμπτωσης.

Ανάρτηση
πηγής



Σχήμα 5.4 : Μηχανισμός στήριξης της σημειακής πηγής στις διαφορετικές αποστάσεις x_i από την επιφάνεια του κρυστάτη.

2. Για κάθε διαφορετική απόσταση x_i συλλέγεται το αντίστοιχο φάσμα και προσδιορίζεται η επιφάνεια της φωτοκορυφής ενδιαφέροντος $area$ και ο ρυθμός των κρούσεων n (counts per second) που αντιστοιχούν στα φωτόνια της εν λόγω φωτοκορυφής. Από τον τύπο :

$$n(cps) = \frac{area}{time} \quad (5.15)$$

3. Έπειτα υπολογίζεται η ποσότητα :

$$y_i = n_i^{-1/2} \quad (5.16)$$

4. Με αυτό τον τρόπο ορίζονται τα πειραματικά σημεία (x_i, y_i) τα οποία τοποθετούνται σε γράφημα με γραμμικές κλίμακες. Ως αρχή του άξονα των τετμημένων, δηλαδή η μηδενική απόσταση, θεωρείται η επιφάνεια του κρυστάτη.
5. Η συνάρτηση αναδρομής που αντιστοιχεί στα πειραματικά σημεία είναι ευθεία και δίνεται από την εξίσωση :

$$y = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot x \quad (5.17)$$

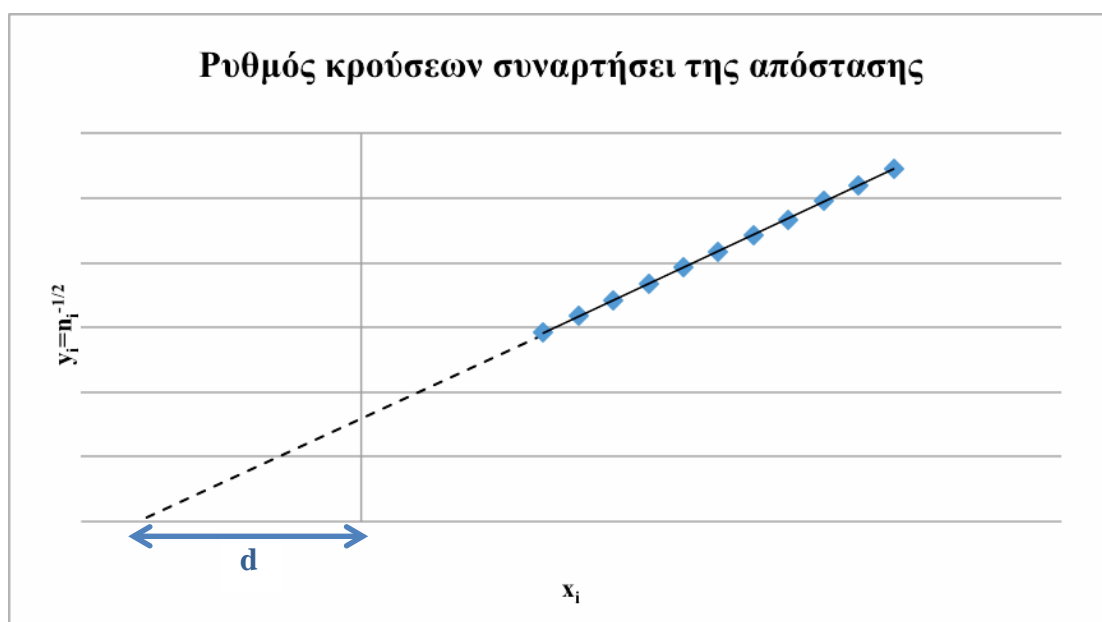
6. Αν η ευθεία αναδρομή επεκταθεί (extrapolation) μέχρι το σημείο τομής της με τον άξονα των τετμημένων τότε η απόσταση του σημείου τομής από το 0 αντιστοιχεί στην απόσταση d του ιδεατού σημειακού ανιχνευτή από την επιφάνεια του κρυστάτη. Επομένως η απόσταση d δίνεται από την εξίσωση :

$$d = \left| -\frac{a_0}{a_1} \right| \quad (5.18)$$

Γνωρίζοντας την απόσταση του κρυστάλλου του ανιχνευτή από την επιφάνεια του κρυστάτη l , είναι δυνατό να υπολογιστεί το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης d_e αφαιρώντας την από το μέγεθος d . Δηλαδή :

$$d_e = d - l \quad (5.19)$$

Με αυτό τον τρόπο προκύπτει πειραματικά το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης. Είναι προτιμότερο η διαδικασία να επαναληφθεί για δύο ή τρεις διαφορετικές ενέργειες φωτονίων της χαμηλής και της μέσης περιοχής και να εκτιμηθεί το ενεργό βάθος μέσω στάθμισης. Η μέθοδος του υπολογισμού παρουσιάζεται γραφικά στο σχήμα 5.5.



Για την κάθε εκτίμηση του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης απαραίτητη είναι η εκτίμηση και της αντίστοιχης αβεβαιότητας. Δεδομένου ότι η ποσότητα 1 είναι γνωστή χωρίς αβεβαιότητα, τότε η απόλυτη αβεβαιότητα του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης προκύπτει από τη μετάδοση σφάλματος από τον τύπο :

$$\delta(d_e) = d \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta(\alpha_0)}{\alpha_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\alpha_1)}{\alpha_1}\right)^2} \quad (5.20)$$

όπου,

$\delta(\alpha_0)$, η απόλυτη αβεβαιότητα του σταθερού όρου της ευθείας αναδρομής και

$\delta(\alpha_1)$, η απόλυτη αβεβαιότητα του πρωτοβάθμιου συντελεστή της ευθείας αναδρομής, οι οποίες δίνονται από τον τύπο :

$$\delta(a_i) = t_{\frac{1+p}{2}, n-2} \cdot se(a_i) \quad (5.21)$$

όπου,

t, η παράμετρος της κατανομής Student,

n, το πλήθος των σημείων που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της ευθείας,

se(a_i), η εκτιμώμενη τυπική αβεβαιότητα της παραμέτρου a_i , η οποία προκύπτει αντίστοιχα για τους δύο συντελεστές από τις εξισώσεις :

$$se(a_0) = s \cdot \sqrt{\frac{\bar{x}^2}{\sum_1^n (x_i - \bar{x})^2} + \frac{1}{n}} \quad (5.22)$$

$$se(a_1) = \frac{s}{\sqrt{\sum_1^n (x_i - \bar{x})^2}} \quad (5.23)$$

όπου,

s^2 , η μεταβλητότητα της αναδρομής :

$$s^2 = \frac{\sum (y_i - \hat{y}_i)^2}{n - 2} \quad (5.24)$$

με,

y_i , οι τιμές της εξαρτημένης μεταβλητής,

$\hat{y}_i = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot x_i$, οι τιμές της εξαρτημένης μεταβλητής όπως προκύπτουν από την ευθεία αναδρομής.

5.4.2.2 Το πρόγραμμα FACTOR

Για τον υπολογισμό του συντελεστή αναγωγής της απόδοσης η στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται το πρόγραμμα H/Y factor γραμμένο σε γλώσσα FORTRAN, το οποίο αναπτύχθηκε στη ΔΔ Αναγνώστáκης Μ., 1998. Η έκδοση του προγράμματος που χρησιμοποιείται στην παρούσα ΔΕ έχει τροποποιηθεί στο πλαίσιο προηγούμενης ΔΕ (Φωτεινάκη Κ.Γ., 2012) και παρατίθεται ολόκληρο σε αυτήν. Εκτός από το κυρίως πρόγραμμα (factor) για την πραγματοποίηση διορθώσεων αυτοαπορρόφησης χρησιμοποιούνται δύο υπορουτίνες (integ1, integ2) και δύο συναρτήσεις (fun, sf). Ο συντελεστής αναγωγής απόδοσης η υπολογίζεται στο πρόγραμμα μέσω των σχέσεων 5.13 και 5.14. Η επίλυση των διπλών ολοκληρωμάτων των παραπάνω σχέσεων πραγματοποιείται αριθμητικά εντός του προγράμματος μέσω της τροποποιημένης μεθόδου Simpson. Ο τρόπος λειτουργίας του προγράμματος είναι ο εξής :

- Καταρχήν ο χρήστης πρέπει να ορίσει τον ανιχνευτή ο οποίος εξετάζεται. Αυτό επιτυγχάνεται με την εισαγωγή του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e που αντιστοιχεί στον εν λόγω ανιχνευτή. Ο χρήστης δύναται να επιλέξει και μεταξύ των ανιχνευτών που είναι ήδη αποθηκευμένοι στη βάση δεδομένων του προγράμματος. Απαραίτητη είναι και η δήλωση της απόστασης της πηγής από το σημειακό ανιχνευτή.

- Στη συνέχεια απαιτείται η εισαγωγή της γεωμετρίας πηγής και δείγματος για την οποία ζητείται ο υπολογισμός των συντελεστών, καθώς και η σχετική τους θέση με τον ανιχνευτή. Η γεωμετρία πρέπει να είναι η ίδια στην πηγή και το δείγμα, ενώ όπως αναφέρθηκε ήδη, η μέθοδος υποστηρίζει μόνο κυλινδρικές γεωμετρίες. Επομένως ο χρήστης εισάγει μόνο διάμετρο και ύψος της πηγής ή επιλέγει τη γεωμετρία 2 που υπάρχει στη βάση δεδομένων. Επισημαίνεται ότι οι διαστάσεις που εισάγονται στο πρόγραμμα είναι αυτές του υλικού της πηγής και όχι του δοχείου¹⁹.
- Ακόμη πρέπει να οριστεί η ενέργεια των φωτονίων για την οποία επιθυμείται να υπολογιστεί ο συντελεστής αναγωγής απόδοσης.
- Έπειτα, ακολουθεί η επιλογή του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένισης του υλικού της πρότυπης πηγής βαθμονόμησης μ_{source} για την ενέργεια των φωτονίων που εξετάζεται. Ο χρήστης δύναται να εισάγει την επιθυμητή τιμή του συντελεστή και την αντίστοιχη αβεβαιότητα, ή να επιλέξει το υλικό 4M HCl που είναι το υλικό της πηγής βαθμονόμησης που συνήθως χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ (QCY44 ή QCY48).
- Τέλος απαιτείται η εισαγωγή του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένισης του υλικού του αναλυόμενου δείγματος μ_{sample} για την ενέργεια των φωτονίων που εξετάζεται. Ο μαζικός συντελεστής εξασθένισης μπορεί να δοθεί, είτε απ' ευθείας από το χρήστη, είτε δίνοντας την πυκνότητα ενός από τα προκαθορισμένα υλικά, για τα οποία υπάρχουν καμπύλες αναδρομής (π.χ. νερό, χρώμα, ιπτάμενη τέφρα κ.α.), οπότε ο συντελεστής υπολογίζεται αυτόματα.
- Το πρόγραμμα καλεί τις δύο υπορουτίνες μέσω των οποίων υπολογίζεται η τιμή των ολοκληρωμάτων $J(\mu_{\text{source}})$ και $J(\mu_{\text{sample}})$ των εξισώσεων 5.13 και 5.14, καθώς και οι αντίστοιχες αβεβαιότητές τους. Ακολούθως, υπολογίζονται και εκτυπώνονται στην οθόνη η τιμή του συντελεστή αναγωγής απόδοσης η και η αβεβαιότητά του.

Σημειώνεται ότι υπάρχει δυνατότητα τα στοιχεία που αφορούν την ενέργεια των φωτονίων και τα υλικά της πηγής βαθμονόμησης και του εξεταζόμενου δείγματος να εισαχθούν στο πρόγραμμα μέσω ενός εξωτερικού αρχείου εισόδου. Η δυνατότητα αυτή

¹⁹ Λόγω του περιβλήματος του δοχείου το οποίο έχει κάποιο πάχος οι διαστάσεις της πηγής είναι λίγο μικρότερες από αυτές του δοχείου

επιτρέπει στο χρήστη να δηλώσει ταυτόχρονα τα δεδομένα για τον υπολογισμό πολλών συντελεστών αναγωγής και να λάβει ένα συνολικό αρχείο για όλες τις περιπτώσεις.

5.5 Εφαρμογή της μεθόδου διόρθωσης για το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης στον ανιχνευτή HPGe

Στην παράγραφο αυτή εφαρμόζονται τα όσα περιεγράφηκαν παραπάνω αναφορικά με τον προσδιορισμό του συντελεστή διόρθωσης για το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης για την περίπτωση της ανιχνευτικής διάταξης HPGe. Αρχικά θα προσδιοριστεί το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης του ανιχνευτή με τη βοήθεια δύο μονοενεργειακών ισοτόπων (^{241}Am και ^{137}Cs) και στη συνέχεια θα μελετηθεί η επίδραση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης για τρία υλικά (χώμα, ιπτάμενη τέφρα και νερό). Τέλος, θα μελετηθεί η επίδραση του φαινομένου σε διαφορετικούς ανιχνευτές του Εργαστηρίου για τα παραπάνω υλικά

5.5.1 Πειραματικός προσδιορισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης του ανιχνευτή HPGe

Σκοπός αυτής της παραγράφου είναι να παρουσιάσει τη διαδικασία υπολογισμού του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e για τον ανιχνευτή HPGe. Για την εφαρμογή της διαδικασίας επιλέχθηκαν οι σημειακές πηγές ^{241}Am και ^{137}Cs που παρουσιάζονται στον πίνακα 5.1. Τα πιστοποιητικά των πηγών μπορούν να αναζητηθούν στο Παράρτημα Α, πίνακες Α.2-Α.4.

Κωδικός πηγής	Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	$T_{1/2}$ (years)	Ημερομηνία αναφοράς	Ενεργότητα πηγής (μCi)
CP716	^{241}Am	59.54	432.6	1/7/1991	1.090 \pm 4%
7S266	^{137}Cs	661.66	30.05	1/1/1981	0.993 \pm 6%

Πίνακας 5.1 : Χαρακτηριστικά σημειακών πηγών για τον προσδιορισμό του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e .

Οι πηγές στηρίχθηκαν με τον μηχανισμό που παρουσιάζεται στο σχήμα 5.4. Από τις 12 διαθέσιμες θέσεις της ράβδου χρησιμοποιήθηκαν οι 11 και οι αποστάσεις x_i από την επιφάνεια του κρυστάτη μέχρι την πηγή που επιλέχθηκαν είναι από 26mm

έως 76mm, με βήμα 5mm. Από τα φάσματα που συλλέχθηκαν, υπολογίστηκε ο ρυθμός καταγραφής φωτονίων n για τη φωτοκορυφή ενδιαφέροντος και ακολουθώντας τη σειρά των υπολογισμών, που αναλύθηκε παραπάνω, υπολογίστηκε το μέγεθος d_e . Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν αναλυτικά οι υπολογισμοί και τα αποτελέσματα και για τα δύο ισότοπα των σημειακών πηγών.

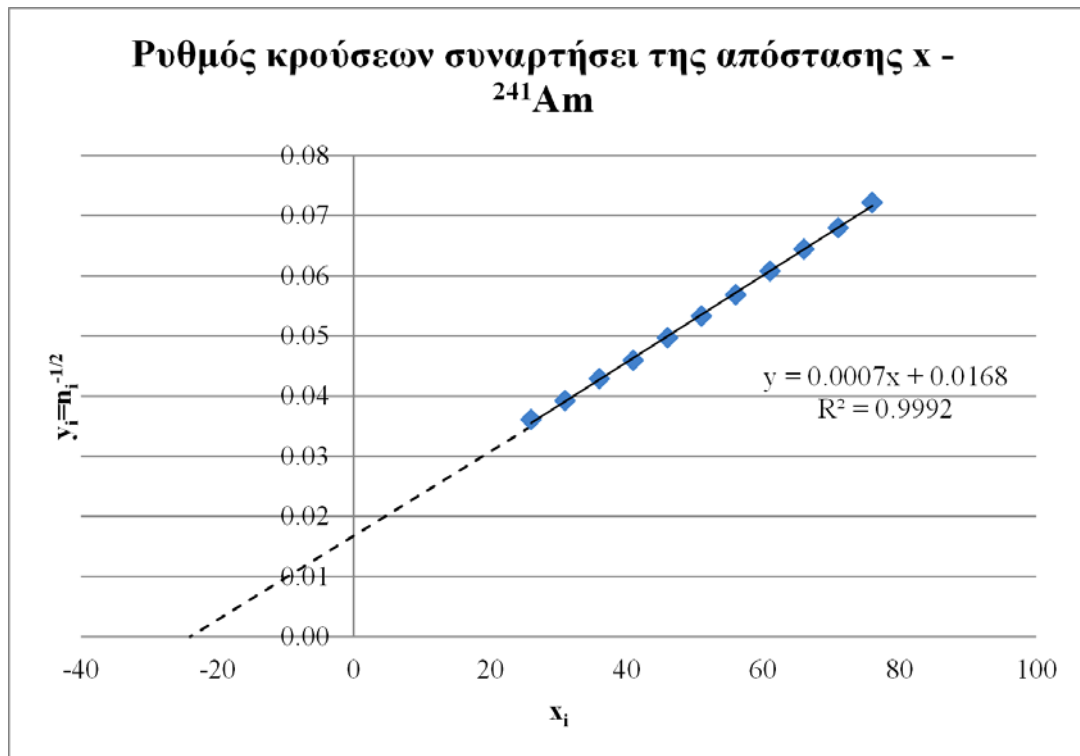
5.5.1.1 Υπολογισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e με τη χρήση σημειακής πηγής ^{241}Am .

Στον πίνακα 5.2 παρουσιάζονται τα απαιτούμενα δεδομένα για την εφαρμογή της μεθοδολογίας του Debertin K.M., 1988, όπως αυτά προέκυψαν από τα πειράματα με την πηγή ^{241}Am .

Πηγή ^{241}Am			
Θέση (i)	x_i (mm)	n (cps)	$y_i=n_i^{-1/2}$ (cps $^{-1/2}$)
1	26	767.67	0.03609
2	31	649.54	0.03924
3	36	543.88	0.04288
4	41	473.50	0.04596
5	46	404.91	0.04970
6	51	352.35	0.05327
7	56	309.71	0.05682
8	61	270.59	0.06079
9	66	240.75	0.06445
10	71	216.54	0.06796
11	76	191.90	0.07219

Πίνακας 5.2: Μετρήσεις του ρυθμού κρούσεων στις αποστάσεις x_i της πηγής ^{241}Am και υπολογισμός του μεγέθους y_i .

Στο σχήμα 5.5 παρουσιάζεται η ευθεία αναδρομής των πειραματικών σημείων (x_i, y_i). Το σημείο τομής της ευθείας αναδρομής με τον άξονα των τετμημένων, ο οποίος αντιστοιχεί στην απόσταση του σημειακού ανιχνευτή από την επιφάνεια του κρυστάτη d , βρίσκεται στον αρνητικό ημιάξονα, όπως και αναμενόταν, δηλαδή εντός του ανιχνευτή. Υπενθυμίζεται ότι ως αρχή του άξονα των τετμημένων (μηδενική απόσταση) έχει οριστεί η επιφάνεια του κρυστάτη.



Σχήμα 5.5 : Γραφική απεικόνιση του ρυθμού κρούσεων συναρτήσει της απόστασης της σημειακής πηγής ^{241}Am από την επιφάνεια του κρυστάτη.

Από το σχήμα προκύπτει ότι η ευθεία αναδρομής για τα πειραματικά σημεία (x_i, y_i) , που προκύπτουν για την πηγή του ^{241}Am , εκφράζεται με τη σχέση :

$$y = 0.0168 + 0.0007 \cdot x \quad (5.25)$$

Από τα παραπάνω προκύπτουν οι συντελεστές της ευθείας, μαζί με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες, όπως υπολογίστηκαν από τις σχέσεις 5.22 έως 5.23, σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, ($t_{0.95, 9} = 1.833$) :

$$a_0 = 0.0168 \pm 3.93\%$$

$$a_1 = 0.0007 \pm 1.71\%$$

Επομένως, σύμφωνα με τη σχέση 5.18 υπολογίζεται για την περίπτωση της πηγής ^{241}Am η απόσταση :

$$d = \left| -\frac{a_0}{a_1} \right| = 23.251 \text{mm}$$

Για τον ανιχνευτή HPGe δίνεται από τον κατασκευαστή η απόσταση του ανιχνευτή από το παράθυρο, ίση με 6mm και σύμφωνα με τη βιβλιογραφική έρευνα που πραγματοποιήθηκε στο 3^ο κεφάλαιο το πάχος του παραθύρου Al του κρυοστάτη εκτιμάται στα 0.5mm. Άρα συνολικά η απόσταση l υπολογίζεται ως :

$$l = 6mm + 0.5mm = 6.5mm$$

Επομένως, σύμφωνα με τις εξισώσεις 5.19 και 5.20 έως 5.24 το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης για τη σημειακή πηγή ^{241}Am υπολογίζεται ως :

$$d_e = d - l = 15.751mm \pm 4.29\%$$

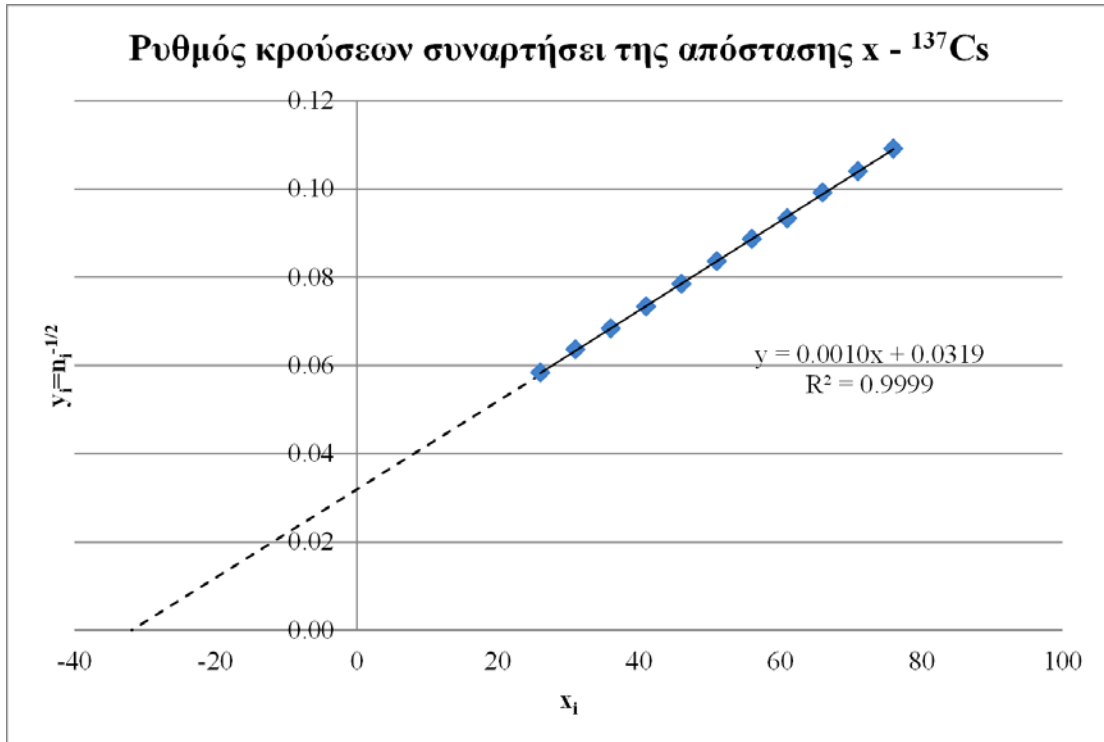
5.5.1.2 Υπολογισμός του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης d_e με τη χρήση σημειακής πηγής ^{137}Cs .

Στον πίνακα 5.3 δίνονται τα απαιτούμενα δεδομένα για την εφαρμογή της μεθοδολογίας του Debertin K.M., 1988, όπως προέκυψαν από τα πειράματα με την πηγή ^{137}Cs .

Πηγή ^{137}Cs			
Θέση (i)	x_i (mm)	n (cps)	$y_i = n_i^{-1/2}$ (cps ^{-1/2})
1	26	293.68	0.05835
2	31	247.27	0.06359
3	36	213.95	0.06837
4	41	185.74	0.07338
5	46	162.28	0.07850
6	51	143.18	0.08357
7	56	127.15	0.08868
8	61	114.72	0.09336
9	66	101.61	0.09920
10	71	92.45	0.10400
11	76	83.99	0.10911

Πίνακας 5.3: Μετρήσεις του ρυθμού κρούσεων στις αποστάσεις x_i της πηγής ^{137}Cs και υπολογισμός του μεγέθους y_i .

Στο σχήμα 5.6 παρουσιάζεται η ευθεία αναδρομής των πειραματικών σημείων (x_i, y_i), η οποία όπως φαίνεται από το συντελεστή συσχέτισης R^2 προσαρμόζεται πολύ καλά στα πειραματικά σημεία.



Σχήμα 5.6 : Γραφική απεικόνιση του ρυθμού κρούσεων συναρτήσει της απόστασης της σημειακής πηγής ^{137}Cs από την επιφάνεια του κρυστάτη.

Η ευθεία αναδρομής που προκύπτει για την πηγή του ^{137}Cs εκφράζεται με τους συντελεστές σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, ($t_{0.95, 9} = 1.833$) :

$$a_0 = 0.0319 \pm 1.25\%$$

$$a_1 = 0.0001 \pm 0.73\%$$

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως προκειμένου να υπολογιστεί η απόσταση του σημειακού ανιχνευτή από την επιφάνεια του κρυστάτη d , χρησιμοποιείται η σχέση 5.18. Στην περίπτωση της πηγής ^{137}Cs η απόσταση είναι :

$$d = \left| -\frac{a_0}{a_1} \right| = 31.432 \text{ mm}$$

Επομένως, σύμφωνα με τις εξισώσεις 5.19 και 5.20 έως 5.24, και γνωρίζοντας ότι το μήκος $l = 6.5\text{mm}$ το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης για τη σημειακή πηγή ^{137}Cs υπολογίζεται με την αβεβαιότητα του ως :

$$d_e = d - l = 23.932\text{ mm} \pm 1.45\%$$

Παρατηρείται μεγάλη απόκλιση μεταξύ των τιμών του ενεργού βάθους αλληλεπίδρασης που υπολογίζεται από την πηγή ^{241}Am και από την πηγή του ^{137}Cs , κάτι που είναι αναμενόμενο, καθώς φωτόνια υψηλότερης ενέργειας έχουν την τάση να αλληλεπιδρούν ως μεγαλύτερο βάθος μέσα στον ανιχνευτή. Καθώς η ενεργειακή περιοχή όπου πραγματοποιούνται διορθώσεις αυτοαπορρόφησης είναι 0-200keV, θα επιλεγεί το μέγεθος που μπορεί να αντιπροσωπεύσει καλύτερα το συγκεκριμένο διάστημα, δηλαδή η τιμή που προκύπτει από την πηγή του ^{241}Am .

5.5.2 Συντελεστές αναγωγής της απόδοσης του ανιχνευτή HPGe για διάφορα υλικά μέσω του προγράμματος FACTOR.

Ο υπολογισμός των συντελεστών αναγωγής της απόδοσης η για τον ανιχνευτή HPGe πραγματοποιήθηκε μέσω του προγράμματος FACTOR, ακολουθώντας τη διαδικασία που περιεγράφηκε στην παράγραφο 5.4.2.2. Οι συντελεστές υπολογίστηκαν για τη γεωμετρία 2 και για υλικά: χώμα, ιπτάμενη τέφρα και νερό. Για την περίπτωση του χώματος και της ιπτάμενης τέφρας πραγματοποιήθηκε παραμετρική μελέτη ως προς την πυκνότητα του υλικού.

Ως ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης θεωρήθηκε αυτό που υπολογίστηκε μέσω της σημειακής πηγής ^{241}Am . Υπενθυμίζεται ότι το πρόγραμμα FACTOR απαιτεί την εισαγωγή της πραγματικής απόστασης της πηγής από το σημειακό ανιχνευτή, δηλαδή συμπεριλαμβανομένης και της απόστασης του κρυστάλλου από το καπάκι του κρυστάτη. Επομένως το βάθος που δηλώνεται στο πρόγραμμα είναι $d=2.32\text{cm}$.

Όλα τα υπόλοιπα δεδομένα δηλώθηκαν μέσω αρχείων εισόδου. Ως πηγή βαθμονόμησης θεωρήθηκε η QMS419²⁰. Οι ολικοί γραμμικοί συντελεστές

²⁰ Πρόκειται για διάλυμα 2M HCl

εξασθένησης για τη συγκεκριμένη πηγή βαθμονόμησης και για τις επιθυμητές ενέργειες υπολογίστηκαν από τις σχέσεις (Καρφόπουλου Κ.Λ. 2012):

για $E < 50\text{keV}$,

$$\ln(\mu) = 15.8594 + 14.6948 \cdot \ln(E)^1 + 3.81486 \cdot \ln(E)^2 + 0.275308 \cdot \ln(E)^3 \quad (5.26)$$

και για $E > 50\text{keV}$,

$$\ln(\mu) = -2.60582 - 0.483404 \cdot \ln(E)^1 - 0.0938187 \cdot \ln(E)^2 - 0.0237946 \cdot \ln(E)^3 \quad (5.27)$$

Πρέπει να επισημανθεί ότι οι ολικοί γραμμικοί συντελεστές εξασθένησης μ που υπολογίζονται μέσω των συγκεκριμένων σχέσεων δεν συνοδεύονται από αβεβαιότητα.

Τα υλικά δείγματα επιλέχθηκαν από τη βάση δεδομένων του προγράμματος FACTOR μέσω του αρχείου εισόδου. Για το χώμα και την ιπτάμενη τέφρα επιλέχθηκαν πυκνότητες ²¹ από 0.5g/cm^3 έως 2.0g/cm^3 με βήμα 0.1g/cm^3 . Στον πίνακα 5.4 παρουσιάζονται για υλικό χώμα, οι τιμές του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένησης μ και οι αντίστοιχοι συντελεστές αναγωγής της απόδοσης $1/\eta$ συναρτήσει της πυκνότητας και της ενέργειας των φωτονίων.

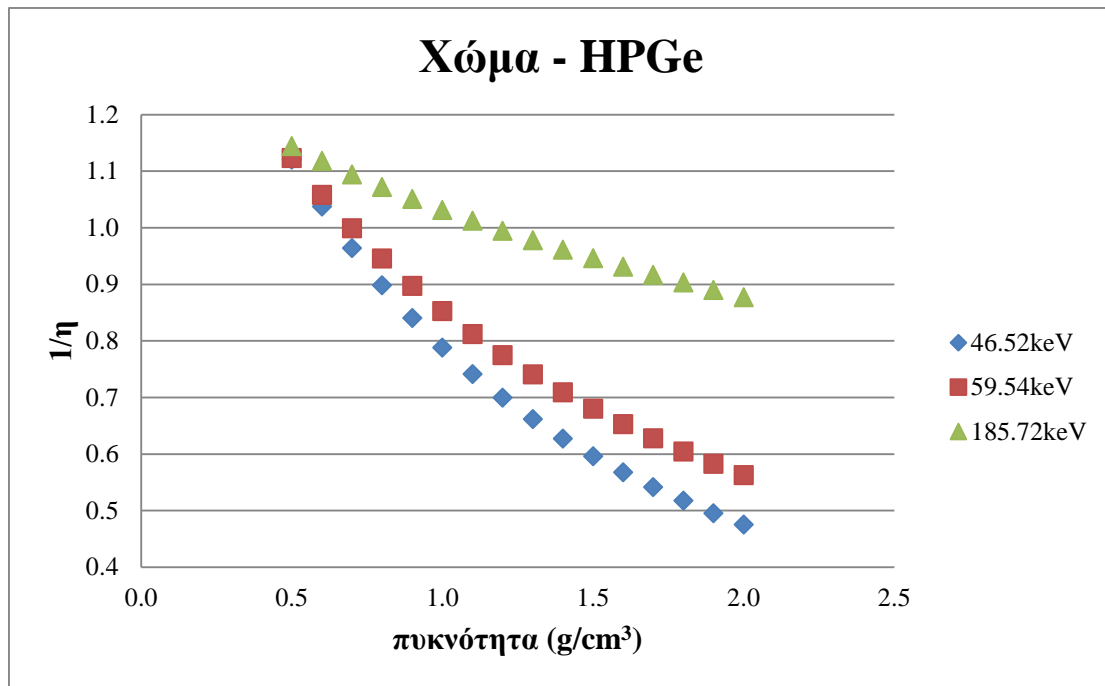
Ανιχνευτής HPGe – Χώμα						
Ισότοπο E(keV)	²¹⁰ Pb 46.52		²⁴¹ Am 59.54		²³⁵ U 185.72	
$\mu_{\text{source}} (\text{cm}^{-1})$	0.2817		0.2335		0.1431	
Πυκνότητα (g/cm ³)	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η
0.5	0.2162	1.1204	0.1707	1.1233	0.0793	1.1441
0.6	0.2599	1.0373	0.2024	1.0580	0.0898	1.1181
0.7	0.3043	0.9637	0.2341	0.9990	0.0998	1.0941
0.8	0.3493	0.8984	0.2658	0.9455	0.1095	1.0717
0.9	0.3948	0.8402	0.2977	0.8969	0.1189	1.0507
1.0	0.4409	0.7882	0.3296	0.8525	0.1281	1.0309
1.1	0.4875	0.7415	0.3617	0.8119	0.1371	1.0122
1.2	0.5346	0.6994	0.3938	0.7747	0.1459	0.9944
1.3	0.5821	0.6615	0.4260	0.7405	0.1545	0.9775
1.4	0.6301	0.6271	0.4584	0.7089	0.1630	0.9613

²¹ Πρέπει στο σημείο αυτό να σημειωθεί ότι σε αντίθεση με το χώμα, δεν έχουν αναλυθεί στο ΕΠΤ-ΕΜΠ δείγματα ιπτάμενης τέφρας με πυκνότητες σε όλο αυτό το εύρος πυκνοτήτων. Οι συνήθεις τιμές της πυκνότητας των δειγμάτων που έχουν αναλυθεί στο ΕΠΤ-ΕΜΠ κυμαίνεται στην περιοχή 0.8-1.2g/cm³

1.5	0.6786	0.5958	0.4908	0.6798	0.1713	0.9458
1.6	0.7275	0.5673	0.5234	0.6528	0.1795	0.9310
1.7	0.7768	0.5412	0.556	0.6277	0.1876	0.9168
1.8	0.8265	0.5173	0.5888	0.6044	0.1956	0.9031
1.9	0.8766	0.4954	0.6216	0.5827	0.2036	0.8899
2.0	0.9270	0.4751	0.6546	0.5624	0.2114	0.8772

Πίνακας 5.4 : Συντελεστές μ και η συναρτήση της πυκνότητας για τυπικό χόμα για 3 ενέργειες φωτονίων στον ανιχνευτή HPGe.

Όπως φαίνεται από τον παραπάνω πίνακα οι συντελεστές I/η παρουσιάζουν μείωση με αύξηση της πυκνότητας. Η μείωση αυτή μάλιστα είναι εντονότερη όσο μικρότερη είναι η ενέργεια των φωτονίων, κάτι που ήταν αναμενόμενο, δεδομένου ότι το μέγεθος της αυτοαπορρόφησης είναι αντιστρόφως ανάλογο της ενέργειας των φωτονίων. Σημειώνεται ότι ο μοναδιαίος συντελεστής 1 σημαίνει ότι η αυτοαπορρόφηση στο υλικό της πηγής βαθμονόμησης και στο δείγμα είναι η ίδια. Είναι επίσης σημαντικό να παρατηρηθεί ότι κατά την ανάλυση του χόματος, η απόδοση για τις ενέργειες 46.52 και 59.54keV είναι χαμηλότερη από την απόδοση που εκτιμάται με την πηγή βαθμονόμησης ($I/\eta < 1$) με εξαίρεση εξαιρετικά χαμηλές πυκνότητες χόματος, κάτι που δεν ισχύει για την ενέργεια των 186.25keV. Τα παραπάνω αποτελέσματα παρουσιάζονται και γραφικά στο σχήμα 5.7.



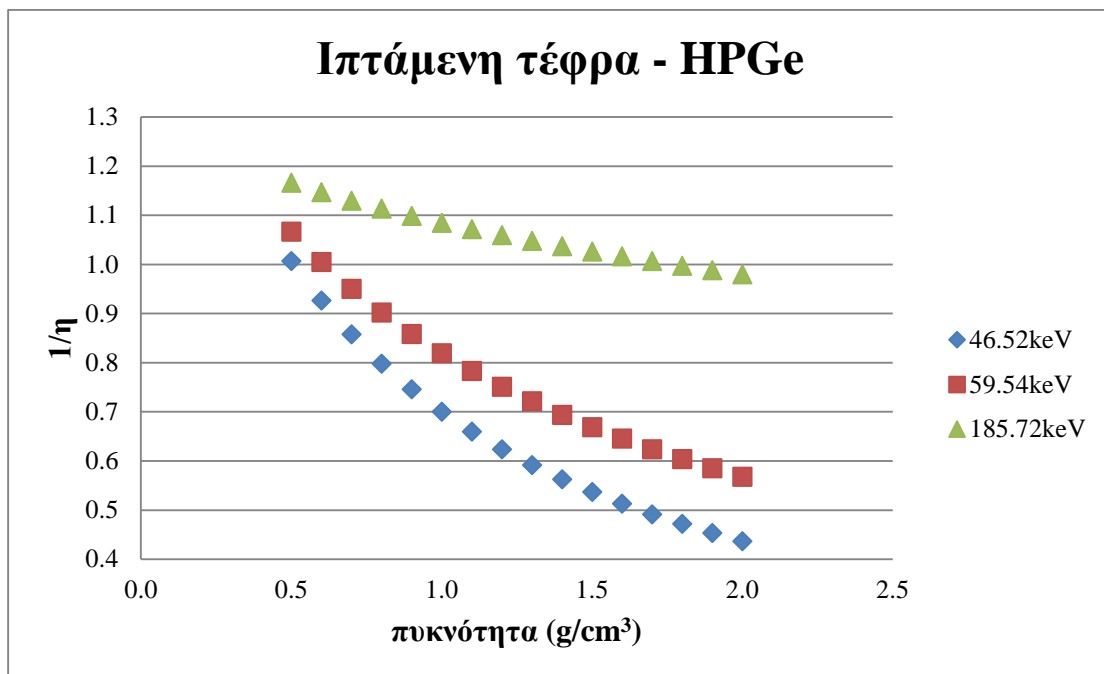
Σχήμα 5.7 : Γραφική απεικόνιση του λόγου $1/\eta$ συναρτήσει της πυκνότητας για χώμα και για 3 ενέργειες φωτονίων.

Αντίστοιχα, για την τέφρα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα 5.5 και στο γράφημα 5.8. Στους πίνακες αυτούς δίνονται οι ολικοί γραμμικοί συντελεστές εξασθένισης μ και οι συντελεστές αναγωγής της απόδοσης $1/\eta$ συναρτήσει της πυκνότητας και της ενέργειας των φωτονίων, όπως αυτοί δίνονται από το πρόγραμμα FACTOR.

Ανιχνευτής HPGe – Ιπτάμενη τέφρα						
Ισότοπο E(keV)	²¹⁰ Pb 46.52		²⁴¹ Am 59.54		²³⁵ U 185.72	
μ_{source} (cm ⁻¹)	0.2817		0.2335		0.1431	
Πυκνότητα (g/cm ³)	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η
0.5	0.2775	1.0070	0.1978	1.0669	0.0706	1.1663
0.6	0.3292	0.9265	0.2307	1.0050	0.0781	1.1471
0.7	0.3806	0.8576	0.2628	0.9505	0.0850	1.1297
0.8	0.4317	0.7980	0.2943	0.9019	0.0916	1.1137
0.9	0.4827	0.7460	0.3253	0.8583	0.0978	1.0988
1.0	0.5335	0.7003	0.3559	0.8190	0.1037	1.0850
1.1	0.5841	0.6600	0.3861	0.7834	0.1094	1.0720
1.2	0.6347	0.6240	0.4159	0.7509	0.1149	1.0597
1.3	0.6851	0.5919	0.4455	0.7212	0.1202	1.0481
1.4	0.7354	0.5629	0.4748	0.6939	0.1253	1.0370

1.5	0.7856	0.5368	0.5038	0.6687	0.1302	1.0265
1.6	0.8358	0.5131	0.5326	0.6455	0.1351	1.0164
1.7	0.8859	0.4915	0.5612	0.6239	0.1398	1.0067
1.8	0.9360	0.4717	0.5896	0.6038	0.1444	0.9974
1.9	0.9860	0.4536	0.6179	0.5851	0.1489	0.9885
2.0	1.0360	0.4369	0.6459	0.5677	0.1532	0.9799

Πίνακας 5.5 : Συντελεστές μ και η συναρτήσει της πυκνότητας για τυπική ιπτάμενη τέφρα και 3 ενέργειες φωτονίων.



Σχήμα 5.8 : Γραφική απεικόνιση του λόγου $1/\eta$ συναρτήσει της πυκνότητας για ιπτάμενη τέφρα για 3 ενέργειες φωτονίων.

Από το σχήμα 5.8 προκύπτει ότι η εξάρτηση του συντελεστή $1/\eta$ από την πυκνότητα είναι λιγότερο έντονη, από ότι στο χώμα.

Όσον αφορά το νερό, οι τιμές του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένησης μ και οι συντελεστές αναγωγής της απόδοσης $1/\eta$ συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων παρουσιάζονται στον πίνακα 5.6 για τις ενέργειες που εκπέμπουν μία σειρά από ισότοπα που συνήθως ενδιαφέρουν²². Η πυκνότητα του νερού θεωρήθηκε 1g/cm^3 . Στον

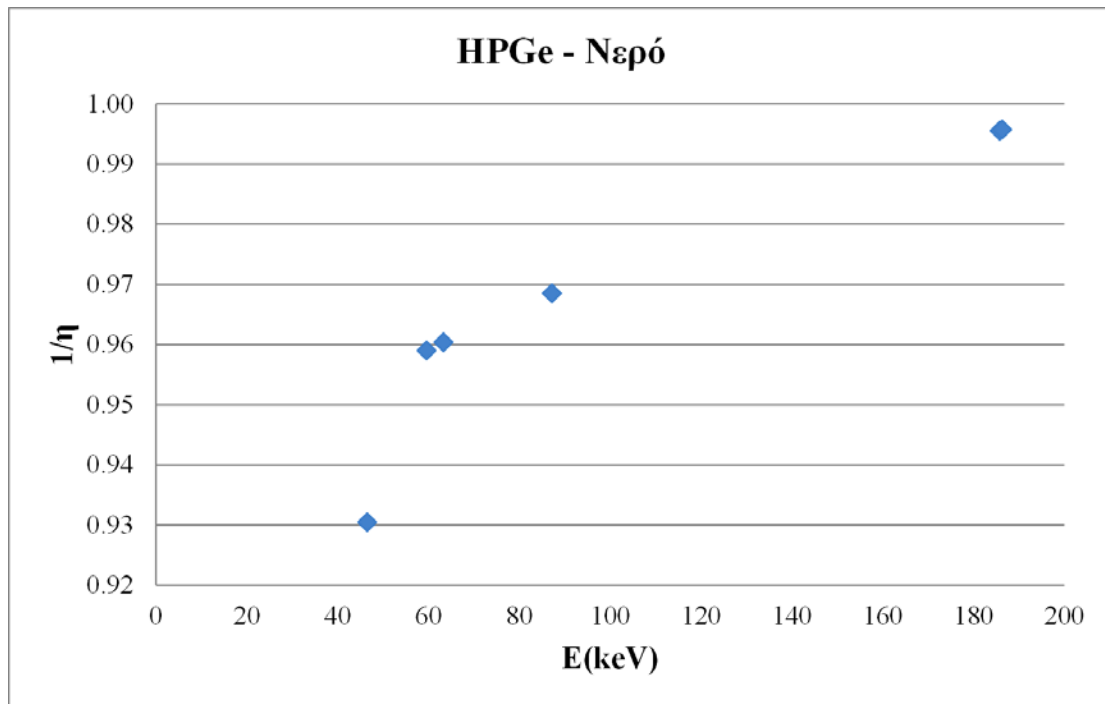
²² Καθώς η πυκνότητα του νερού είναι σταθερή (1g/cm^3) επιλέχθηκε να διερευνηθεί η εξάρτηση του συντελεστή διόρθωσης από την ενέργεια των φωτονίων

πίνακα παρουσιάζονται και οι τιμές του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένησης της πηγής βαθμονόμησης, όπως υπολογίζονται από τη ΔΔ Καρφόπουλου Κ.Λ. 2012.

Ανιχνευτής HPGe – Νερό				
<i>Πυκνότητα 1g/cm³</i>				
Ισότοπο	E(keV)	μ_{source} (1/cm)	μ_{sample} (1/cm)	1/η
²¹⁰ Pb	46.52	0.2817	0.2395	0.9305
²⁴¹ Am	59.54	0.2335	0.2103	0.9590
²³⁴ Th	63.29	0.2263	0.2041	0.9604
²¹² Pb	87.20	0.1941	0.1772	0.9685
²³⁵ U	185.72	0.1431	0.1409	0.9956
²²⁶ Ra	186.25	0.1429	0.1408	0.9958

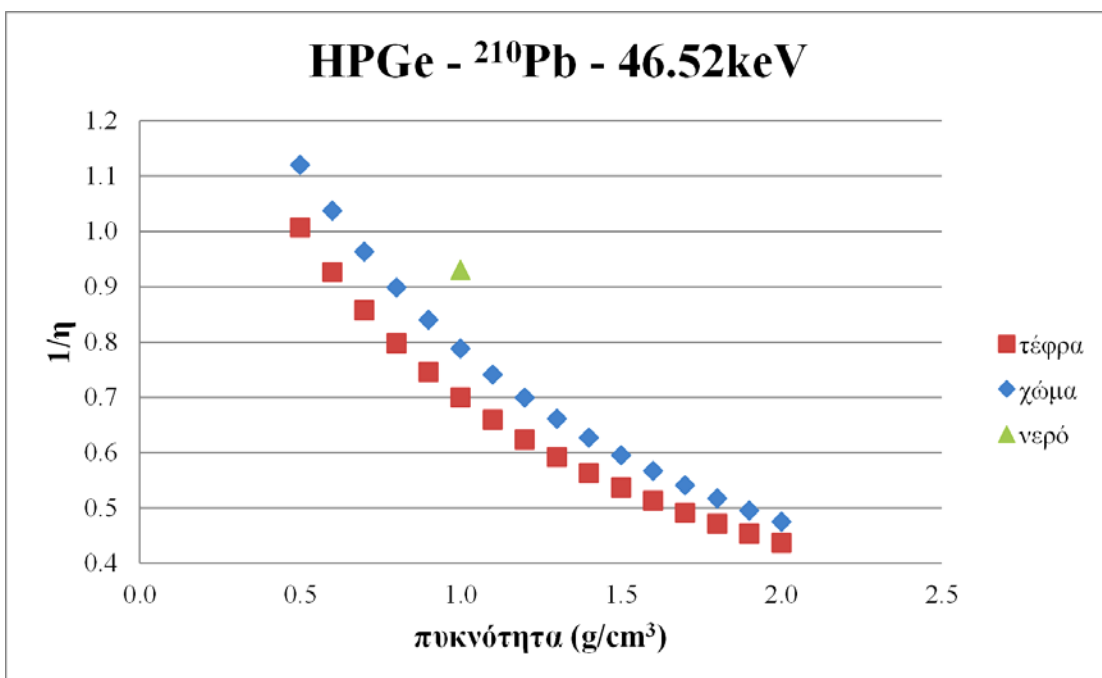
Πίνακας 5.6 : Συντελεστές μ και $1/\eta$ συναρτήσει της ενέργειας φωτονίων για νερό στον ανιχνευτή HPGe.

Από τον παραπάνω πίνακα προκύπτει ότι η αυτοαπορρόφηση μειώνεται στο νερό όσο η ενέργεια των φωτονίων αυξάνεται. Επιπλέον, παρατηρείται ότι για την ίδια ενέργεια οι συντελεστές βρίσκονται πλησιέστερα στη μονάδα από τους αντίστοιχους συντελεστές για χώμα και τέφρα της ίδιας πυκνότητας. Αυτό οφείλεται στη σύσταση και την πυκνότητα του νερού, η οποία προσεγγίζει πολύ την σύσταση και την πυκνότητα του υλικού της πηγής βαθμονόμησης (2M HCl). Στο σχήμα 5.9 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για το νερό.

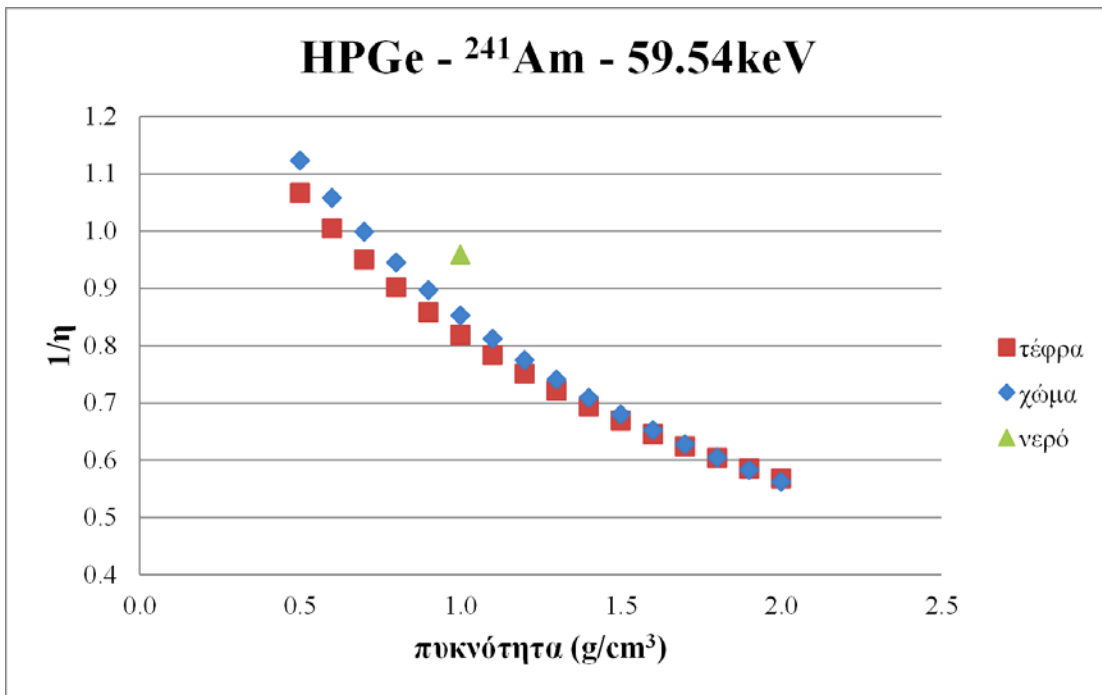


Σχήμα 5.9 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 για νερό στον ανιχνευτή HPGe συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων.

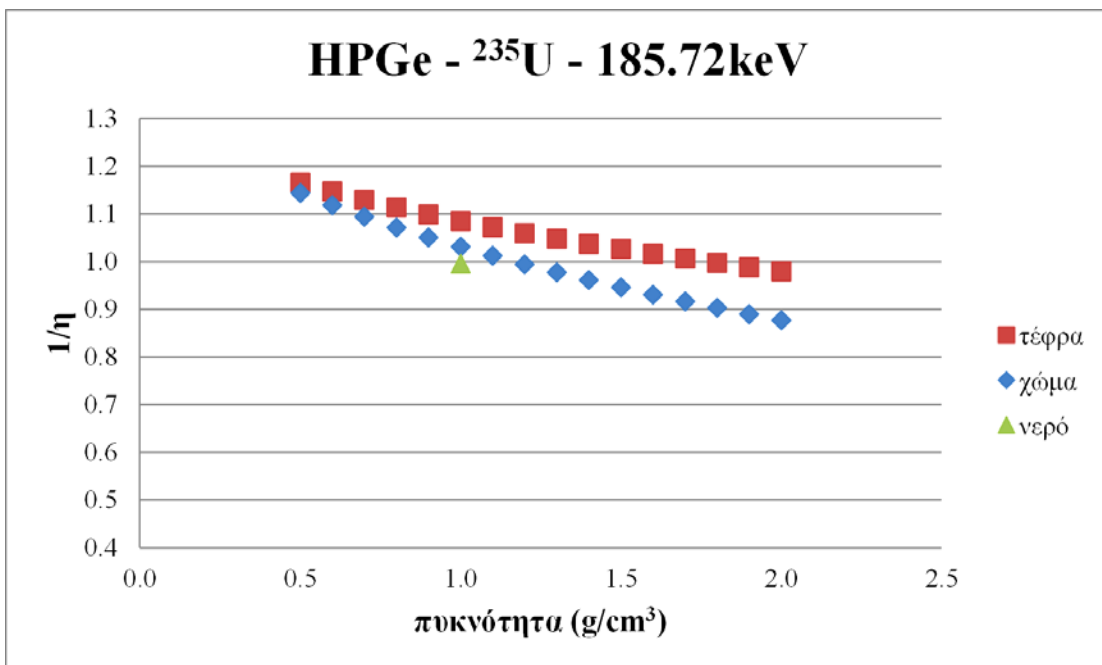
Στη σχήματα 5.10, 5.11 και 5.12 παρουσιάζονται συνολικά όλα τα αποτελέσματα του συντελεστή I/I_0 για χώμα, ιπτάμενη τέφρα και νερό.



Σχήμα 5.10 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 συναρτήσει της πυκνότητας για τα υλικά που εξετάστηκαν για τα φωτόνια ενέργειας 46.52keV του ^{210}Pb .



Σχήμα 5.11 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 συναρτήσει της πυκνότητας για τα υλικά που εξετάστηκαν για τα φωτόνια ενέργειας 59.54keV του ^{241}Am .



Σχήμα 5.12 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 συναρτήσει της πυκνότητας για τα υλικά που εξετάστηκαν για τα φωτόνια ενέργειας 185.72keV του ^{235}U .

5.5.3 Σύγκριση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης στους ανιχνευτές HPGe και XtRa του ΕΠΤ-ΕΜΠ.

Σε αυτή την παράγραφο θα συγκριθούν οι συντελεστές που υπολογίστηκαν στις προηγούμενες παραγράφους για δύο ανιχνευτές γερμανίου του ΕΠΤ-ΕΜΠ, προκειμένου να διαπιστωθεί κατά πόσο επηρεάζει η επιλογή διαφορετικού ανιχνευτή, και διαφορετικού ενεργού βάρους αλληλεπίδρασης, τον υπολογισμό του συντελεστή η μέσω του προγράμματος FACTOR.

5.4.6.1 Υπολογισμός του συντελεστή αναγωγής απόδοσης η του ανιχνευτή XtRa μέσω του προγράμματος FACTOR.

Ο ανιχνευτής XtRa (EXtended Range, XtRa) του ΕΠΤ-ΕΜΠ είναι ομοαξονικός ημιαγωγός ανιχνευτής με παράθυρο από ανθρακονήματα (carbon fibers) και είναι εγκατεστημένος στο ΕΠΤ-ΕΜΠ από το 1999. Τα διαστάσεις του κρυστάλλου είναι 80mm διάμετρος και 78mm ύψος. Έχει σχετική απόδοση 104.5% για φωτόνια ενέργειας 1332.5keV, και διακριτική ικανότητα 1.03keV για φωτόνια ενέργειας 122.06keV και 2.04keV για 1332.5keV. Ο λόγος peak-to-Compton για φωτόνια ενέργειας 1332.5keV είναι 82.2:1.

Η συγκεκριμένη ανιχνευτική διάταξη έχει ρυθμιστεί για την ανάλυση δειγμάτων στην ενεργειακή περιοχή 0-2000keV. Ο ανιχνευτής είναι τοποθετημένος σε κατάλληλη κυλινδρική θωράκιση κατακόρυφου προσανατολισμού, τύπου front-open/split-top της εταιρείας Canberra (μοντέλο 767) και αποτελείται από τέσσερα στρώματα υλικού, τα οποία, ξεκινώντας από το εσωτερικό της θωράκισης, είναι κατά σειρά: φύλλο χαλκού πάχους 1.5mm, φύλλο κασσιτέρου πάχους 1mm, στρώμα μολύβδου πάχους 100mm και στρώμα ατσαλιού πάχους 9.5mm. Η ανιχνευτική διάταξη του εν λόγω ανιχνευτή διαθέτει και σύστημα Compton Suppression για τη μείωση του υποστρώματος.

Ο συντελεστής αναγωγής απόδοσης η για το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης του ανιχνευτή XtRa υπολογίζονται μέσω του προγράμματος με FACTOR με τη διαδικασία που περιεγράφηκε στην παράγραφο 5.4.5. Τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή XtRa είναι αποθηκευμένα στη βάση δεδομένων του προγράμματος, με

πραγματική απόσταση πηγής από το σημειακό ανιχνευτή $d = 3.23\text{cm}$. Όλα τα υπόλοιπα δεδομένα των υπολογισμών είναι ακριβώς τα ίδια με αυτά που χρησιμοποιήθηκαν για τον ανιχνευτή HPGe και εισήχθησαν στο πρόγραμμα με τον ίδιο τρόπο. Στους πίνακες 5.7, 5.8 και 5.9, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της διερεύνησης που πραγματοποιήθηκε για τον ανιχνευτή XtRa, για χώμα, ιπτάμενη τέφρα και το νερό αντίστοιχα.

Ανιχνευτής XtRa – Χώμα						
Ισότοπο E(keV)	²¹⁰ Pb 46.52		²⁴¹ Am 59.54		²³⁵ U 185.72	
$\mu_{\text{source}} (\text{cm}^{-1})$	0.2817		0.2335		0.1431	
Πυκνότητα (g/cm ³)	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η
0.5	0.2162	1.1235	0.1707	1.1266	0.0793	1.1482
0.6	0.2599	1.0382	0.2024	1.0594	0.0898	1.1215
0.7	0.3043	0.9629	0.2341	0.9989	0.0998	1.0967
0.8	0.3493	0.8962	0.2658	0.9442	0.1095	1.0737
0.9	0.3948	0.8369	0.2977	0.8945	0.1189	1.0521
1	0.4409	0.7841	0.3296	0.8493	0.1281	1.0318
1.1	0.4875	0.7367	0.3617	0.8080	0.1371	1.0125
1.2	0.5346	0.6942	0.3938	0.7702	0.1459	0.9943
1.3	0.5821	0.6559	0.4260	0.7355	0.1545	0.9769
1.4	0.6301	0.6212	0.4584	0.7035	0.1630	0.9603
1.5	0.6786	0.5897	0.4908	0.6740	0.1713	0.9445
1.6	0.7275	0.5611	0.5234	0.6468	0.1795	0.9293
1.7	0.7768	0.5349	0.556	0.6215	0.1876	0.9147
1.8	0.8265	0.5109	0.5888	0.5981	0.1956	0.9007
1.9	0.8766	0.4889	0.6216	0.5762	0.2036	0.8872
2	0.9270	0.4686	0.6546	0.5558	0.2114	0.8743

Πίνακας 5.7 : Συντελεστές μ και η συναρτήσει της πυκνότητας για τυπικό χώμα για 3 ενέργειες φωτονίων στον ανιχνευτή XtRa.

Ανιχνευτής XtRa – Ιπτάμενη τέφρα						
Ισότοπο E(keV)	²¹⁰ Pb 46.52		²⁴¹ Am 59.54		²³⁵ U 185.72	
$\mu_{\text{source}} (\text{cm}^{-1})$	0.2817		0.2335		0.1431	
Πυκνότητα (g/cm ³)	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η	μ_{sample} (1/cm)	1/η
0.5	0.2775	1.0070	0.1978	1.0669	0.0706	1.1663
0.6	0.3292	0.9265	0.2307	1.0050	0.0781	1.1471
0.7	0.3806	0.8576	0.2628	0.9505	0.0850	1.1297

0.8	0.4317	0.7980	0.2943	0.9019	0.0916	1.1137
0.9	0.4827	0.7460	0.3253	0.8583	0.0978	1.0988
1	0.5335	0.7003	0.3559	0.8190	0.1037	1.0850
1.1	0.5841	0.6600	0.3861	0.7834	0.1094	1.0720
1.2	0.6347	0.6240	0.4159	0.7509	0.1149	1.0597
1.3	0.6851	0.5919	0.4455	0.7212	0.1202	1.0481
1.4	0.7354	0.5629	0.4748	0.6939	0.1253	1.0370
1.5	0.7856	0.5368	0.5038	0.6687	0.1302	1.0265
1.6	0.8358	0.5131	0.5326	0.6455	0.1351	1.0164
1.7	0.8859	0.4915	0.5612	0.6239	0.1398	1.0067
1.8	0.9360	0.4717	0.5896	0.6038	0.1444	0.9974
1.9	0.9860	0.4536	0.6179	0.5851	0.1489	0.9885
2	1.0360	0.4369	0.6459	0.5677	0.1532	0.9799

Πίνακας 5.8 : Συντελεστές μ και η συναρτήσει της πυκνότητας για τυπική ιπτάμενη τέφρα για 3 ενέργειες φωτονίων στον ανιχνευτή XtRa.

Ανιχνευτής XtRa – Νερό				
Πυκνότητα $1g/cm^3$				
Ισότοπο	E(keV)	μ_{source} (1/cm)	μ_{sample} (1/cm)	η
^{210}Pb	46.52	0.2817	0.2395	1.0747
^{241}Am	59.54	0.2335	0.2103	1.0427
^{234}Th	63.29	0.2263	0.2041	1.0412
^{212}Pb	87.20	0.1941	0.1772	1.0325
^{235}U	185.72	0.1431	0.1409	1.0045
^{226}Ra	186.25	0.1429	0.1408	1.0042

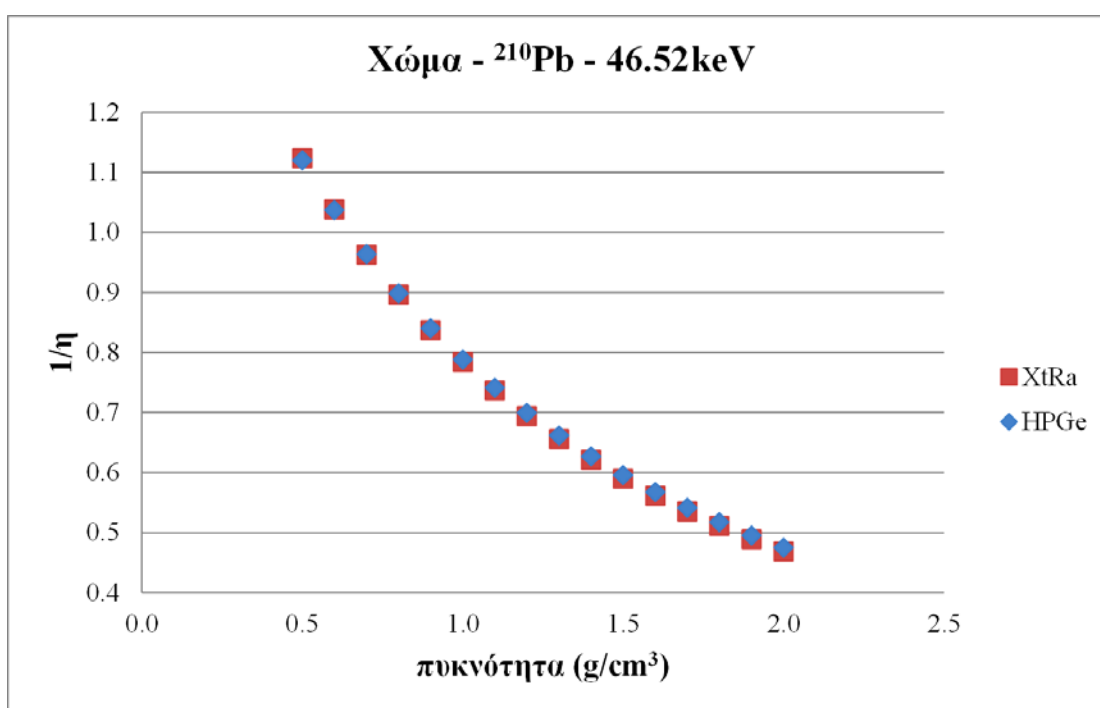
Πίνακας 5.9 : Συντελεστές μ και η για νερό στον ανιχνευτή XtRa.

Οι τιμές του συντελεστή η για τον ανιχνευτή XtRa παρουσιάζουν ανάλογη συμπεριφορά με αυτούς που υπολογίστηκαν για τον ανιχνευτή HPGe, όπως αναμενόταν, δεδομένου ότι το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης εξαρτάται εξ ολοκλήρου από το εξεταζόμενο δείγμα και όχι από τον ανιχνευτή. Παρατηρείται αντίστοιχη αύξηση των συντελεστών των υλικών με την αύξηση της πυκνότητας και της ενέργειας, όπως και στον ανιχνευτή HPGe.

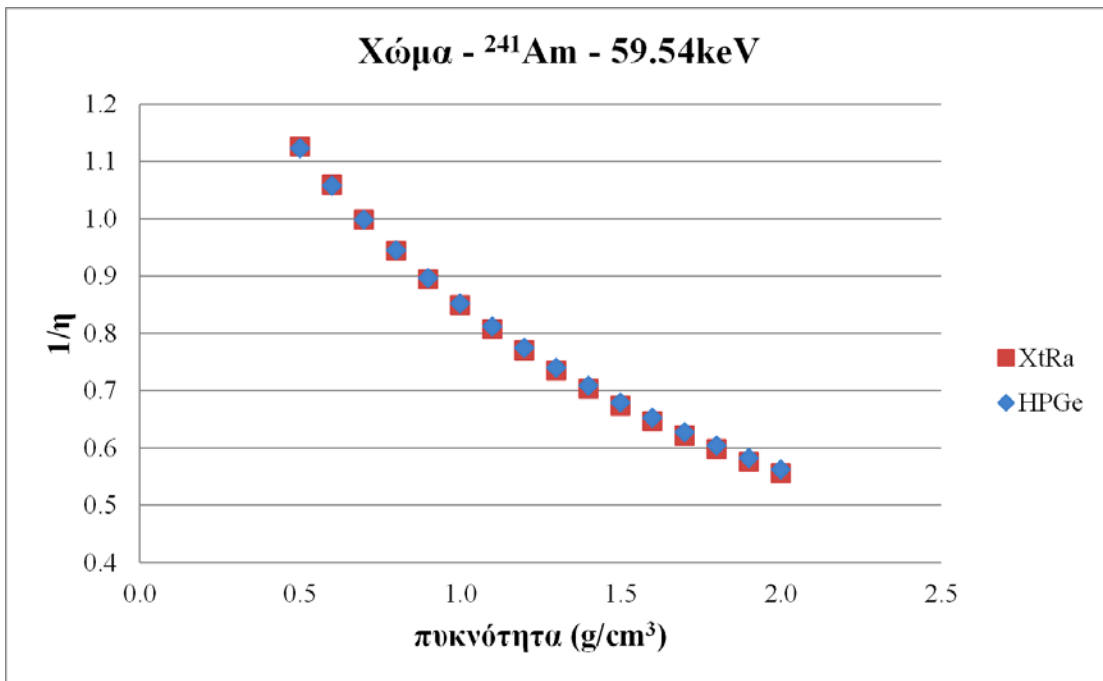
5.4.6.2 Σύγκριση μεταξύ των συντελεστών αναγωγής απόδοσης η των ανιχνευτών HPGe και XtRa

Ήδη από τις προηγούμενες παραγράφους μπορούν να εξαχθούν ορισμένα γενικά συμπεράσματα για τη συμπεριφορά των συντελεστών στους δύο ανιχνευτές. Στη συνέχεια, θα παρουσιαστούν γραφικά τα αποτελέσματα του προγράμματος FACTOR για τους δύο ανιχνευτές σε κοινά διαγράμματα για κάθε ενέργεια φωτονίων στα σχήματα 5.13 μέχρι και 5.19. Πρακτικά συγκρίνονται ανά δύο οι τιμές του συντελεστή που υπολογίσθηκαν για το χώμα, την τέφρα και το νερό και στη συνέχεια καταγράφονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν.

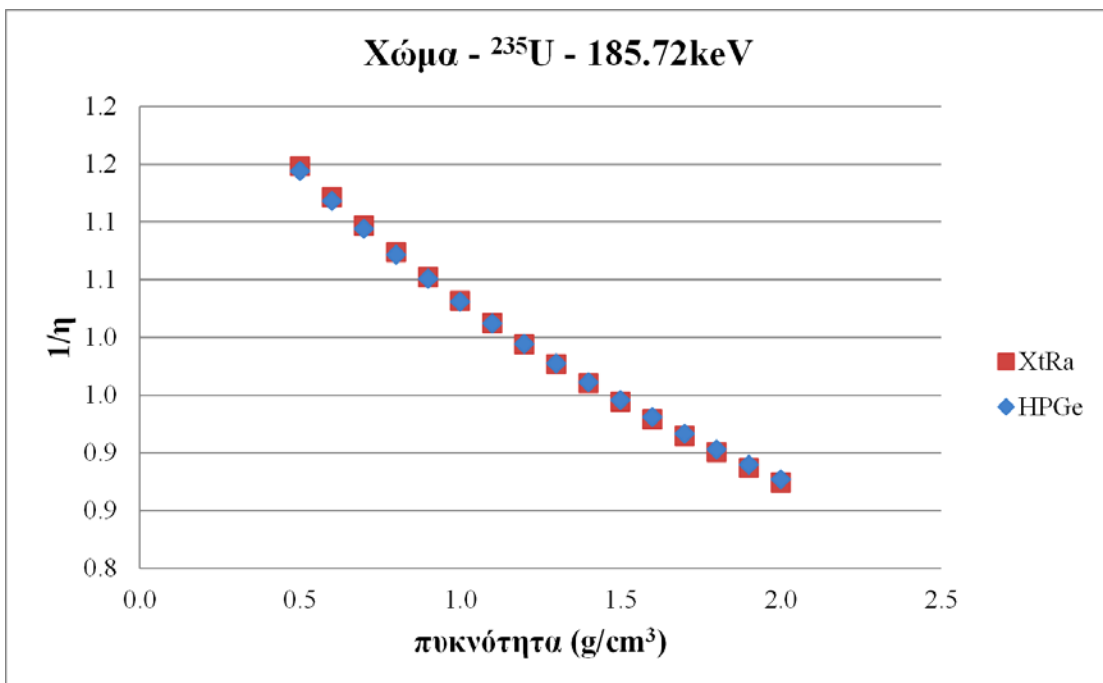
➤ Για το χώμα :



Σχήμα 5.13 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 για χώμα συναρτήσει της πυκνότητας για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για τα φωτόνια ενέργειας 46.52keV του ^{210}Pb .

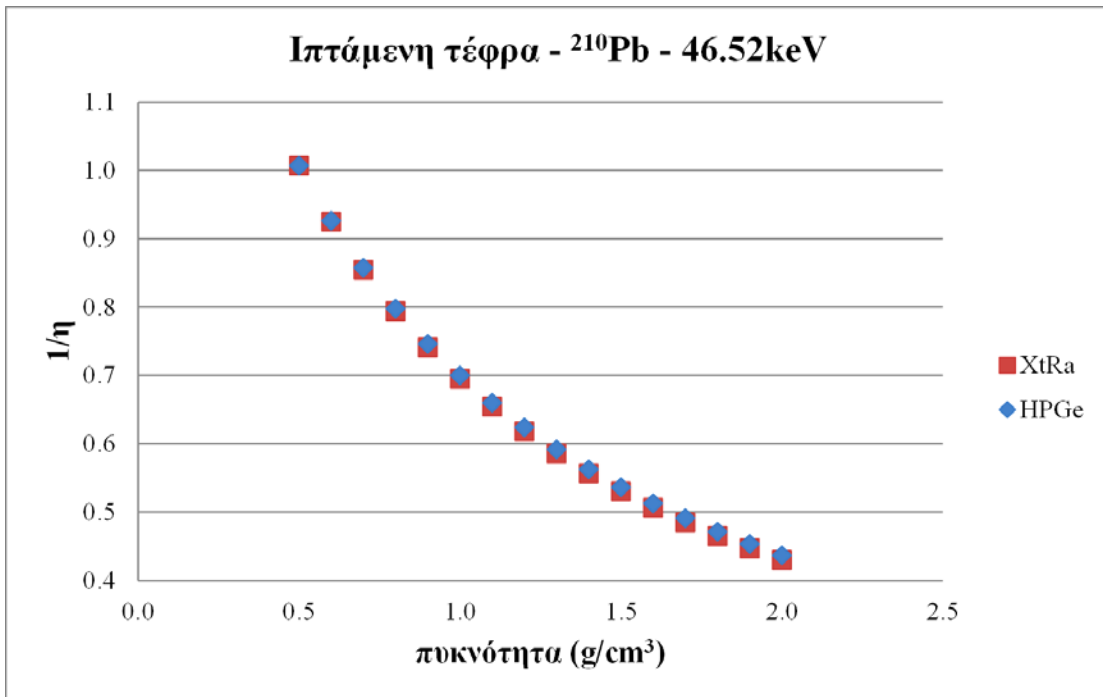


Σχήμα 5.14 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 για χώμα συναρτήσει της πυκνότητας για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για τα φωτόνια ενέργειας 59.54keV του ^{241}Am .

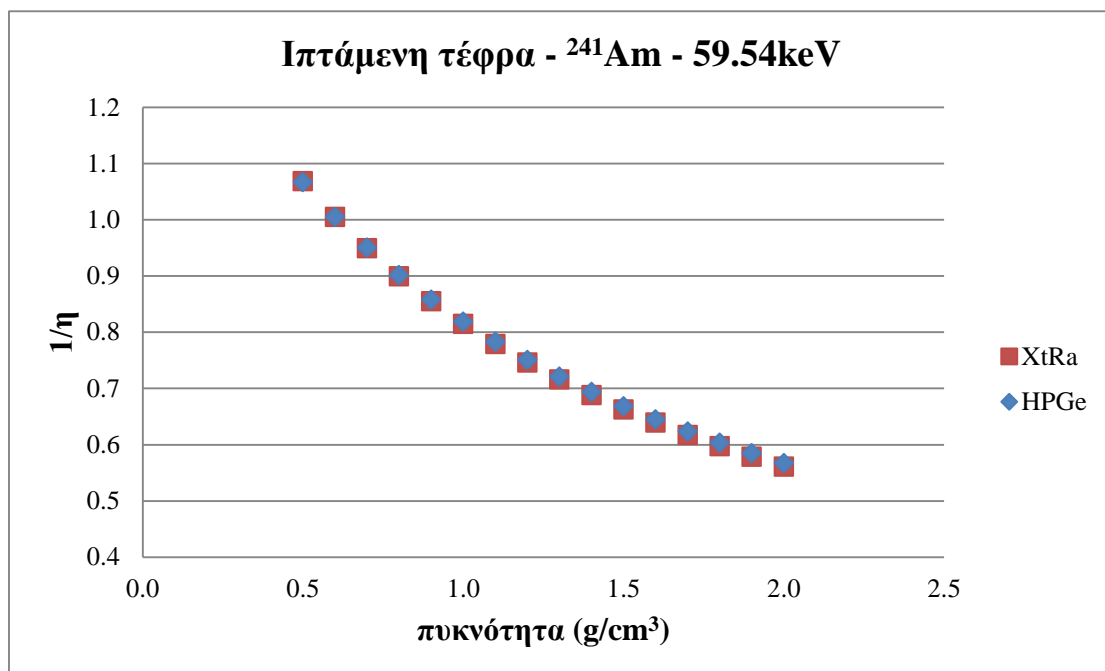


Σχήμα 5.15 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 για χώμα συναρτήσει της πυκνότητας για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για τα φωτόνια ενέργειας 185.72keV του ^{235}U .

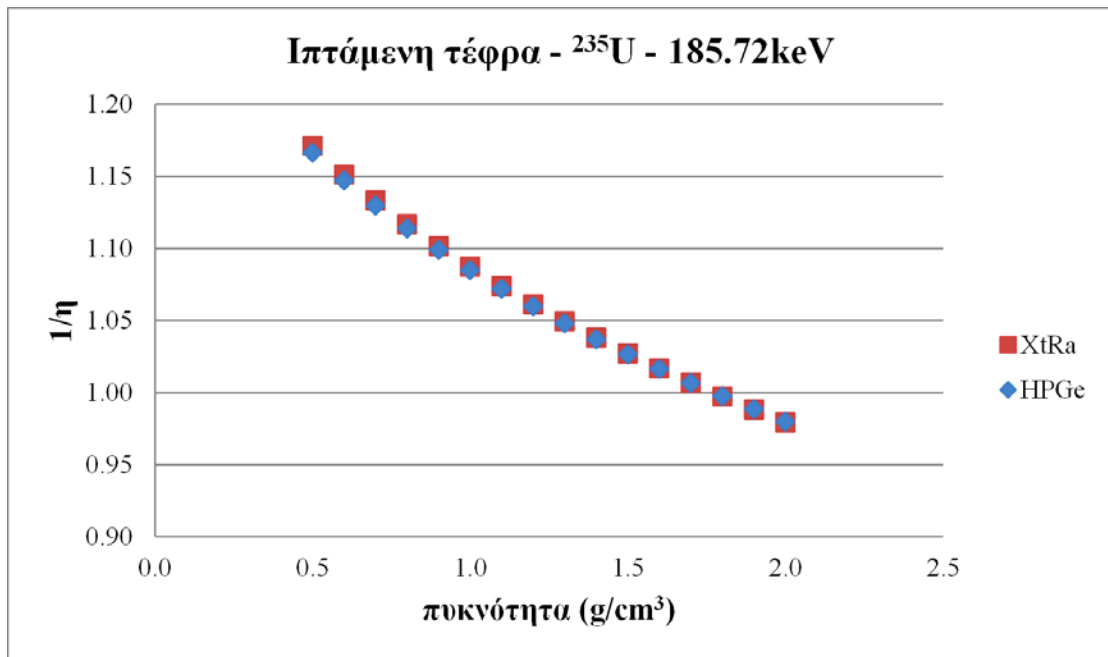
➤ Για την τέφρα :



Σχήμα 5.16 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 για τέφρα συναρτήσει της πυκνότητας για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για τα φωτόνια ενέργειας 46.52keV του ^{210}Pb .

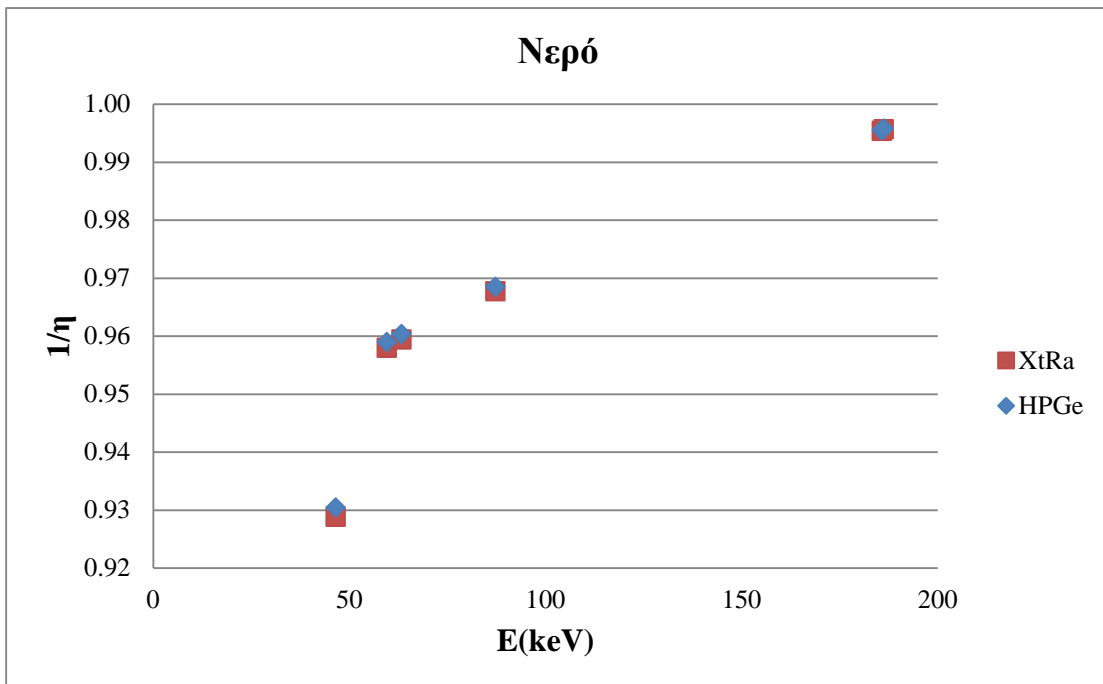


Σχήμα 5.17 : Γραφική απεικόνιση του λόγου I/I_0 για τέφρα συναρτήσει της πυκνότητας για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για τα φωτόνια ενέργειας 59.54keV του ^{241}Am .



Σχήμα 5.18 : Γραφική απεικόνιση του λόγου $1/\eta$ για τέφρα συναρτήσει της πυκνότητας για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για τα φωτόνια ενέργειας 185.72keV του ^{235}U .

➤ Για το νερό :



Σχήμα 5.19 : Γραφική απεικόνιση του λόγου $1/\eta$ για νερό για τους ανιχνευτές HPGe και XtRa, για όλα τα εξεταζόμενα φωτόνια.

Από τα παραπάνω γραφήματα παρατηρείται ότι οι συντελεστές αναγωγής απόδοσης I/η για τους δύο ανιχνευτές παρουσιάζουν παρά πολύ μικρές διαφορές μεταξύ τους για τα υλικά που μελετήθηκαν, της τάξης του 0.2%. Αυτό εξηγείται, όπως αναφέρθηκε ήδη, από το γεγονός ότι το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης εξαρτάται εξ' ολοκλήρου από τα υλικά του δείγματος και της πηγής και όχι τόσο από την χρησιμοποιούμενη ανιχνευτική διάταξη²³. Εφόσον δεν αλλάζουν τα υλικά είναι αναμενόμενο να μην υπάρχουν διαφοροποιήσεις στους υπολογιζόμενους συντελεστές αναγωγής ανάμεσα στους δύο ανιχνευτές. Επομένως, είναι ασφαλές να θεωρηθεί ότι τα συμπεράσματα που εξήχθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο για την εξάρτηση των συντελεστών η από την πυκνότητα, την ενέργεια και τη σύσταση του υλικού ισχύουν και για τον ανιχνευτή XίRa και για κάθε ανιχνευτή. Παρόλα αυτά ενδείκνυται ο υπολογισμός των συντελεστών εκ νέου για κάθε ανιχνευτή, όταν αυτό είναι εφικτό, για να πραγματοποιούνται οι υπολογισμοί της απόδοσης και της ενεργότητας με όσο το δυνατό μεγαλύτερη ακρίβεια.

²³ Το ενεργό βάθος αλληλεπίδρασης που πιθανόν διαφέρει από ανιχνευτή σε ανιχνευτή δεν φαίνεται να έχει αξιόλογη επίδραση κατά την εκτίμηση του συντελεστή αναγωγής της απόδοσης

Υποστρώματα και κατώτερα επίπεδα ανίχνευσης στην ανιχνευτική διάταξη HPGe

6.1 Εισαγωγή

Ένας από τους σημαντικότερους παράγοντες που διαμορφώνουν το ενεργειακό φάσμα στη γ -φασματοσκοπία είναι το υπόστρωμα. Ως υπόστρωμα ορίζεται το τμήμα εκείνο του φάσματος στο οποίο καταγράφονται φωτόνια τα οποία δεν μπορούν να αξιοποιηθούν για τον ποιοτικό ή ποσοτικό προσδιορισμό των ραδιενεργών ισοτόπων που υπάρχουν στο δείγμα. Οι πηγές του υποστρώματος είναι ποικίλες και εισάγουν αβεβαιότητα κατά τον προσδιορισμό της ραδιενέργειας του δείγματος. Για το σκοπό αυτό η ανιχνευτική διάταξη συνήθως είναι εφοδιασμένη με κατάλληλη θωράκιση. Ειδικά κατά τη γ -φασματοσκοπική ανάλυση περιβαλλοντικών δειγμάτων, όπου τα επίπεδα της ραδιενέργειας είναι σχετικά χαμηλά και απαιτείται η μέτρησή τους για μεγάλο χρονικό διάστημα, η συμβολή του υποστρώματος μπορεί να οδηγήσει σε μεγάλα επίπεδα αβεβαιότητας. Ένα ακόμη ζήτημα που αφορά πηγές με χαμηλά επίπεδα ραδιενέργειας είναι ο ορισμός του κατώτερου ορίου ανίχνευσης, δηλαδή το επίπεδο της ραδιενέργειας για το οποίο θεωρείται ότι μια φωτοκορυφή μπορεί να ανιχνευθεί μέσα στο υπόστρωμα.

Σε αυτό το κεφάλαιο θα εξετασθεί το υπόστρωμα του ανιχνευτή HPGe και θα παρουσιαστεί η μεθοδολογία υπολογισμού των μεγεθών που αφορούν την εκτίμηση της ραδιενέργειας του υποστρώματος. Επιπλέον, θα εξεταστούν οι διακυμάνσεις του υποστρώματος στις διάφορες φωτοκορυφές ενδιαφέροντος ανάλογα με τις συνθήκες λήψης του φάσματος, όπως για παράδειγμα την εποχή του χρόνου. Τέλος, θα προσδιοριστούν τα κατώτερα επίπεδα ανίχνευσης για το συγκεκριμένο ανιχνευτή HPGe.

6.2 Υπόστρωμα ανιχνευτικής διάταξης HPGe

6.2.1 Πηγές υποστρώματος

Το υπόστρωμα ορίζεται ως το τμήμα του φάσματος στο οποίο καταγράφονται φωτόνια τα οποία δεν μπορούν να αξιοποιηθούν για τον ποιοτικό ή ποσοτικό προσδιορισμό των ραδιενεργών ισωτόπων που υπάρχουν στο δείγμα. Το υπόστρωμα μπορεί να χαρακτηριστεί ως συνεχές και διακριτό. Το συνεχές υπόστρωμα αποτελεί θόρυβο σε όλο το ενεργειακό εύρος του φάσματος, ο οποίος εν γένει μειώνεται αυξανόμενης της ενέργειας. Το διακριτό υπόστρωμα αναφέρεται σε ανεξάρτητες φωτοκορυφές οι οποίες δημιουργούνται στο φάσμα από ισότοπα τα οποία δεν ανήκουν στην πηγή που εξετάζεται. Η ακτινοβολία υποστρώματος ή η ακτινοβολία υποβάθρου, οποιοδήποτε τύπου, οφείλεται σε πολλούς παράγοντες :

- Στη φυσική ραδιενέργεια των υλικών από τα οποία κατασκευάζεται η ανιχνευτική διάταξη και περιβάλλουν τον ανιχνευτή (όπως η θωράκιση).
- Στη ραδιενέργεια του υλικού του ίδιας της ανιχνευτικής διάταξης, του κρυστάτη ή του χάλκινου δακτυλίου στήριξης (^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{72}Ge , ^{73}Ge , ^{74}Ge , ^{76}Ge , ^{206}Pb και ^{207}Pb).
- Στη ραδιενέργεια που προέρχεται από την επιφάνεια της γης (terrestrial radiation) και από τα οικοδομικά υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή.
- Στη ραδιενέργεια που προέρχεται από άλλες πηγές που βρίσκονται στο εργαστήριο. Αυτός ο παράγοντας δεν είναι τόσο σημαντικός σε εργαστήρια περιβαλλοντικών αναλύσεων όπως το ΕΠΤ-ΕΜΠ.
- Στη ραδιενέργεια που προέρχεται από τον αέρα που περιβάλλει τον ανιχνευτή.
- Στη ραδιενέργεια που οφείλεται στις πρωτεύουσες και δευτερεύουσες συνιστώσες της κοσμικής ακτινοβολίας.
- Στην ακτινοβολία που εκπέμπεται ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, σκέδαση Compton κλπ) της ακτινοβολίας της πηγής με τις συνιστώσες της ανιχνευτικής διάταξης αλλά και την ίδια της πηγής.

6.2.1.1 Ραδιενέργεια υλικών

Η ραδιενέργεια των υλικών οφείλεται στη χαμηλή συνήθως περιεκτικότητα τους σε ραδιενεργά στοιχεία, συχνά με τη μορφή ακαθαρσιών (impurities). Τα πιο σημαντικά από αυτά είναι το ^{40}K και τα μακρόβια ισότοπα των φυσικών ραδιενεργών σειρών (^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U). Πέρα από τη φυσική ραδιενέργεια, το υπόστρωμα μπορεί να περιλαμβάνει και ακτινοβολία από προϊόντα σχάσης προερχόμενα από ραδιενεργά νέφη οφειλόμενα στη χρήση πυρηνικών όπλων ή πυρηνικά ατυχήματα, τα οποία έχουν επικαθίσει και έχουν ρυπάνει τα υλικά. Χαρακτηριστικό παράδειγμα, που αφορά την Ελλάδα, αποτελεί η εμφάνιση συγκεντρώσεων ^{137}Cs σε θωρακίσεις και ανιχνευτικές διατάξεις οι οποίες ήταν σε λειτουργία κατά την περίοδο του ατυχήματος στο Chernobyl. Όλα αυτά τα ισότοπα συμβάλλουν στη δημιουργία κυρίως του διακριτού υποστρώματος.

Η περιεκτικότητα των διαφόρων υλικών, επομένως και αυτών που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή της ανιχνευτικής διάταξης, σε ραδιενεργά ισότοπα ποικίλει σε μεγάλο βαθμό. Για παράδειγμα, υλικά όπως το πυρίμαχο γυαλί ή το αλουμίνιο, που χρησιμοποιείται σε ορισμένες ανιχνευτικές διατάξεις, περιέχουν κάλιο, θόριο ή ουράνιο υπό μορφή ιχνοστοιχείων. Τα περισσότερα υλικά που χρησιμοποιούνται στις ανιχνευτικές διατάξεις, περιέχουν τέτοια στοιχεία μόνο σε πολύ μικρές συγκεντρώσεις και η ενεργότητα τους ελαχιστοποιείται με την επιλογή υλικών υψηλής καθαρότητας. Ακόμα και τα υλικά που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή των ηλεκτρικών κυκλωμάτων μπορούν να εμφανίσουν μετρήσιμα επίπεδα ραδιενέργειας και είναι απαραίτητη η σωστή επιλογή τους και η μελέτη της συμμετοχής τους στη δημιουργία υποστρώματος στους ανιχνευτές γ-φασματοσκοπίας. Τέλος δεν πρέπει να αγνοείται και η συμβολή των υλικών της θωράκισης στο υπόστρωμα. Είναι πιθανό οι επιφάνειες των θωρακίσεων να παρουσιάζουν σημαντική ενεργότητα και εξαιτίας της επικάλυψης ιπτάμενων ραδιενεργών στοιχείων. Οι ανιχνευτικές διατάξεις που είναι κατασκευασμένες από υλικά εξαιρετικά υψηλής καθαρότητας τα οποία δεν συνεισφέρουν το υπόστρωμα ονομάζονται συστήματα χαμηλού υποστρώματος (low background systems).

6.2.1.2 Ραδιενέργεια του αέρα

Ένα σημαντικό ποσοστό του υποστρώματος μπορεί να προέρχεται από τη ραδιενέργεια που μεταφέρεται με τον ατμοσφαιρικό αέρα, είτε με τη μορφή αερίων είτε σωματιδίων σκόνης. Μία μέθοδος αντιμετώπισης είναι το φιλτράρισμα του αέρα ώστε να απομακρύνεται η ραδιενεργός σκόνη. Το ^{222}Rn (ραδόνιο) και το ^{220}Rn (θορόνιο) είναι βραχύβια ραδιενεργά αέρια που προέρχονται από τις φυσικές ραδιενεργές σειρές του ουρανίου και του θορίου, αντίστοιχα, και βρίσκονται είτε στο χώμα ή στα οικοδομικά υλικά. Η συγκέντρωσή τους στην ατμόσφαιρα μπορεί να ποικίλει ανάλογα με την ώρα της ημέρας και τις μετεωρολογικές συνθήκες. Κανένα από τα δύο δεν εκπέμπει ακτίνες- γ αλλά τα θυγατρικά τους (^{214}Pb , ^{214}Bi και ^{210}Pb για το ραδόνιο και ^{212}Pb , ^{212}Bi και ^{208}Tl για το θορόνιο) αποτελούν σημαντικές πηγές υποστρώματος στη γ -φασματοσκοπία. Τα ιχνοστοιχεία αυτά μπορούν να απορροφηθούν στο αεροζόλ της ατμόσφαιρας ή σε επιφάνειες εντός της θωράκισης της ανιχνευτικής διάταξης, με συνέπεια τα φωτόνια που εκπέμπουν να ανιχνεύονται στο φάσμα.

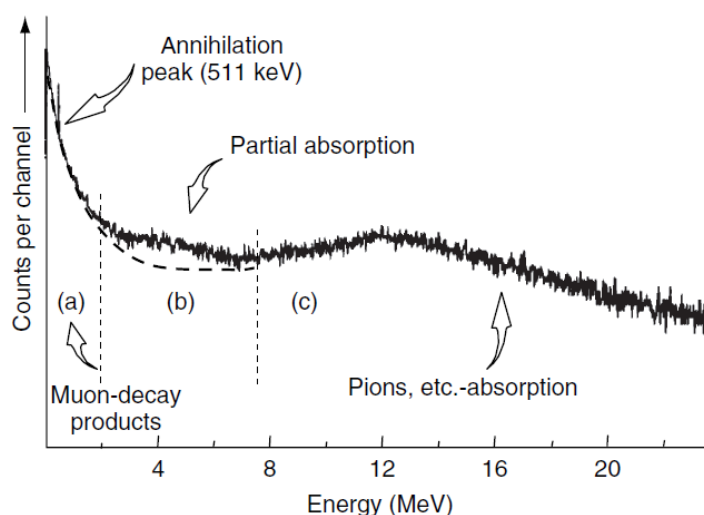
6.2.1.3 Κοσμική ακτινοβολία

Από τους βασικότερους παράγοντες που συμβάλλουν στη δημιουργία του υποστρώματος των ανιχνευτικών διατάξεων είναι η δευτερογενής ακτινοβολία που παράγεται από την αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με την ατμόσφαιρα της γης. Η πρωτογενής κοσμική ακτινοβολία, που έχει είτε γαλαξιακή είτε ηλιακή προέλευση, αποτελείται κυρίως από πρωτόνια και ένα ποσοστό πυρήνων ηλίου (σωματίδια- α) και βαρέων ιόντων, τα οποία εκπέμπονται με τεράστια ποσά κινητικής ενέργειας. Κατά τη διέλευση της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας από την ατμόσφαιρα, παράγεται μια μεγάλη ποικιλία δευτερευόντων σωματιδίων, συμπεριλαμβανομένων p και μ μεσονίων, ηλεκτρονίων, πρωτονίων, νετρονίων και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, με ενέργειες που ανέρχονται σε μερικές εκατοντάδες MeV. Ορισμένα είδη της παραγόμενης ακτινοβολίας μπορούν να προσεγγίσουν την επιφάνεια της γης και να αλληλεπιδράσουν με τα ανιχνευτικά συστήματα, συνεισφέροντας στην αύξηση του υποστρώματος.

Δευτερογενή σωματίδια μπορούν επίσης να δημιουργηθούν και στη θωράκιση που περιβάλλει τον ανιχνευτή από υψηλής ενέργειας κοσμικές συνιστώσες. Για

παράδειγμα, τα πιόνια και τα μυόνια μπορούν, αλληλεπιδρώντας με τη θωράκιση να παράγουν ηλεκτρόνια και ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung). Αυτή η δευτερογενής ακτινοβολία μπορεί να μειώσει τα οφέλη που αναμένονται από την επιλογή θωράκισης μεγαλύτερου πάχους για την εξάλειψη της επίδρασης άλλων πηγών υποστρώματος. Για παράδειγμα, αυξάνοντας το πάχος του μολύβδου στη θωράκιση πάνω από 10-15 cm θα έχει ελάχιστη επίδραση στην περαιτέρω μείωση του υποστρώματος από τις εξωτερικές ακτίνες-γ, μάλιστα υπάρχει η πιθανότητα να αυξηθεί τελικά το υπόστρωμα εξαιτίας της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας (Knoll G. F., 2000). Τα ταχέα νετρόνια, που παράγονται από αλληλεπιδράσεις της κοσμικής ακτινοβολίας μπορούν επίσης να παράγουν δευτερογενείς ακτίνες-γ.

Στο σχήμα 6.1 παρουσιάζεται φάσμα υποστρώματος το οποίο καλύπτει μία ευρεία περιοχή ενεργειών, το οποίο μετρήθηκε σε ανιχνευτή γερμανίου LEGe επιφάνειας 2000 mm² και πάχους 20 mm, εντός κρουστάτη χαμηλού υποστρώματος και θωράκισης μολύβδου επίσης χαμηλού υποστρώματος, πάχους 100 mm. Η μέτρηση του υποστρώματος διήρκησε 5 ημέρες. Όπως φαίνεται από το σχήμα το υπόστρωμα οφείλεται κυρίως στην ύπαρξη κοσμικής ακτινοβολίας. Παρατηρείται ότι το διάστημα ενεργειών που ενδιαφέρει συνήθως στη γ-φασματοσκοπία, δηλαδή 0-2 MeV, παρουσιάζει το υψηλότερο υπόστρωμα.



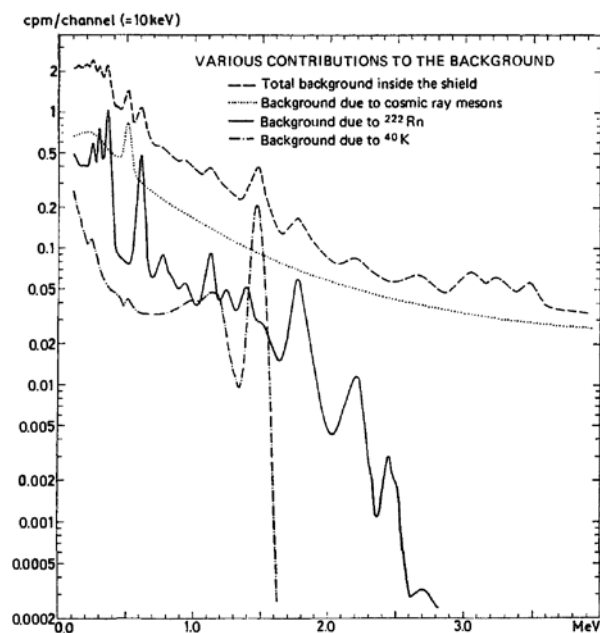
Σχήμα 6.1 : Φάσμα υποστρώματος ανιχνευτή γερμανίου σε πολύ ψηλές ενέργειες στο οποίο καταγράφεται η συμβολή της κοσμικής ακτινοβολίας (Gilmore G. R., 2008)

6.2.2 Το υπόστρωμα στη γ-φασματοσκοπική ανάλυση

6.2.2.1 Σχετικές συνεισφορές

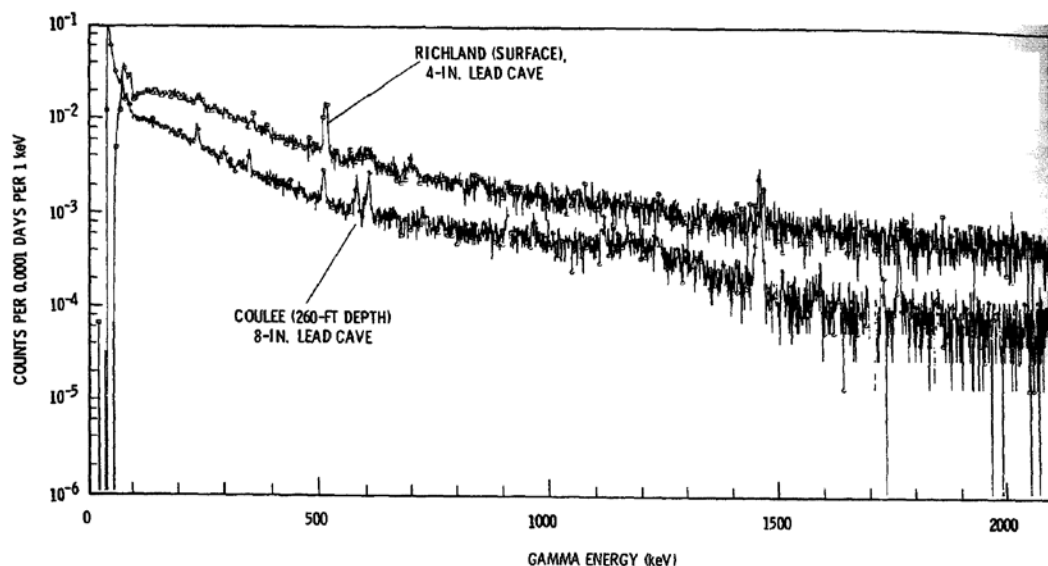
Η συνεισφορά των διαφορετικών συνιστωσών του υποστρώματος αλλάζει σε πολύ μεγάλο βαθμό ανάλογα με την περίπτωση. Στους ανιχνευτές ακτινοβολίας-γ χωρίς θωράκιση, η συνιστώσα της κοσμικής ακτινοβολίας είναι προφανώς η κυρίαρχη. Όταν παρέχεται επαρκής θωράκιση, τότε τόσο η ροή κοσμικής ακτινοβολίας όσο και το υπόστρωμα που οφείλεται σε ατμοσφαιρικές πηγές ακτινοβολίας-γ μειώνονται και η ενεργότητα των υλικών της ανιχνευτικής διάταξης και της θωράκισης που περιβάλλουν τον ανιχνευτή γίνεται η κύρια πηγή του υποστρώματος. Η εγκατάσταση ανιχνευτών γ-φασματοσκοπίας σε υπόγειους χώρους μπορεί να βοηθήσει στη μείωση του υποστρώματος που οφείλεται στην κοσμική ακτινοβολία, αλλά απαιτούνται δεκάδες ή εκατοντάδες μέτρα βάθους για την εξάλειψη των πιο διεσδυτικών συνιστωσών.

Στο σχήμα 6.2 παρουσιάζεται γραφικά η συμβολή διάφορων πηγών υποστρώματος, όπως υπολογίστηκαν από έναν ανιχνευτή ιωδιούχου νατρίου, NaI(Tl) διαστάσεων 7.6 2cm x 7.62 cm, εντός θωράκισης η οποία αποτελείται από 10 τόνους μολύβδου, 160 kg παραφίνης και μείγμα βορικού οξέως.



Σχήμα 6.2: Πηγές υποστρώματος σε ανιχνευτή NaI μέσα σε θωράκιση (Stenberg & Olsson, 1968)

Στο σχήμα 6.3 παρουσιάζεται η διαφορά στο υπόστρωμα ενός ανιχνευτή γερμανίου λόγω αλλαγής της θωράκισης και της θέσης του ανιχνευτή. Η άνω καμπύλη παρουσιάζει το φάσμα του υποστρώματος όπως καταγράφεται σε ανιχνευτή γερμανίου (85 cm^3) σε ένα απλό δωμάτιο με θωράκιση μολύβδου, ενώ η κάτω καμπύλη δείχνει τη μείωση που επιτεύχθηκε με την τοποθέτηση του ίδιου ανιχνευτή σε υπόγειο χώρο σε βάθος $\sim 80\text{m}$ και διπλασιασμό του πάχους της θωράκισης μολύβδου.



Σχήμα 6.3 : Εξάρτηση του υποστρώματος από τη θωράκιση και το βάθος τοποθέτησης του ανιχνευτή (Kaye J. H. et al., 1973)

Το υπόστρωμα στους ανιχνευτές ακτινοβολίας- γ εξαρτάται και από τον όγκο του ανιχνευτή. Ως εκ τούτου, σε κρίσιμες καταστάσεις, όπου το χαμηλό υπόστρωμα είναι απαραίτητο, είναι σημαντικό να επιλεγεί μέγεθος ανιχνευτή το οποίο να μην είναι μεγαλύτερο από το απαιτούμενο. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία ένα πρακτικό κριτήριο για την επιλογή ανιχνευτή κατάλληλου μεγέθους ο λόγος S^2/B , όπου S είναι ο ρυθμός κρούσεων που οφείλεται μόνο στην πηγή και B είναι ο ρυθμός κρούσεων του υποστρώματος (Knoll G. F., 2000). Όταν το μέγεθος του ανιχνευτή μεγιστοποιεί αυτό το λόγο τότε θεωρείται βέλτιστο. Ο ίδιος λόγος μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την επιλογή άλλων λειτουργικών παραμέτρων, όπως το κατώτερο επίπεδο ανίχνευσης κατά την προετοιμασία ενός πειράματος μέτρησης δειγμάτων χαμηλής ενεργότητας.

6.2.2.2 Διακυμάνσεις του υποστρώματος

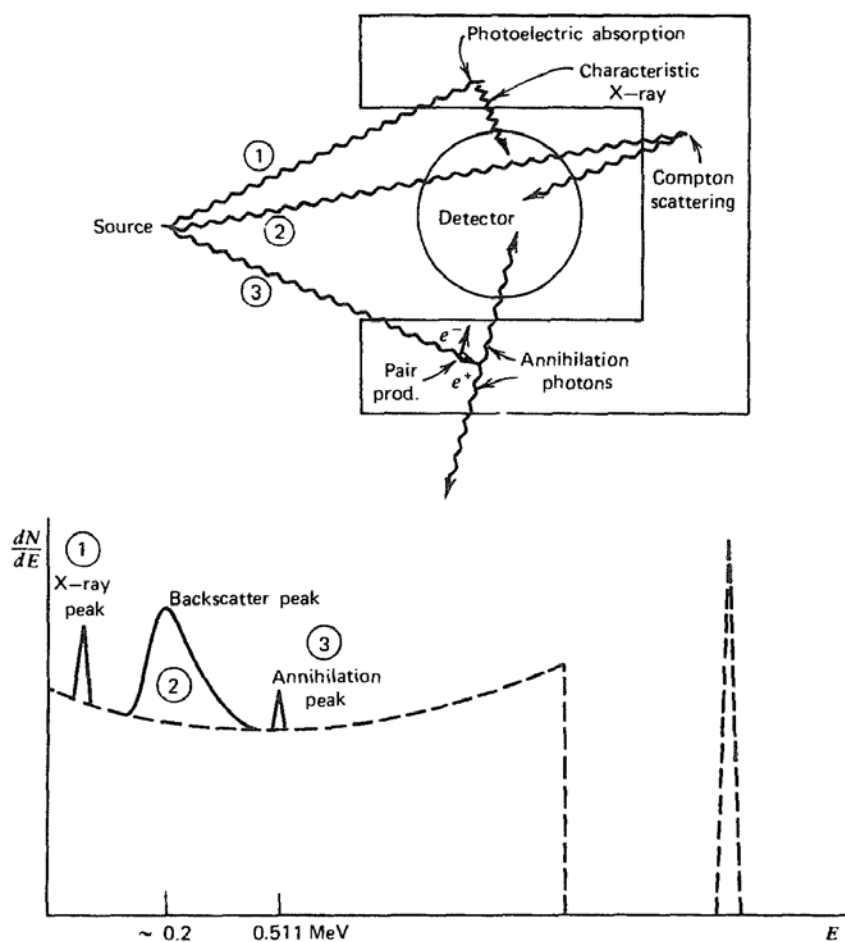
Ο ρυθμός κρούσεων του υποστρώματος σε ένα τυπικό ανιχνευτή παρουσιάζει κύμανση με το χρόνο. Σε πειράματα όπου ο ρυθμός κρούσεων είναι υψηλός, διακυμάνσεις στο υπόστρωμα είναι συνήθως πολύ μικρότερες από την ήδη υπάρχουσα στατιστική διακύμανση της μέτρησης, και συνεπώς δεν θεωρούνται σημαντικές. Σε τέτοιες περιπτώσεις, είναι αρκετή μια μονοήμερη μέτρηση του υποστρώματος (Knoll G. F., 2000).

Όταν μετρώνται ραδιενέργειες χαμηλού επιπέδου, οι διακυμάνσεις στο υπόστρωμα μπορεί να είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την ένταση της πηγής και ως εκ τούτου πρέπει να λαμβάνονται υπόψη. Η συνιστώσα του υποστρώματος που προέρχεται από τον ίδιο τον ανιχνευτή είναι πρακτικά σταθερή, αλλά μπορούν να παρατηρηθούν μικρές διακυμάνσεις σε βάθος χρόνου που σχετίζονται με θέματα σχετικά με ραδιενεργό ισορροπία, υποδιπλασιασμό βραχύβιων ισοτόπων κλπ. Γενικά, σημαντικές μεταβολές στο υπόστρωμα προέρχονται από αλλαγές είτε στην ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας είτε στην ραδιενέργεια του αέρα. Η σημαντικότερη μεταβολή του υποστρώματος που παρατηρείται σε ανιχνευτές ακτινοβολίας- γ οφείλεται στις διακυμάνσεις των θυγατρικών του ^{222}Rn στον αέρα. Η σημασία αυτής της πηγής υποστρώματος εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη γεωμετρία και τις συνθήκες εξαερισμού του χώρου γύρω από τον ανιχνευτή. Οι μεταβολές της ραδιενέργειας του αέρα γύρω από τον ανιχνευτή οφείλονται κυρίως στις μετεωρολογικές αλλαγές οι οποίες ευνοούν λιγότερο ή περισσότερο την εκροή του ραδονίου από το έδαφος και τα οικοδομικά υλικά στο χώρο που βρίσκεται ο ανιχνευτής. Σε πειράματα λοιπόν χαμηλής ραδιενέργειας, είναι προτιμότερο να εκτιμάται το υπόστρωμα όσο γίνεται πλησιέστερα χρονικά με το πείραμα. Επιπλέον, λήψη φασμάτων υποστρώματος πριν και μετά από τη μέτρηση θα επιτρέψουν την ανίχνευση οποιοδήποτε αλλαγών στο επίπεδο του υποστρώματος.

6.2.2.3 Υπόστρωμα που οφείλεται στην πηγή

Στη γ -φασματοσκοπία, μία ακόμα συνιστώσα που συμβάλλει στη δημιουργία υποστρώματος κατά τη μέτρηση είναι οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων της πηγής με τα υλικά της θωράκισης και τα υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή. Συνήθως ο

ανιχνευτής περιβάλλεται από υλικά τα οποία μπορεί να έχουν σημαντική επίδραση στην απόκριση του. Η ίδια η πηγή των φωτονίων συνήθως περιέχεται σε κάποιο δοχείο που να ενισχύει την εμφάνιση δευτερεύουσας ακτινοβολίας η οποία επηρεάζει το ενεργειακό φάσμα σε μεγάλο βαθμό. Στο σχήμα 6.4 παρουσιάζονται τα φαινόμενα που συνδράμουν στη διαμόρφωση του φάσματος λόγω της ακτινοβολίας της πηγής: χαρακτηριστικές ακτίνες-X, οπισθοσκέδαση και εξαΰλωση, φαινόμενα τα οποία περιγράφονται ακολούθως.



Σχήμα 6.4: Ενεργειακό φάσμα λόγω της ακτινοβολίας της πηγής. (Knoll G. F, 2000)

➤ Κορυφή οπισθοσκέδασης:

Στα ενεργειακά φάσματα των ανιχνευτών γ-φασματοσκοπίας συχνά εμφανίζεται μια αιχμή στην περιοχή των 200-250 keV, η οποία ονομάζεται αιχμή οπισθοσκέδασης. Η αιχμή αυτή η οποία έχει εύρος αρκετά μεγαλύτερο από μία φωτοκορυφή πλήρους απόθεσης ενέργειας και δεν είναι εν γένει συμμετρική, οφείλεται στα φωτόνια τα οποία μετά την εκπομπή τους από την

πηγή πραγματοποίησαν οπισθοσκέδαση Compton σε υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή και στη συνέχεια απόθεσαν την απομένουσα ενέργεια τους στον ανιχνευτή. Αυτού του είδους η αλληλεπίδραση απεικονίζεται στο παραπάνω σχήμα στην περίπτωση 2. Όπως φαίνεται από το σχήμα τα φωτόνια τα οποία συμβάλλουν στη δημιουργία της φωτοκορυφής είναι αυτά που σκεδάζονται με αρκετά μεγάλες γωνίες. Σύμφωνα με τη σχέση που περιγράφει το φαινόμενο Compton, διαπιστώνεται ότι η σκέδαση σε γωνίες μεγαλύτερες των 110° - 120° εκπέμπει φωτόνια με παραπλήσιες ενέργειες. Επομένως, μια μονοενεργειακή πηγή θα παράγει σκεδαζόμενα φωτόνια με ενέργεια στην περιοχή ~ 180 - 250 keV ώστε να δημιουργηθεί μια αιχμή στο φάσμα, κάτι που αποδεικνύεται και αναλυτικά. Η ενέργεια της φωτοκορυφής οπισθοσκέδασης για 180° υπολογίζεται από τη σχέση :

$$E'_{180} = \frac{E}{1 + 2E/m_0c^2} \quad (6.1)$$

Στην περίπτωση που η αρχική ενέργεια εκπομπής των φωτονίων είναι αρκετά μεγάλη ($E \gg m_0c^2/2$), η παραπάνω σχέση απλοποιείται στην ακόλουθη :

$$E' \cong \frac{m_0c^2}{2} = \frac{511}{2} \quad (6.2)$$

Ως εκ τούτου η φωτοκορυφή οπισθοσκέδασης βρίσκεται πάντοτε στην περιοχή έως ~ 250 keV.

Πέρα από την οπισθοσκέδαση, ένας παράγοντας που αυξάνει το συνεχές υπόστρωμα του φάσματος είναι και οι σκεδάσεις των φωτονίων της πηγής στον ίδιο τον ανιχνευτή. Όπως έχει αναφερθεί ήδη, τα φωτόνια της πηγής είναι πιθανό να μην αποθέσουν όλη την ενέργεια τους στον όγκο του ανιχνευτή αλλά μόνο ένα μέρος της, πραγματοποιώντας σκέδαση Compton, και στη συνέχεια να διαφύγουν από το υλικό του ανιχνευτή με όση ενέργεια τους απομένει. Το ποσοστό της ενέργειας που αποτίθεται στην περίπτωση αυτή στον ανιχνευτή δεν είναι πάντοτε ίδιο και ως εκ τούτου καταγράφεται σε τυχαία σημεία του φάσματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του συνεχούς υποστρώματος του φάσματος, κυρίως στην περιοχή μέσων και μικρών ενεργειών.

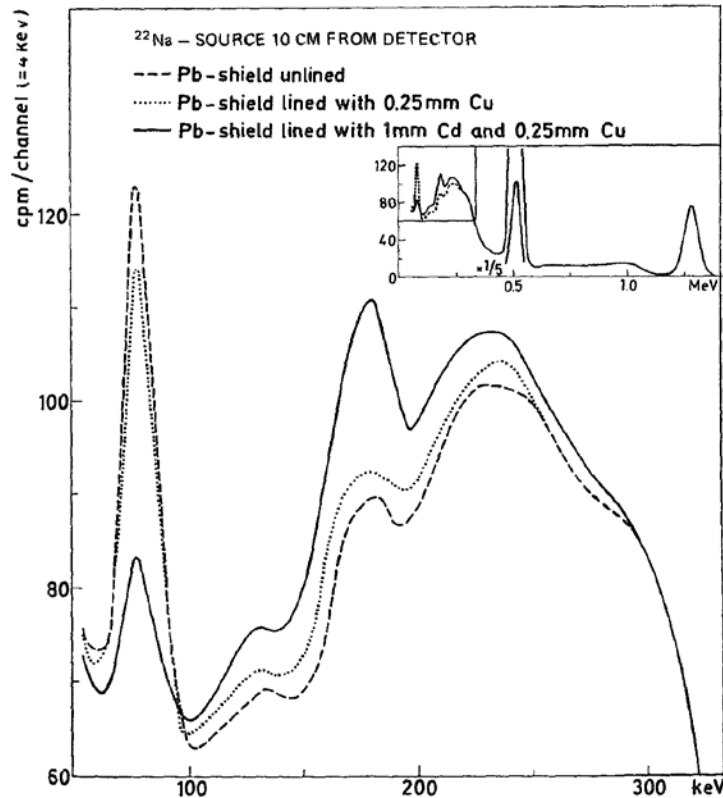
➤ Εξαύλωση ποζιτρονίων

Αρκετά υψηλής ενέργειας φωτόνια μπορεί να αλληλεπιδράσουν με δίδυμη γένεση εντός, του ανιχνευτή ή υλικών υψηλού ατομικού αριθμού τα οποία περιβάλλουν τον ανιχνευτή οδηγώντας στην εκπομπή ποζιτρονίων. Τα ποζιτρόνια αυτά στη συνέχεια εξαυλώνονται οδηγώντας στην εκπομπή φωτονίων ενέργειας 511 keV. Ακόμη υπάρχει η πιθανότητα η ίδια η πηγή να παράγει ποζιτρόνια τα οποία εξαυλώνονται αμέσως και εκπέμπουν τα αντίστοιχα φωτόνια.

➤ Ακτίνες-X

Μια ακόμη αλληλεπίδραση των φωτονίων που μπορεί να οδηγήσει στην παραγωγή σημαντικών φωτοκορυφών στο φάσμα είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Όταν τα φωτόνια της πηγής αλληλεπιδρούν με τα υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή μέσω αυτού του μηχανισμού παράγονται χαρακτηριστικές ακτίνες-X οι οποίες μπορούν να φτάσουν τον ανιχνευτή. Εάν ο ατομικός αριθμός του υλικού είναι μεγάλος, η παραγόμενη ακτίνα-X θα είναι αρκετά μεγάλης ενέργειας και θα μπορεί να ανιχνευθεί. Ως εκ τούτου, υλικά μεγάλου ατομικού αριθμού πρέπει να αποφεύγονται στην άμεση γειτονιά του ανιχνευτή. Όμως, τα πιο αποτελεσματικά υλικά για τη θωράκιση των ανιχνευτών, όπως το μολύβι για παράδειγμα, έχουν αρκετά μεγάλο ατομικό αριθμό. Για αυτό το λόγο επιλέγονται σύνθετες θωρακίσεις οι οποίες κατασκευάζονται στο μεγαλύτερο όγκο τους από υλικό υψηλού ατομικού αριθμού και εσωτερικά καλύπτονται από υλικό χαμηλότερου ατομικού αριθμού. Το εσωτερικό στρώμα λειτουργεί σαν απορροφητής των ακτινών-X που παράγονται από τον κυρίως όγκο της θωράκισης, εκπέμποντας ταυτόχρονα τις δικές του χαρακτηριστικές ακτίνες-X οι οποίες είναι χαμηλότερης ενέργειας. Στο σχήμα 6.5 παρουσιάζεται η περιοχή χαμηλών ενεργειών από φάσμα πηγής ^{22}Na , η οποία εκπέμπει ακτίνες- γ στα 1274keV, όπως συλλέχθηκε σε ανιχνευτή ιωδιούχου νατρίου, NaI(Tl). Στο σχήμα παρουσιάζεται η κορυφή οπισθοσκέδασης (170 keV) αλλά και φωτοκορυφή χαρακτηριστικών ακτινών-X (77 keV) του μολύβδου της θωράκισης. Στο ίδιο σχήμα και η μεταβολή που παρουσιάζεται στο υπόστρωμα με την προθήκη εσωτερικών στρωμάτων χαλκού και καδμίου. Όπως παρατηρείται η προσθήκη των στρωμάτων αυτών μειώνει τις ακτίνες-X λόγω φωτοηλεκτρικού φαινομένου στον ανιχνευτή, αλλά

παράλληλα ευνοεί τις σκεδάσεις Compton στα υλικά χαμηλότερο Z, με αποτέλεσμα το συνεχές υπόστρωμα λόγω της οπισθοσκέδασης των φωτονίων στη θωράκιση να αυξάνεται ελαφρώς.



Σχήμα 6.5 : Φάσμα πηγής ^{22}Na σε ανιχνευτή $\text{NaI}(\text{Tl})$ ($7.62\text{cm} \times 7.62\text{cm}$) (Stenberg & Olsson, 1968).

6.3 Θωράκιση ανιχνευτών γ-φασματοσκοπίας

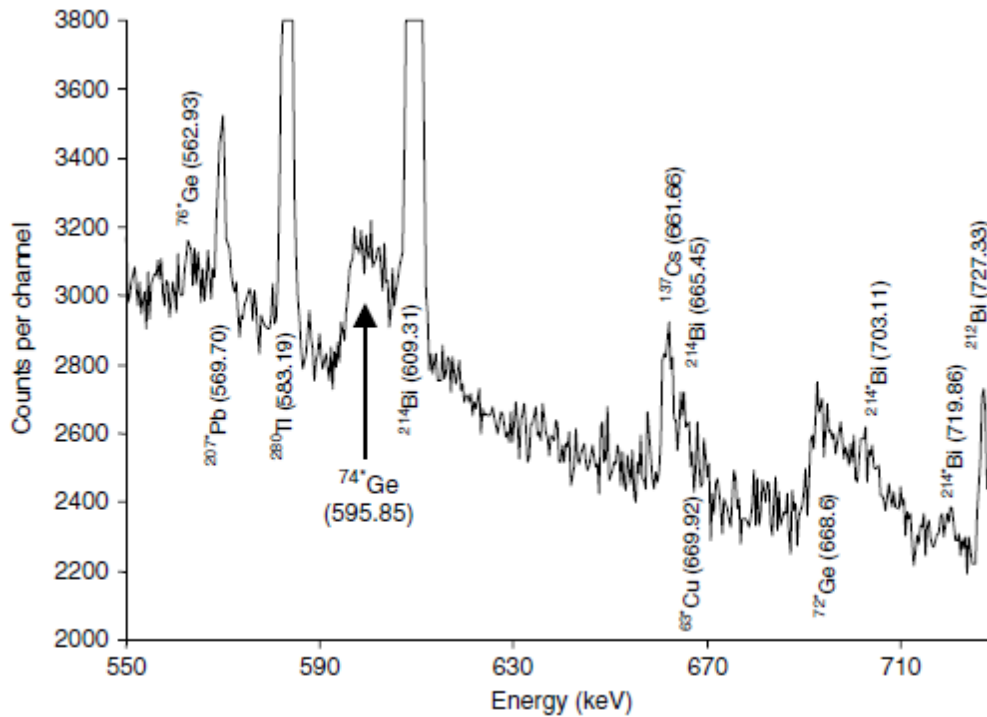
Ο λόγος ύπαρξης της θωράκισης σε μια ανιχνευτική διάταξη είναι να μειώσει το ποσό της ακτινοβολίας υποστρώματος που φτάνει στον ανιχνευτή. Αυτό σημαίνει ότι ο ανιχνευτής περιβάλλεται από υλικά μεγάλου ατομικού αριθμού, προκειμένου να απορροφώνται σε αυτά τα εξωτερικά φωτόνια. Για παράδειγμα, για να θωρακιστούν ακτίνες φωτονίων 1 MeV μπορούν να χρησιμοποιηθούν τρία υλικά: σίδηρος, χαλκός και μόλυβδος. Προφανώς μια θωράκιση από μόλυβδο θα απαιτούσε μικρότερο πάχος, άρα λιγότερο υλικό, από ότι μια θωράκιση σιδήρου ή χαλκού. Παρόλα αυτά αν ληφθεί υπόψη το κόστος της κατασκευής ο σίδηρος μοιάζει η καταλληλότερη επιλογή. Καθώς

όμως ο σίδηρος που παράγεται σήμερα και ο οποίος σε μεγάλο βαθμό προέρχεται από ανακύκλωση έχει συχνά ίχνη ^{60}Co συνήθως δεν αποτελεί την πρώτη επιλογή. Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι η μείωση της έντασης της εξωτερικά προσπίπτουσας ακτινοβολίας δεν είναι το μόνο κριτήριο για την επιλογή κατάλληλης θωράκισης.

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, η αύξηση του ατομικού αριθμού του υλικού ενός απορροφητή εμποδίζει την πραγματοποίηση σκεδάσεων Compton ενώ αντίθετα ενισχύει το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και τη δίδυμη γένεση. Εάν μια θωράκιση κατασκευαστεί από μόλυβδο και όχι σίδηρο θα είναι μικρότερος ο αριθμός των φωτονίων που θα πραγματοποιήσουν σκέδαση Compton από αυτές που θα απορροφηθούν. Όπως προαναφέρθηκε, η απορρόφηση των φωτονίων της πηγής από τη μολύβδινη θωράκιση μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου μπορεί να οδηγήσει σε σημαντική εμφάνιση ακτινών-X στο ενεργειακό φάσμα. Οι χαρακτηριστικές ακτίνες-X αλλά και ορισμένα ιχνοστοιχεία τα οποία μπορεί να περιέχονται στον μόλυβδο, μπορούν να απορροφηθούν εύκολα από ένα στρώμα υλικού μικρότερου ατομικού αριθμού προσαρτημένο στο εσωτερικό της θωράκισης, όπως καδμίου ή κασσίτερου. Γίνεται κατανοητό ότι όποιο υλικό και να επιλεγεί, είναι απαραίτητη η εξάλειψη των χαρακτηριστικών του ακτινών-X. Ένα στρώμα από χαλκό θα ήταν αρκετό για αυτό.

Σε κάθε περίπτωση δεν πρέπει να παραβλέπεται το γεγονός ότι η τοποθέτηση υλικών χαμηλού ατομικού αριθμού κοντά στον ανιχνευτή θα οδηγήσει σε αύξηση των φωτονίων που πραγματοποιούν οπισθοσκεδάσεις. Πρακτικά λοιπόν μπορεί να θεωρηθεί ότι η βαθμωτή θωράκιση είναι ένας συμβιβασμός μεταξύ της μείωσης του υποστρώματος μέσω της απορρόφησης των ακτινών-X του μολύβδου και της αύξησης του υποστρώματος εξαιτίας της οπισθοσκεδάσης των φωτονίων.

Στο σχήμα 6.6 παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα υποστρώματος στην περιοχή μέσω ενεργειών όπως λαμβάνεται από ανιχνευτή γερμανίου με θωράκιση μολύβδου, καδμίου και χαλκού. Γίνεται εμφανές ότι ακόμα και η προσεκτική επιλογή των στρωμάτων της θωράκισης δεν εξαλείφει πλήρως το υπόστρωμα.



Σχήμα 6.6 : Φάσμα υποστρώματος μέσω των ενεργειών τυπικού ανιχνευτή γερμανίου με θωράκιση μολύβδου, καδμίου, χαλκού (Bossew P.,2005; Gilmore G. R, 2008).

Ένας άλλος τρόπος μείωσης του συνεχούς υποστρώματος είναι η χρήση ενεργητικών θωρακίσεων. Οι ενεργητικές θωρακίσεις (συστήματα Compton Suppression) περιλαμβάνουν τη χρήση ενός επιπλέον ανιχνευτή για την καταγραφή των σκεδαζόμενων φωτονίων. Τα ηλεκτρονικά των διατάξεων αυτών είναι τέτοια που όταν ένα φωτόνιο αφήσει μέρος της ενέργειάς του στον ανιχνευτή HPGe και το υπόλοιπο στον άλλο ανιχνευτή, δηλαδή όταν καταγράφεται σήμα και στους δύο ανιχνευτές, δεν επιτρέπουν την καταγραφή του σήματος του HPGe.

6.4 Κατώτερα όρια ανίχνευσης στη γ-φασματοσκοπία

Όσο πιο χαμηλά είναι τα επίπεδα ραδιενέργειας του δείγματος τόσο πιο έντονη είναι η συμβολή του υποστρώματος στο φάσμα, καθώς απαιτούνται μετρήσεις μεγάλης διάρκειας. Ορίζεται έτσι η ελάχιστη ραδιενέργεια που μπορεί να ανιχνεύσει μία διάταξη, δηλαδή εκείνη τη συγκέντρωση που μπορεί να θεωρηθεί στατιστικά διάφορη του υποστρώματος για ένα συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης. Η ελάχιστη αυτή

ραδιενέργεια εξαρτάται από την ανιχνευτική διάταξη και την υπό εξέταση πηγή. Επομένως το ελάχιστο επίπεδο ραδιενέργειας μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως κριτήριο σύγκρισης διαφορετικών διατάξεων ή και τεχνικών ανάλυσης, επιτρέποντας στον ερευνητή να επιλέξει την καταλληλότερη για το δείγμα που θα εξεταστεί.

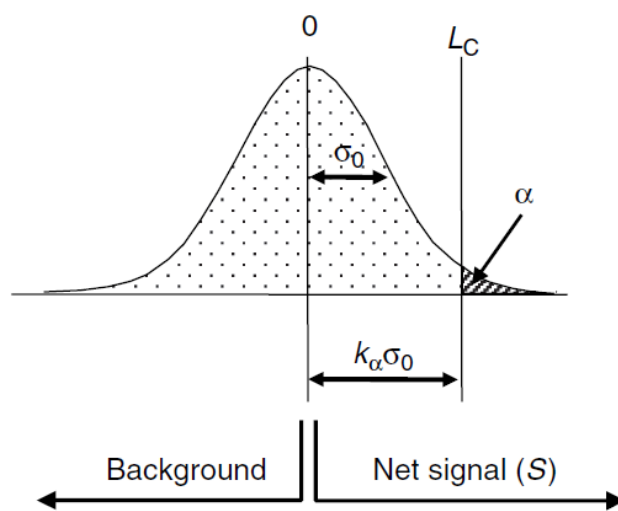
Τα μεγέθη μέσω των οποίων προσδιορίζεται το ελάχιστο ανιχνεύσιμο επίπεδο ραδιενέργειας, ορίστηκαν για πρώτη φορά στην εργασία (Currie L.A., 1968). Τα μεγέθη, που ονομάστηκαν όρια ανίχνευσης, αποτελούν εκτιμήσεις των οριακών τιμών που μπορεί να λάβει η ραδιενέργεια πηγής σε μία ανιχνευτική διάταξη. Οι εκτιμήσεις αυτές εκφράζονται με τις έννοιες του Κρίσιμου Ορίου (Critical Limit, L_C), του Ορίου Ανίχνευσης (Detection Limit, L_D) και τέλος της Ελάχιστης Ανιχνεύσιμης Ραδιενέργειας (Minimum Detectable Activity, MDA). Οι εξειδίκευση αυτών των εννοιών πάνω στη γ -φασματοσκοπία πραγματοποιήθηκε στις δημοσιεύσεις (Gilmore G. and Hemingway J., 1995), (ISO 11929-3, 2000). Οι παραπάνω έννοιες θα αναλυθούν με λεπτομέρεια στις επόμενες παραγράφους ενώ θα παρουσιαστούν και οι τρόποι υπολογισμού τους.

6.4.1 Το κρίσιμο όριο, L_C (Critical Limit)

Το κρίσιμο όριο είναι η απάντηση στην ερώτηση «είναι ο καθαρός αριθμός κρούσεων καθαρός;». Αποτελεί λοιπόν το κριτήριο για το στατιστικό έλεγχο του κατά πόσο μια φωτοκορυφή που εμφανίζεται στο φάσμα προκαλείται από την πηγή ή είναι απλά μια κύμανση του υποστρώματος. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, μετά τη μέτρηση της φωτοκορυφής είναι απαραίτητο να προσδιοριστεί η στατιστική σημασία της. Εφόσον μία φωτοκορυφή θεωρείται στατιστικά μη σημαντική όταν καλύπτεται πλήρως από το υπόστρωμα, η διαπίστωση αυτή δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί με αναφορά μόνο την επιφάνεια της φωτοκορυφής, αλλά πρέπει να ληφθεί υπόψη και η αβεβαιότητα του υποστρώματος. Δεδομένου ότι το υπόστρωμα για κάθε δείγμα που εξετάζεται μπορεί να είναι διαφορετικό, σύμφωνα με αυτά που αναφέρθηκαν σε προηγούμενες παραγράφους, το κρίσιμο όριο ανίχνευσης πρέπει να υπολογίζεται ξεχωριστά για κάθε δείγμα.

Έστω δείγμα με μηδενική ραδιενέργεια το οποίο εξετάστηκε σε ανιχνευτή N φορές όπου N πολύ μεγάλο. Για κάθε διαφορετική μέτρηση, η οποία στην ουσία περιλαμβάνει μόνο υπόστρωμα, λήφθηκε ένας διαφορετικός αριθμός κρούσεων A για

μα «ψευδοκορυφή» του δείγματος. Οι τιμές A , εφόσον το N είναι αρκετά μεγάλο, ακολουθούν κανονική κατανομή με μέση τιμή μηδέν και τυπική απόκλιση σ_0 . Η κατανομή παρουσιάζεται στο σχήμα 6.9. Το ερώτημα της ύπαρξης ραδιενέργειας στο δείγμα, απαντάται μέσω του ορισμού ενός ορίου για την τιμή του μεγέθους A και για ένα συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης, πάνω από το οποίο μπορεί να θεωρηθεί ότι η επιφάνεια A διαφέρει στατιστικά σημαντικά από το 0 για το συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης. Το όριο αυτό είναι το κρίσιμο όριο L_C .



Σχήμα 6.9 : Γραφική αναπαράσταση του ορισμού του κρίσιμου ορίου L_C για επίπεδο αβεβαιότητα α . (Gilmore G. R, 2008)

Το κρίσιμο όριο L_C υπολογίζεται ως πολλαπλάσιο της τυπικής απόκλισης σ_0 σύμφωνα με τον τύπο :

$$L_C = k_\alpha \cdot \sigma_0 \quad (6.3)$$

όπου k_α , ο συντελεστής πολλαπλασιασμού της τυπικής απόκλισης ο οποίος εξαρτάται από το επίπεδο εμπιστοσύνης που επιλέγεται. Για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, $k_\alpha = 1.645$. Η τυπική απόκλιση σ_0 της κατανομής μπορεί να εκτιμηθεί μέσω των διακυμάνσεων του συνεχούς υποστρώματος. Με βάση αυτή τη διαπίστωση προκύπτει η ακόλουθη σχέση (Gilmore G. and Hemingway J., 1995), (ISO 11929-3, 2000) :

$$\sigma_0^2 = B \cdot \left(1 + \frac{n}{2 \cdot m} \right) \quad (6.4)$$

όπου:

n: το πλήθος των καναλιών του φάσματος που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της φωτοκορυφής, ο οποίος εκτιμάται από τη σχέση²⁴ :

$$n = 2 \cdot FW \cdot 1M \quad (6.5)$$

m: ο αριθμός των καναλιών εκατέρωθεν της φωτοκορυφής που χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό του συνεχούς υποστρώματος με τη μέθοδο του τραπέζιου. Τα κανάλια εκατέρωθεν της φωτοκορυφής υπολογίζονται από τη παρακάτω σχέση, με μέγιστο περιορισμό των 6 καναλιών :

$$\frac{m}{2} = 1.4 \cdot FW \cdot 1M \quad (6.6)$$

B: ο αριθμός των κρούσεων που καταγράφονται στο συνεχές υπόστρωμα κάτω από τη φωτοκορυφή στο φάσμα του δείγματος. Ο αριθμός αυτός υπολογίζεται με τη μέθοδο του τραπέζιου, σύμφωνα με την οποία το συνεχές υπόστρωμα ορίζεται ως το τραπέζιο που βρίσκεται κάτω από τη φωτοκορυφή.

Καταλήγοντας, προκύπτει ότι το κρίσιμο όριο L_C για επίπεδο εμπιστοσύνης 95% υπολογίζεται από τον τύπο :

$$L_C = 1.645 \cdot \sqrt{B \cdot \left(1 + \frac{n}{2 \cdot m}\right)} \quad (6.7)$$

6.4.2 Το όριο ανίχνευσης, L_D (Detection Limit)

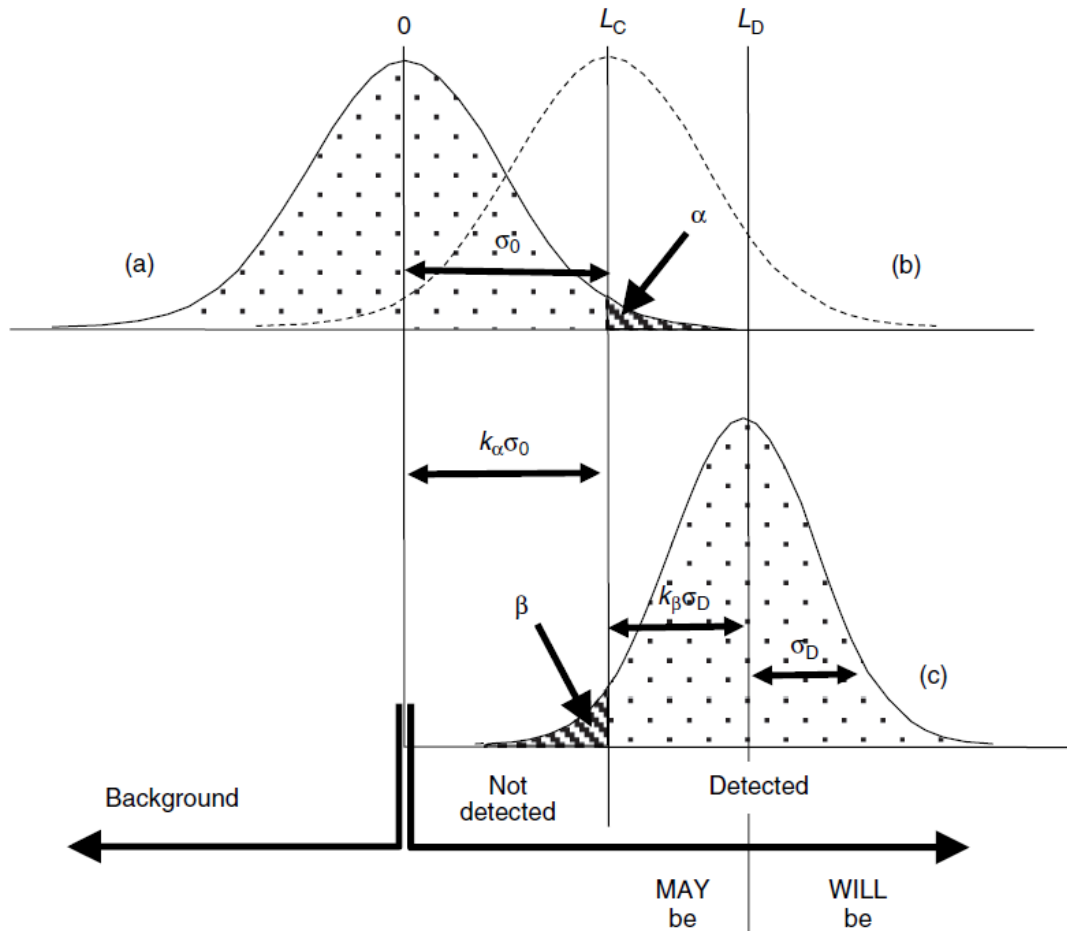
Το όριο ανίχνευσης L_D είναι η απάντηση στην ερώτηση «ποιός είναι ο ελάχιστος αριθμός κρούσεων, δηλαδή η ελάχιστη ραδιενέργεια που η διάταξη μπορεί να ανιχνεύσει, με κάποια συγκεκριμένη βεβαιότητα;». Πρέπει να γίνει σαφές ότι το κρίσιμο όριο L_C είναι *a posteriori* εκτίμηση, δηλαδή προσδιορίζεται μετά τη λήψη του φάσματος και βασίζεται στις πραγματικές καταγεγραμμένες κρούσεις, εκφράζοντας τα

²⁴ Όπου $FW \cdot 1M$ είναι το εύρος δεκάτου ύψους της φωτοκορυφής. Τα όρια της φωτοκορυφής είναι κεντροειδές $\pm FW \cdot 1M$

χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου φάσματος. Αντίθετα, το όριο ανίχνευσης L_D είναι μια *a priori* εκτίμηση του τι μπορεί να επιτευχθεί με τη συγκεκριμένη ανιχνευτική διάταξη, δηλαδή εκφράζει τον αριθμό κρούσεων που θα ήταν απαραίτητο να καταγραφούν σε μια φωτοκορυφή ώστε να υπάρχει βεβαιότητα, κατά ένα συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης, ότι κάτι ανιχνεύεται εκεί.

Έστω δείγμα το οποίο αποδίδει φωτοκορυφή καθαρής επιφάνειας A ίση με το κρίσιμο όριο L_C . Το δείγμα αυτό μετριέται στην ανιχνευτική διάταξη N φορές όπου N πολύ μεγάλο. Οι τιμές που λαμβάνονται για το μέγεθος A , από τις N μετρήσεις, ακολουθούν κανονική κατανομή, αν το μέγεθος N είναι αρκετά μεγάλο, με μέση τιμή το L_C . Σύμφωνα με τον ορισμό του κρίσιμου ορίου από αυτές τις τιμές που καταγράφονται το 50%, δηλαδή για $A < L_C$, θεωρείται στατιστικά ίσο με το 0, ενώ το υπόλοιπο 50%, $A > L_C$, είναι ανιχνεύσιμο. Δεδομένου ότι για τη βεβαιότητα ανίχνευσης απαιτείται υψηλότερο επίπεδο εμπιστοσύνης από το 50% που προσφέρει το κρίσιμο όριο L_C , το όριο ανίχνευσης L_D θα είναι μεγαλύτερο του κρίσιμου ορίου.

Έστω τώρα δείγμα το οποίο αποδίδει φωτοκορυφή καθαρής επιφάνειας A ίση με το όριο ανίχνευσης L_D . Αν το δείγμα μετρηθεί αρκετές φορές, τότε το μέγεθος A θα ακολουθεί κανονική κατανομή με μέση τιμή L_D και τυπική απόκλιση σ_D . Όπως φαίνεται από το σχήμα 6.10, ένα ποσοστό β της καμπύλης βρίσκεται κάτω από το κρίσιμο όριο L_C , επομένως δεν ανιχνεύεται. Αν το όριο L_D επιλεγεί κατάλληλα τότε το ποσοστό αυτό θα αντιπροσωπεύει την επιθυμητή αβεβαιότητα δηλαδή για συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης το β θα είναι το ποσοστό αβεβαιότητα.



Σχήμα 6.10 : Γραφική αναπαράσταση του ορισμού του ορίου ανίχνευσης L_D για επίπεδο αβεβαιότητα β . (Gilmore G. R., 2008).

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι το όριο ανίχνευσης L_D υπολογίζεται από τη σχέση :

$$L_D = L_C + k_\beta \cdot \sigma_D \quad (6.8)$$

όπου k_β ο συντελεστής πολλαπλασιασμού της τυπικής απόκλισης ο οποίος εξαρτάται από το επίπεδο εμπιστοσύνης που επιλέγεται. Για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, $k_\beta = 1.645$. Για τον υπολογισμό της τυπικής απόκλισης σ_D υπάρχουν δύο διαφορετικές προσεγγίσεις:

- Η πρώτη προσέγγιση παρουσιάζεται στη δημοσίευση Gilmore G. & Hemingway J. του 1995 και εκφράζει την τυπική απόκλιση με τη σχέση :

$$\sigma_D^2 = L_D + \sigma_0^2 \quad (6.9)$$

Η παραπάνω σχέση οδηγεί στον υπολογισμό του ορίου ανίχνευσης σύμφωνα με τον τύπο :

$$L_D = 2.71 + 3.29 \cdot \sqrt{B \cdot \left(1 + \frac{n}{2 \cdot m}\right)} \quad (6.10)$$

- Η δεύτερη προσέγγιση παρουσιάζεται στη δημοσίευση ISO 11929-3 του 2000 και στηρίζεται στην υπόθεση ότι οι τυπικές αποκλίσεις σ_0 και σ_D είναι ίσες. Ως εκ τούτου το όριο ανίχνευσης υπολογίζεται από τον τύπο :

$$L_D = 3.29 \cdot \sqrt{B \cdot \left(1 + \frac{n}{2 \cdot m}\right)} \quad (6.11)$$

Όπως φαίνεται, τα αποτελέσματα που δίνουν οι δύο τύποι έχουν πολύ μικρή διαφορά, δεδομένου μάλιστα ότι το όριο ανίχνευσης εκφράζει αριθμό κρούσεων. Οπότε, γνωρίζοντας ότι ο αριθμός των κρούσεων ανέρχεται πάντοτε σε μερικές εκατοντάδες το λιγότερο, η διαφορά των 2.71 κρούσεων μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα και οι δύο σχέσεις να χαρακτηριστούν ως ισοδύναμες.

Από το σχήμα 6.10 γίνεται αντιληπτό ότι αν η επιφάνεια μιας φωτοκορυφής ήταν κάτω από το κρίσιμο όριο τότε η ραδιενέργεια αυτής κατά πάσα πιθανότητα δεν θα μπορούσε να ανιχνευθεί. Εάν η επιφάνεια ήταν πάνω από το κρίσιμο όριο αλλά κάτω από το όριο ανίχνευσης, τότε μπορεί να ήταν ανιχνεύσιμη. Αν ήταν πάνω από το όριο ανίχνευσης τότε είναι σχεδόν βέβαιο ότι θα ανιχνευόταν από τη διάταξη. Πρέπει να επισημανθεί ότι φυσικά είναι πάντοτε δυνατό να ανιχνευθούν και φωτοκορυφές κάτω από το όριο ανίχνευσης. Επομένως το όριο ανίχνευσης για συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης π.χ. 95% δεν εκφράζει πρακτικά το ελάχιστο αριθμό κρούσεων που μπορεί να ανιχνευθεί ως φωτοκορυφή από μια διάταξη, αλλά τον ελάχιστο αριθμό κρούσεων που μπορεί να ανιχνευθεί το 95% των περιπτώσεων.

6.4.3 Ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια, MDA (Minimum Detectable Activity)

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια MDA είναι μέγεθος ανάλογο του ορίου ανίχνευσης με τη διαφορά ότι εκφράζεται σε Bq και όχι αριθμό κρούσεων. Όπως και το όριο ανίχνευσης, δεν αποτελεί την πραγματικά ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια της διάταξης, αλλά είναι μια *a priori* εκτίμηση του απαιτούμενου ποσού ραδιενέργειας που πρέπει να έχει το δείγμα για να ανιχνευθεί στη συγκεκριμένη διάταξη με δεδομένη βεβαιότητα από το επίπεδο εμπιστοσύνης. Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια μπορεί να αποτελέσει ένα μέτρο σύγκρισης διαφορετικών τεχνικών μέτρησης ή και ανιχνευτικών διατάξεων.

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια MDA υπολογίζεται από τον τύπο 4.1 με αντικατάσταση του μεγέθους area με το όριο ανίχνευσης :

$$MDA = \frac{L_D}{time \cdot yield \cdot eff} \quad (6.12)$$

6.4.4 Μέθοδοι υπολογισμού των ορίων ανίχνευσης για συγκεκριμένο δείγμα

Από τους ορισμούς του κρίσιμου ορίου και του ορίου ανίχνευσης γίνεται αντιληπτή η σημασία του υποστρώματος για το σωστό προσδιορισμό τους. Όπως αναλύθηκε σε προηγούμενες παραγράφους, το υπόστρωμα εξαρτάται άμεσα από την ανιχνευτική διάταξη και το χώρο στο οποίο βρίσκεται, αλλά εξίσου και από το δείγμα που εξετάζεται κάθε φορά. Επομένως, είναι σαφές ότι τα μεγέθη L_C και L_D , και κατ' επέκταση και το μέγεθος MDA, εξαρτώνται κι αυτά από τα χαρακτηριστικά του εξεταζόμενου δείγματος και για αυτό οι μέθοδοι υπολογισμού τους θα πρέπει να το λαμβάνουν υπόψη. Μια ακόμα παράμετρος που αγνοείται στους ορισμούς των μεγεθών, αλλά έχει μεγάλη σημασία για τον ακριβή υπολογισμό των ορίων ανίχνευσης είναι η συμβολή του διακριτού υποστρώματος.

Για τον ακριβέστερο υπολογισμό των ορίων, λαμβάνοντας υπόψη και το διακριτό υπόστρωμα έχουν αναπτυχθεί δύο μέθοδοι. Η πρώτη μέθοδος διατυπώθηκε

στην ΔΔ Κ. Α. Καρφόπουλου, 2012 και βασίζεται στη λήψη πολλαπλών φασμάτων υποστρώματος της εξεταζόμενης ανιχνευτικής διάταξης. Για τη φωτοκορυφή ενδιαφέροντος καταγράφεται ο ρυθμός κρούσεων που μετρήθηκε σε καθένα από τα φάσματα και στη συνέχεια υπολογίζεται η τυπική απόκλιση αυτών των τιμών σ_{bg} . Στην ουσία θεωρείται ότι οι μετρήσεις του ρυθμού κρούσεων του υποστρώματος ακολουθούν κι αυτές κανονική κατανομή με μέση τιμή 0 και τυπική απόκλιση σ_{bg} . Σύμφωνα με τη μέθοδο που περιεγράφηκε στην παράγραφο 6.4.2 και το σχήμα 6.10, το όριο ανίχνευσης L_D αποτελεί τη μέση τιμή κατανομής με τυπική απόκλιση ίση με την σ_{bg} και υπολογίζεται από τον τύπο :

$$L_D = L_C + k_\beta \cdot \sigma_{bg} = (k_\alpha + k_\beta) \cdot \sigma_{bg} \quad (6.13)$$

Θεωρώντας ότι επιδιώκεται υπολογισμός των ορίων για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, είναι γνωστό ότι $k_\alpha = k_\beta = 1.645$. Επομένως η σχέση 6.15 μετατρέπεται στην ακόλουθη:

$$L_D = 2 \cdot 1.645 \cdot \sigma_{bg} \quad (6.14)$$

Η δεύτερη μέθοδος υπολογισμού των ορίων παρουσιάστηκε στο πλαίσιο του “17th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications” (Bratislava, Slovakia, Σεπτέμβριος 2009) και συμπεριλαμβάνεται στο ISO 11929-3:2000. Ακόμη, περιγράφεται αναλυτικά στη ΔΔ Κ. Α. Καρφόπουλου, 2012. Η μέθοδος αυτή περιλαμβάνει τη χρήση ενός φάσματος υποστρώματος και εκφράζει το όριο ανίχνευσης L_D (counts), σύμφωνα με τον παρακάτω τύπο :

$$L_D = 2 \cdot k_\alpha \cdot \sqrt{B_s \cdot \left(1 + \frac{n_s}{2 \cdot m_s}\right) + A_b \cdot \left(\frac{t_s}{t_b}\right) \cdot \left(\frac{t_s}{t_b} + 1\right) + B_b \cdot \left(\frac{t_s}{t_b}\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{n_b}{2 \cdot m_b}\right)} \quad (6.15)$$

Όπου,

n_s : ο αριθμός των καναλιών που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της φωτοκορυφής στο φάσμα του δείγματος,

n_b : ο αριθμός των καναλιών που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της φωτοκορυφής στο φάσμα υποστρώματος,

- m_s : το πλήθος των καναλιών εκατέρωθεν της φωτοκορυφής που χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό του συνεχούς υποστρώματος με τη μέθοδο του τραπεζίου στο φάσμα του δείγματος,
- m_b : το πλήθος των καναλιών εκατέρωθεν της φωτοκορυφής που χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό του συνεχούς υποστρώματος με τη μέθοδο του τραπεζίου στο φάσμα του υποστρώματος,
- B_s : ο ρυθμός των κρούσεων που καταγράφονται στο συνεχές υπόστρωμα κάτω από τη φωτοκορυφή στο φάσμα του δείγματος,
- B_b : ο ρυθμός των κρούσεων που καταγράφονται στο συνεχές υπόστρωμα κάτω από τη φωτοκορυφή στο φάσμα του υποστρώματος,
- t_s : η διάρκεια λήψης του φάσματος του δείγματος,
- t_b : η διάρκεια λήψης του φάσματος του υποστρώματος,
- A_b : ο ρυθμός κρούσεων της καθαρής επιφάνειας της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος.

Στη συνέχεια της παρούσας διπλωματικής εργασίας, θα χρησιμοποιηθούν και οι δύο μέθοδοι υπολογισμού του ορίου ανίχνευσης για τις διάφορες συνιστώσες του υποστρώματος.

6.5 Μελέτη του υποστρώματος της ανιχνευτικής διάταξης HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Με σκοπό τη μελέτη του υποστρώματος του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ λήφθηκαν φάσματα υποστρώματος διαφορετικής διάρκειας και σε διαφορετικά χρονικά διαστήματα και εποχές του χρόνου. Για τη σύγκριση των φασμάτων επιλέγονται οι σημαντικότερες φωτοκορυφές του διακριτού υποστρώματος και καταγράφεται η μεταβολή τους. Αυτές, όπως διακρίθηκαν από τον κώδικα SPUNAL οφείλονται στα ισότοπα:

- ^{210}Pb που ανήκει στη σειρά του ^{238}U και εκπέμπει φωτόνια στα 46.52keV. Ενδεχομένως περιέχεται στη θωράκιση.
- ^{234}Th που ανήκει στη σειρά του ^{238}U και εκπέμπει φωτόνια στα 63.29keV. Ενδεχομένως περιέχεται στη θωράκιση.
- ^{212}Pb θυγατρικό του ^{220}Rn το οποίο εκπέμπει φωτόνια στα 238.63keV. Ανιχνεύεται στον αέρα.
- Η διπλή φωτοκορυφή των ^{235}U στα 185.72keV και ^{226}Ra στα 186.25keV. Επειδή η ανάλυση των φωτοκορυφών σε δύο ξεχωριστές είναι δύσκολη και ξεφεύγει από τα όρια αυτής της ανάλυσης, η συγκεκριμένη κορυφή θα εξεταστεί ως ενιαία.
- ^{214}Pb το οποίο είναι θυγατρικό του ^{222}Rn και εκπέμπει φωτόνια στα 295.22keV και 351.99keV. Ανιχνεύεται στον αέρα.
- ^{208}Tl το οποίο είναι θυγατρικό του ^{220}Rn και εκπέμπει φωτόνια στα 583.14keV. Ανιχνεύεται στον αέρα.
- ^{214}Bi το οποίο είναι θυγατρικό του ^{222}Rn και εκπέμπει φωτόνια στα 609.32keV, 1120.28 keV και 1764.51keV. Ανιχνεύεται στον αέρα.
- ^{228}Ac το οποίο είναι θυγατρικό του ^{232}Th και εκπέμπει φωτόνια στα 911.07keV και 968.90keV. Η δεύτερη φωτοκορυφή δεν είναι πάντα ανιχνεύσιμη στο φάσμα του υποστρώματος. Ενδεχομένως περιέχεται στη θωράκιση.
- ^{40}K το οποίο εκπέμπει φωτόνια στα 1460.82keV. Πιθανότερη προέλευση των φωτονίων αυτών είναι τα οικοδομικά υλικά στο χώρο του ανιχνευτή.

Στη συνέχεια θα πραγματοποιηθεί εκτενής ανάλυση των διακυμάνσεων αυτών των φωτοκορυφών στο υπόστρωμα του ανιχνευτή HPGe και θα υπολογιστούν τα όρια ανίχνευσής τους.

6.5.1 Μελέτη της κύμανσης του υποστρώματος σε διαφορετικά χρονικά διαστήματα

Για να πραγματοποιηθεί επιτυχώς η ανάλυση των διακυμάνσεων λήφθηκαν έντεκα διαφορετικά φάσματα υποστρώματος στον ανιχνευτή HPGe σε διαφορετικές χρονικές περιόδους. Αρχικά συλλέχθηκαν τέσσερα φάσματα διάρκειας δύο ημερών το καθένα (172800 sec), στο διάστημα Δεκέμβριος 2013-Ιανουάριος 2014 και ένα ακόμη

φάσμα 8 ημερών (691200 sec), την ίδια χρονική περίοδο. Επίσης τα τέσσερα διήμερα φάσματα ενοποιήθηκαν υπολογιστικά δημιουργώντας ένα ακόμη φάσμα 8 ημερών. Η ομάδα αυτή των φασμάτων θα καλείται «φάσματα χειμώνα» για το υπόλοιπο της εργασίας. Στη συνέχεια συλλέχθηκαν άλλα τέσσερα φάσματα των δύο ημερών την περίοδο του Σεπτεμβρίου 2014 και κατασκευάστηκε ένα ενοποιημένο των 8 ημερών από τα τέσσερα διήμερα. Αυτή η ομάδα φασμάτων θα καλείται «φάσματα καλοκαιριού».

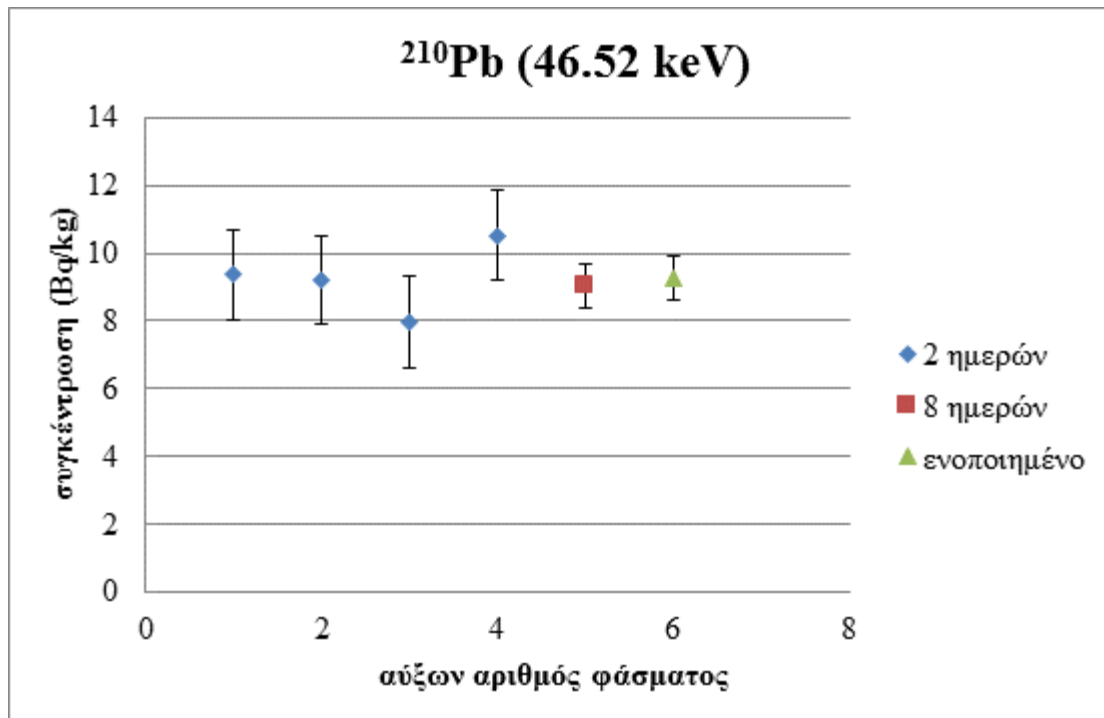
Πρέπει να επισημανθεί ότι επιλέχθηκε η μεσολάβηση τόσο μεγάλου χρονικού διαστήματος μεταξύ των δύο ομάδων φασμάτων ώστε να υπάρχει μεγάλη διαφορά μεταξύ των καιρικών συνθηκών των δύο περιόδων συλλογής δεδομένων, προκειμένου να ελεγχθεί κατά πόσο αυτό επηρεάζει τελικά το υπόστρωμα του ανιχνευτή. Ακόμη, συλλέχθηκαν φάσματα διαφορετικής διάρκειας για να εξεταστεί κατά πόσον οι διακυμάνσεις του υποστρώματος που παρουσιάζονται σε μικρής διάρκειας φάσματα, τελικά εξαφανίζονται σε φάσματα μεγάλης διάρκειας.

Τα φάσματα του υποστρώματος για το χειμώνα αναλύθηκαν από τον κώδικα SPUNAL και τα δεδομένα που συλλέχθηκαν καταγράφονται στον πίνακα 6.1. Στον πίνακα καταγράφονται οι τιμές της ραδιενέργειας, όπως υπολογίστηκαν από τον κώδικα, για κάθε ισότοπο και ενέργεια που αναφέρθηκε παραπάνω. Ακόμη καταγράφονται οι αβεβαιότητες που τους αντιστοιχούν, σε επίπεδο εμπιστοσύνης 1σ. Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τα τέσσερα διήμερα φάσματα και για το οχταήμερο φάσμα, όπως και για το ενοποιημένο φάσμα. Επίσης, γίνεται ο υπολογισμός της μέσης τιμής της ραδιενέργειας των διήμερων φασμάτων και της ποσοστιαίας τυπικής τους απόκλισης. Τέλος, στον πίνακα σημειώνονται η μέγιστη (με έντονη γραφή) και η ελάχιστη (με πλάγια γραφή) τιμή της ραδιενέργειας που προκύπτει από τα τέσσερα διήμερα φάσματα, για κάθε ισότοπο ξεχωριστά, προκειμένου να διαπιστωθεί ο βαθμός της κύμανσης.

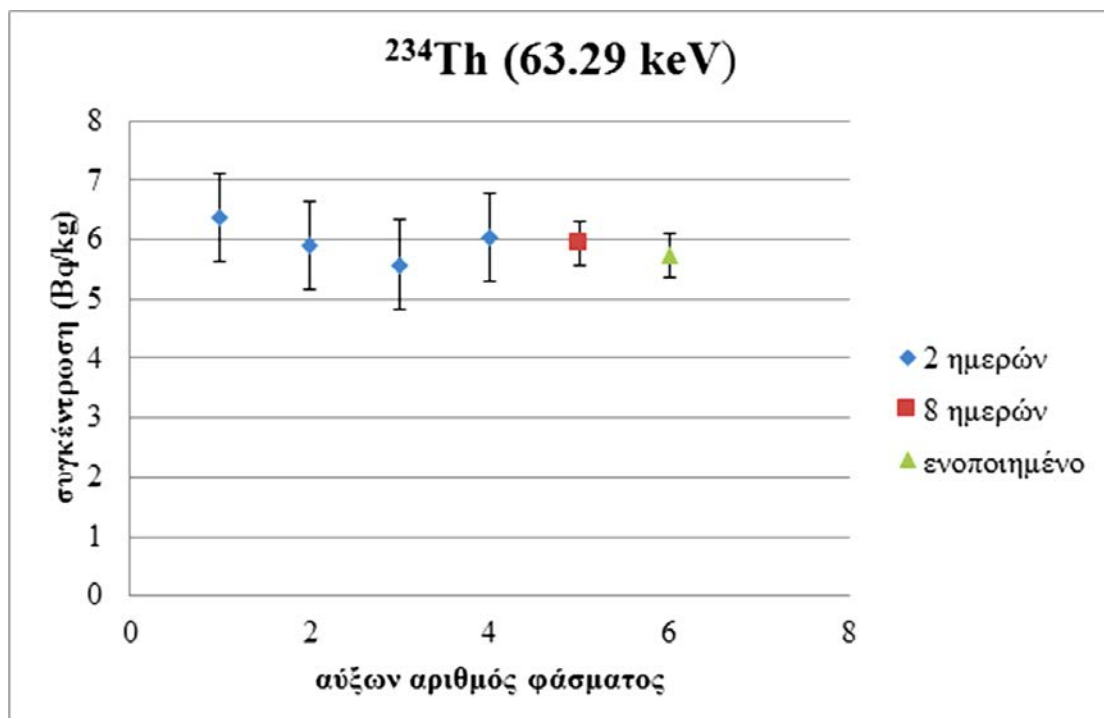
Προκειμένου να γίνει πιο κατανοητή η κύμανση κάθε ισότοπου στα διάφορα φάσματα, οι τιμές του πίνακα 6.1 παρουσιάζονται γραφικά στα σχήματα 6.11 έως 6.23. Κάθε διάγραμμα αντιστοιχεί σε μία φωτοκορυφή και απεικονίζει τις τιμές της ραδιενέργειας στα διάφορα φάσματα με την αβεβαιότητά τους (1σ). Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

	Ισότοπα	²¹⁰ Pb	²³⁴ Th	²³⁵ U- ²²⁶ Ra	²¹² Pb	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Pb	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi	⁴⁰ K	²¹⁴ Bi
	E (keV)	46.52	63.29	185.99	238.63	295.22	351.99	583.14	609.32	911.07	968.90	1120.28	1460.82	1764.51
1ο φάσμα (27/12-29/12)	Activity (Bq/kg)	9.3535	6.3681	0.1299	0.1718	<u>0.3456</u>	<u>0.3273</u>	<u>0.2756</u>	<u>0.4201</u>	<u>0.2066</u>		0.7981	5.1811	<u>1.6815</u>
	σ (%)	14.1%	11.7%	11.5%	26.1%	30.0%	18.0%	29.5%	13.8%	46.2%		27.1%	6.7%	13.27%
2ο φάσμα (03/01-05/01)	Activity (Bq/kg)	9.2038	5.9025	0.1331	0.1783	0.3993	0.5079	0.2819	0.4981	0.3020		0.7761	<u>4.8981</u>	1.7598
	σ (%)	14.2%	12.5%	11.3%	25.3%	26.4%	11.7%	29.5%	12.1%	30.7%		28.9%	7.2%	12.61%
3ο φάσμα (05/01-07/01)	Activity (Bq/kg)	<u>7.9495</u>	<u>5.5790</u>	0.1219	<u>0.1056</u>	0.4272	0.5751	0.3173	0.6823	0.2528	0.2973	0.9803	5.4734	1.6844
	σ (%)	16.9%	13.5%	12.3%	43.1%	24.9%	10.4%	26.2%	9.0%	38.3%	62.8%	24.2%	6.7%	14.4%
4ο φάσμα (07/01-09/01)	Activity (Bq/kg)	10.5218	6.0309	<u>0.1135</u>	0.1437	0.4373	0.5360	0.3271	0.5803	0.2897		<u>0.7202</u>	5.7673	1.8033
	σ (%)	12.4%	12.3%	13.2%	31.6%	24.2%	11.2%	25.6%	10.7%	33.6%		31.64%	6.2%	12.9%
	M. Act. (Bq/kg)	9.2571	5.9701	0.1246	0.1499	0.4023	0.4866	0.3005	0.5452	0.2628		0.8187	5.3300	1.7322
	σ (%)	11.4%	5.5%	7.0%	22.1%	10.2%	22.6%	8.5%	20.6%	16.3%		13.76%	7.0%	3.4%
5ο φάσμα (30/01-07/01)	Activity (Bq/kg)	9.0318	5.9490	0.1251	0.2198	0.3981	0.5070	0.3053	0.5744	0.2876	0.1601	0.9387	5.2438	1.8613
	σ (%)	7.3%	6.2%	6.0%	12.5%	13.3%	5.9%	13.6%	5.3%	16.5%	58.7%	12.06%	3.3%	6.1%
6ο φάσμα ενοποιημένο	Activity (Bq/kg)	9.2640	5.7292	0.1246	0.2219	0.4023	0.4848	0.3005	0.5452	0.2628	0.2033	0.8187	5.3299	1.7380
	σ (%)	7.2%	6.5%	6.0%	12.4%	13.1%	6.1%	13.8%	5.6%	18.2%	46.7%	13.82%	3.3%	6.61%

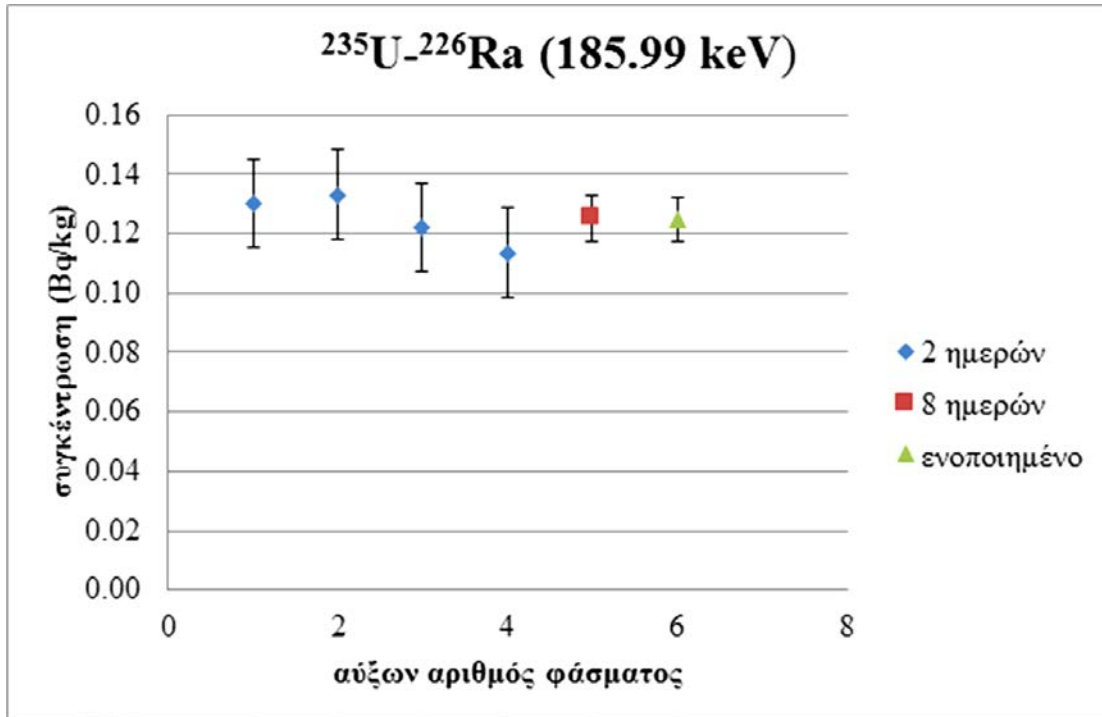
Πίνακας 6.1 : Αποτελέσματα φασμάτων χειμώνα για τα ισότοπα του υποστρώματος.



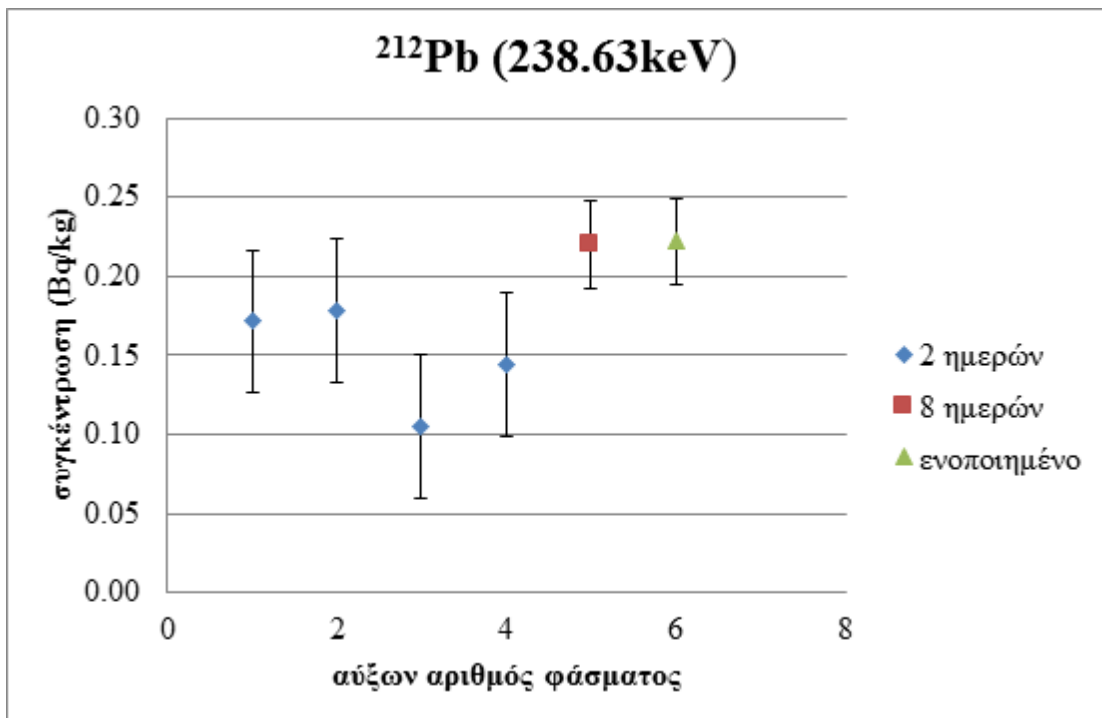
Σχήμα 6.11 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{210}Pb στα 46.52keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



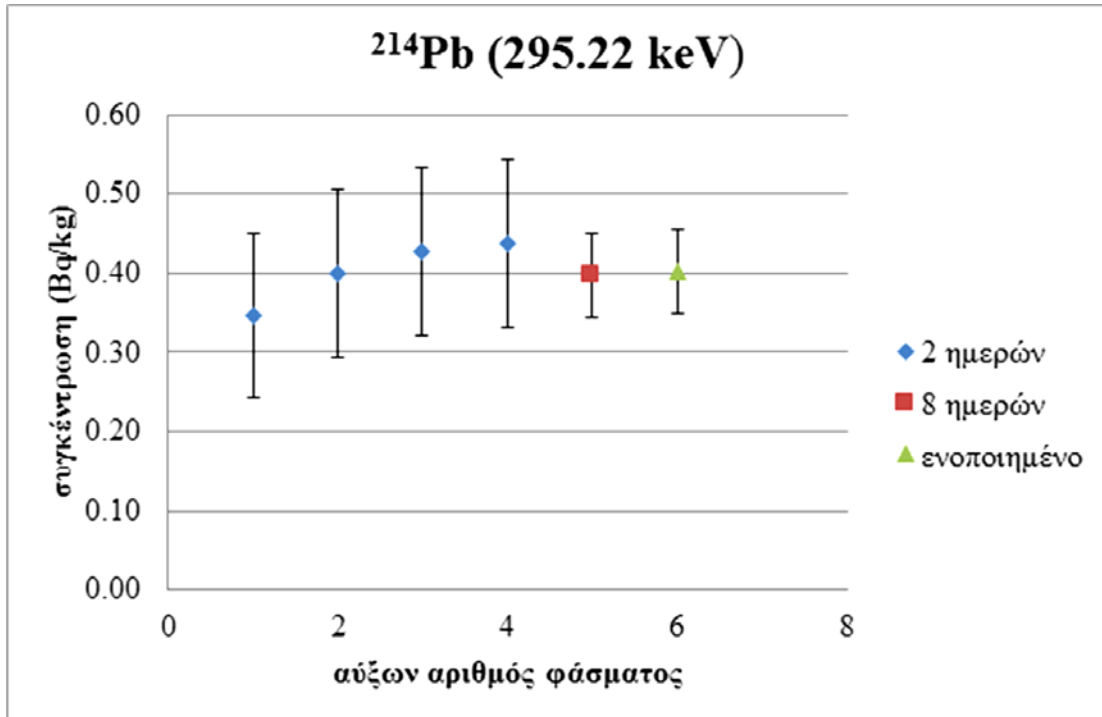
Σχήμα 6.12 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{234}Th στα 63.29keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



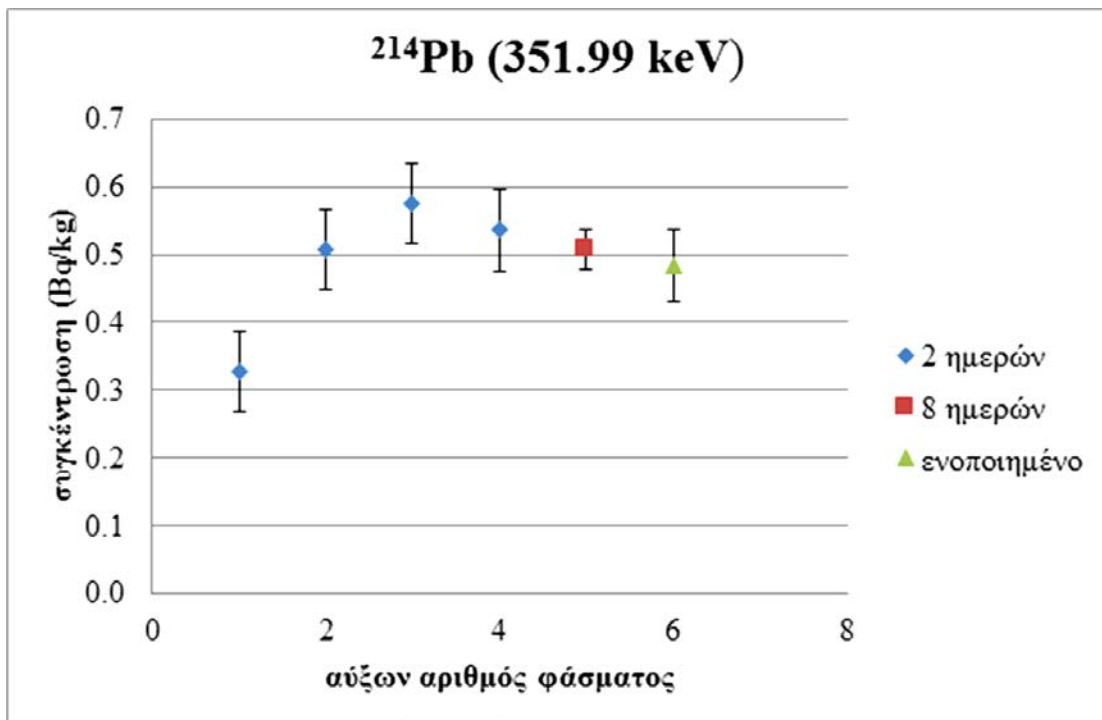
Σχήμα 6.13 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας της κοινής φωτοκορυφής των ^{235}U , ^{226}Ra στα 185.99keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



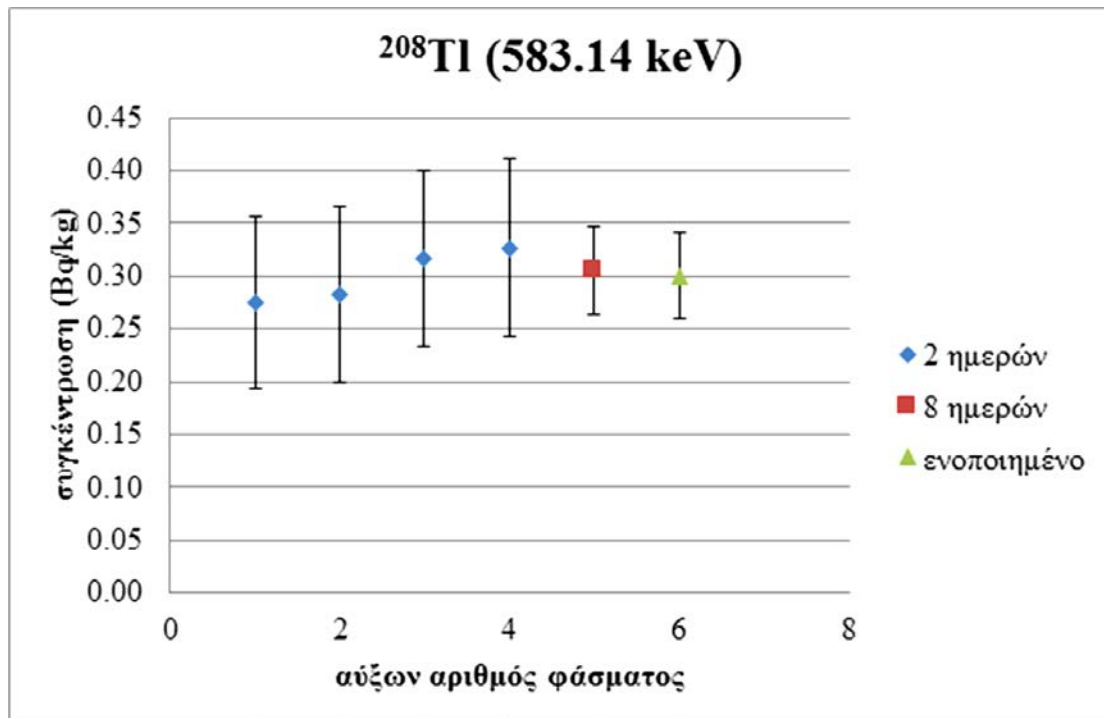
Σχήμα 6.14 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{212}Pb στα 238.63keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



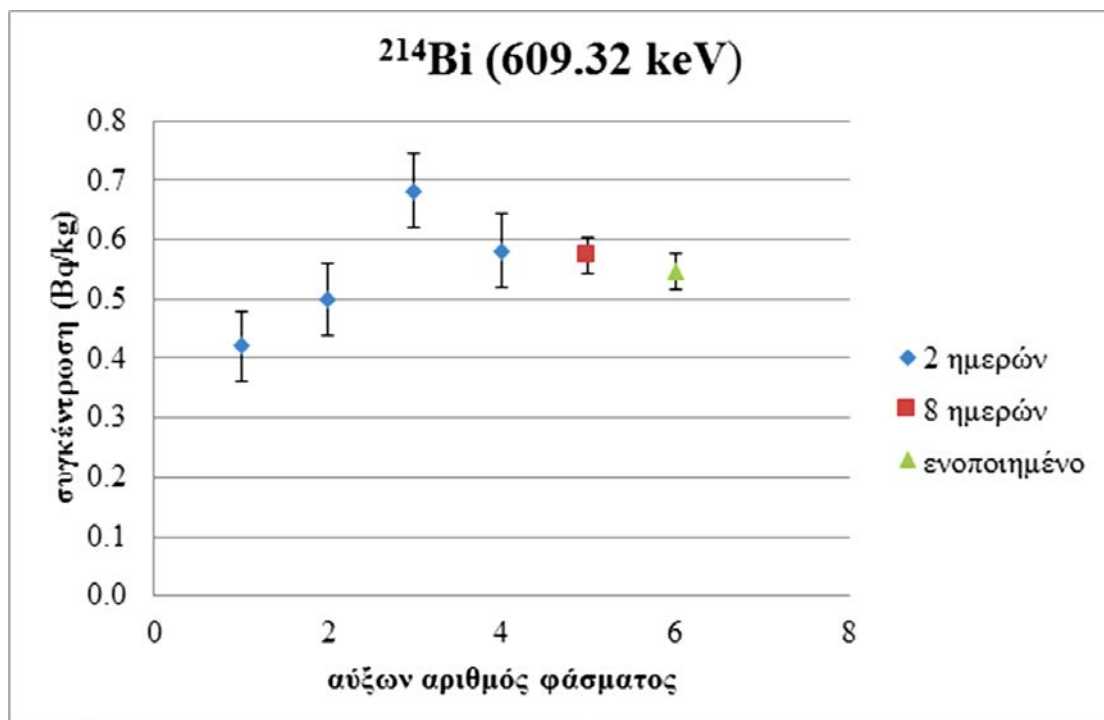
Σχήμα 6.15 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Pb στα 295.22keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



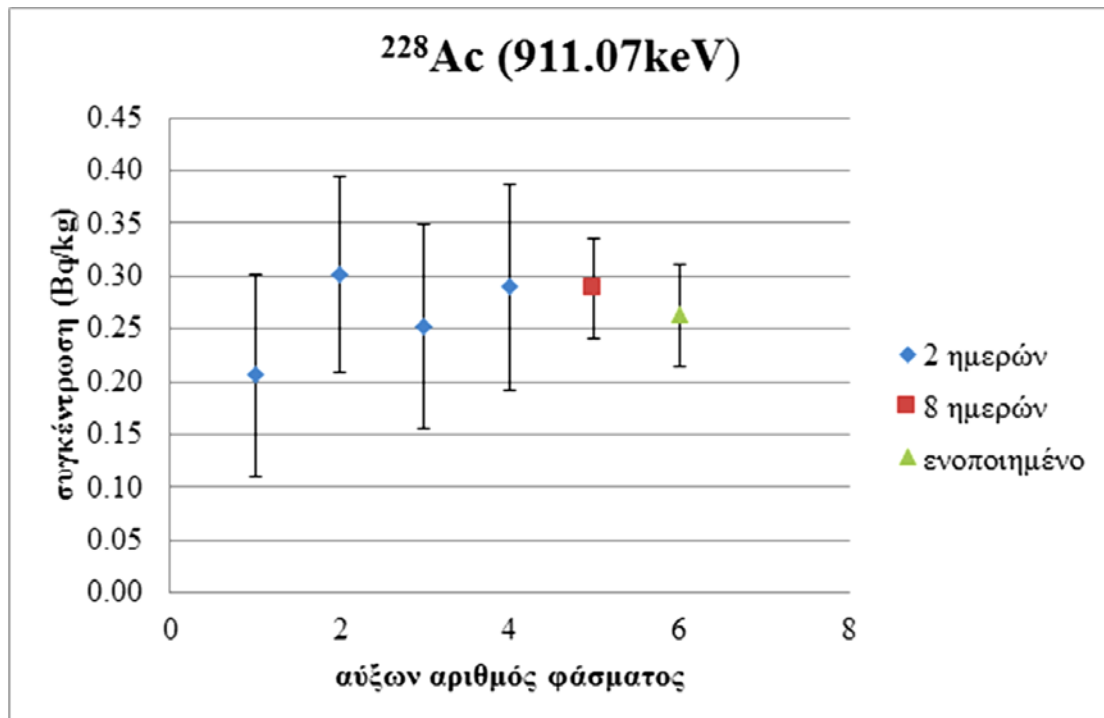
Σχήμα 6.16 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Pb στα 351.99keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



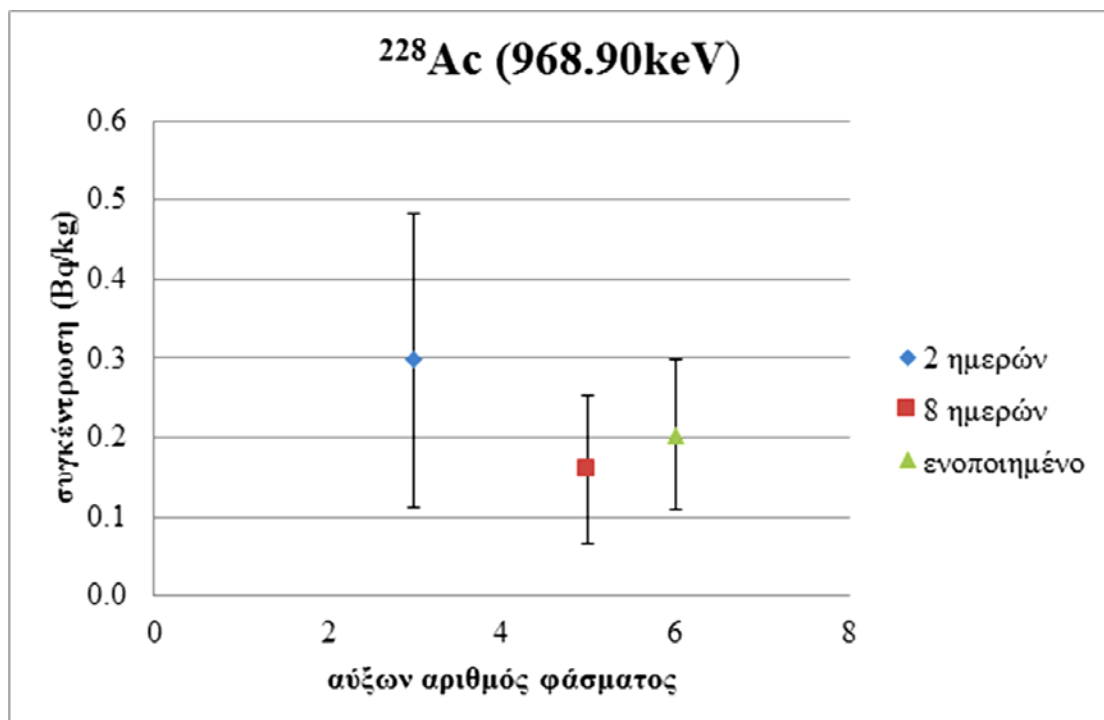
Σχήμα 6.17 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{208}Tl στα 583.14keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



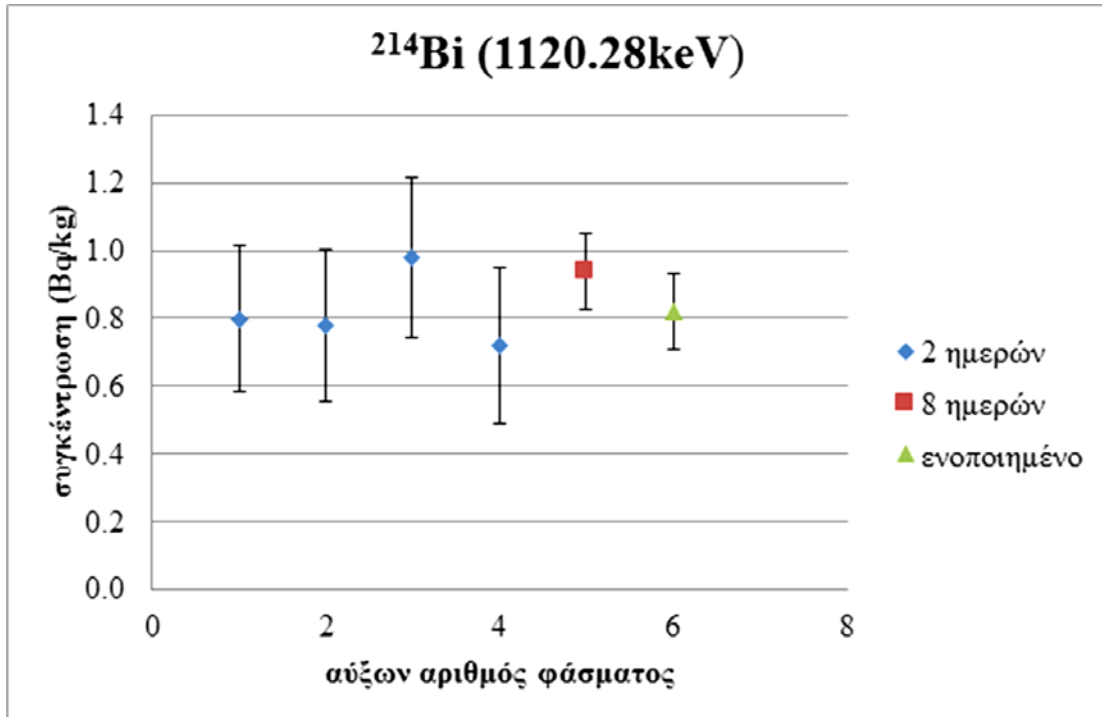
Σχήμα 6.18 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Bi στα 609.32keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



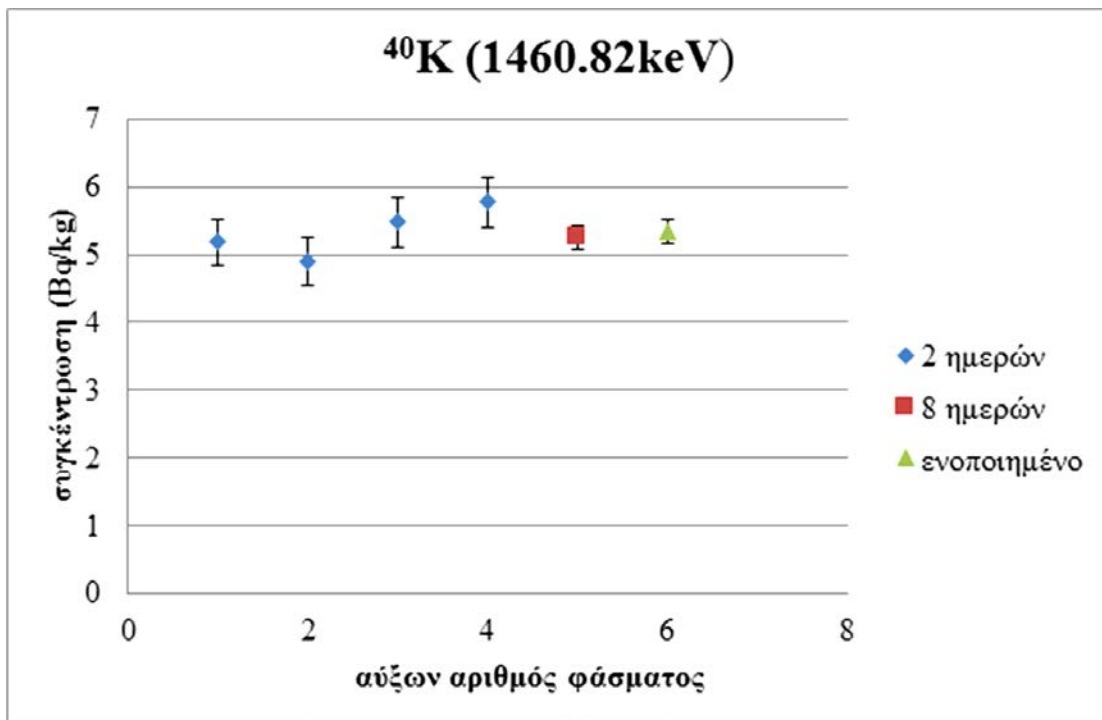
Σχήμα 6.19 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{228}Ac στα 911.07keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



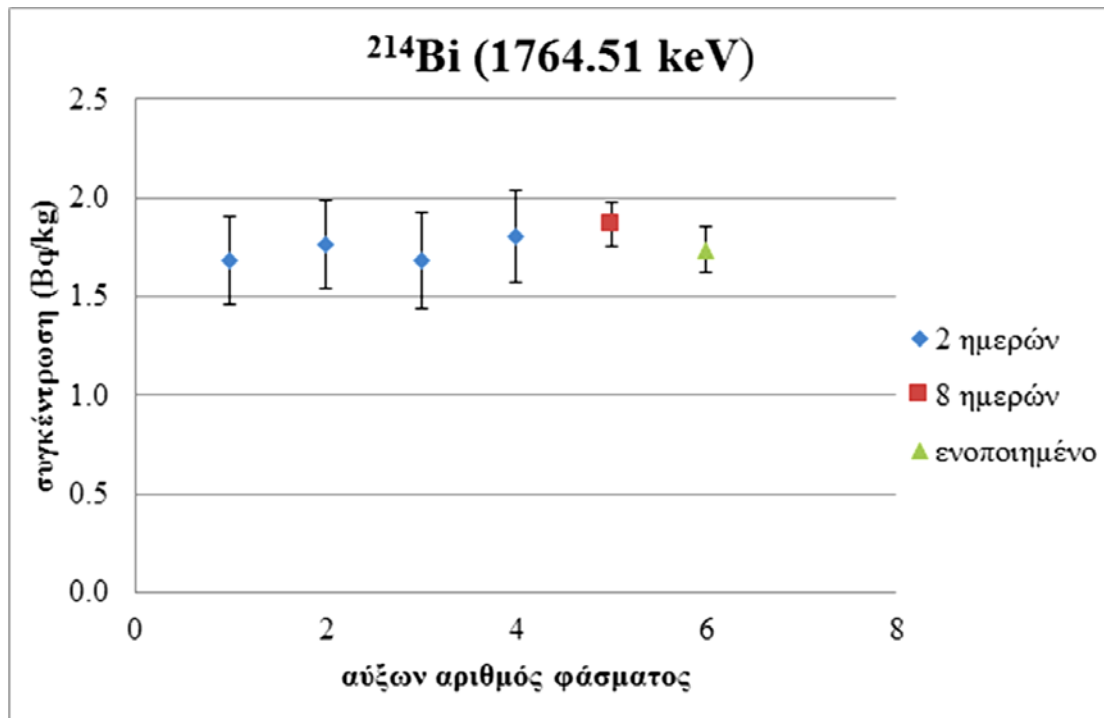
Σχήμα 6.20 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{228}Ac στα 968.90keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



Σχήμα 6.21 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Bi στα 1120.28keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



Σχήμα 6.22 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{40}K στα 1460.82keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.



Σχήμα 6.23 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Bi στα 1764.51keV στα διάφορα φάσματα χειμώνα.

Εξετάζοντας όλα τα στοιχεία που παρουσιάστηκαν παραπάνω, διαπιστώνεται ότι για ορισμένα ισότοπα – κυρίως για τα θυγατρικά ισότοπα του ^{222}Rn και του ^{220}Rn – υπάρχει έντονη κύμανση του υποστρώματος στα διήμερα φάσματα. Παρατηρούνται αρκετά έντονες αυξομειώσεις στο μέγεθος της ραδιενέργειας για κάθε φωτοκορυφή και μάλιστα από μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με διαφορά μόνο λίγων ημερών. Η απόκλιση των τιμών κυμαίνεται από 6.8% έως 43.1%. Αντίθετα, στα φάσματα μεγαλύτερης διάρκειας φαίνονται να υπάρχει κάποιου είδους εξομάλυνση, έτσι ώστε τα δύο φάσματα μεγάλης διάρκειας (8 ημερών) δεν φαίνεται να παρουσιάζουν μεγάλες διαφορές. Προκειμένου να εξαχθεί ένα πιο τεκμηριωμένο συμπέρασμα, πραγματοποιήθηκαν μια σειρά στατιστικών τεστ. Συγκεκριμένα συγκρίθηκαν με U-test:

- A. το ενοποιημένο φάσμα με τη μέση τιμή των διήμερων φασμάτων
- B. τα δύο οκταήμερα φάσματα
- Γ. οι δύο ακραίες τιμές των διήμερων φασμάτων μεταξύ τους,
- Δ. η μέγιστη τιμή σε σχέση με την τιμή του ενοποιημένου φάσματος

E. η ελάχιστη τιμή σε σχέση με την τιμή του ενοποιημένου φάσματος.

Όλα τα αποτελέσματα των συγκρίσεων παρουσιάζονται στον πίνακα 6.2.

ΧΕΙΜΩΝΑΣ		U-tests				
Ισότοπα	E (keV)	A	B	Γ	Δ	Ε
²¹⁰ Pb	46.52	0.00550	0.25	1.37	0.86	0.88
²³⁴ Th	63.29	0.48709	0.42	0.75	0.77	0.18
²³⁵ U- ²²⁶ Ra	185.99	0.00041	0.05	0.92	0.51	0.66
²¹² Pb	238.63	1.67587	0.05	1.13	2.19	0.83
²¹⁴ Pb	295.22	0.00048	0.06	0.62	0.30	0.49
²¹⁴ Pb	351.99	0.01530	0.53	2.96	1.36	2.39
²⁰⁸ Tl	583.14	0.00012	0.08	0.44	0.28	0.27
²¹⁴ Bi	609.32	0.00011	0.68	3.10	2.00	1.91
²²⁸ Ac	911.07	0.00005	0.37	0.72	0.09	0.53
²²⁸ Ac	968.90	0.44886	0.32	-	-	-
²¹⁴ Bi	1120.28	0.00005	0.75	0.79	0.61	0.39
⁴⁰ K	1460.82	0.00009	0.35	1.73	1.10	1.09
²¹⁴ Bi	1764.51	0.04471	0.77	0.38	0.25	0.23

Πίνακας 6.2 : Στατιστικός έλεγχος των φασμάτων υποστρώματος του χειμώνα.

Από τα αποτελέσματα των στατιστικών τεστ φαίνεται ότι οι ακραίες τιμές των διήμερων φασμάτων συχνά προκύπτουν στατιστικά διαφορές, τόσο μεταξύ τους όσο και από τα φάσματα μεγάλης διάρκειας, ακόμα και με τα υψηλά επίπεδα αβεβαιότητας που τις συνοδεύουν. Επομένως, οι μεταβολές που συμβαίνουν στο υπόστρωμα είναι σημαντικές ακόμα και με διαφορά λίγων ημερών. Αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι δεν είναι σκόπιμο να χρησιμοποιούνται φάσματα τόσο σύντομης διάρκειας για μια αντιπροσωπευτική εκτίμηση του υποστρώματος. Παρόλα αυτά, παρατηρείται ότι η μέση τιμή των διήμερων φασμάτων δεν παρουσιάζουν διαφορές από το ενοποιημένο φάσμα, όπως επίσης ότι τα δύο οκταήμερα φάσματα μπορεί να θεωρηθεί ότι δεν διαφέρουν στατιστικά. Ο συνδυασμός αυτών των δύο επιβεβαιώνει την υπόθεση ότι οι διακυμάνσεις του υποστρώματος δεν είναι έντονες σε κλίμακα χρόνου περίπου 8 ημερών. Επομένως, αν συλλεχθεί φάσμα υποστρώματος αρκετά μεγάλης διάρκειας μπορεί να θεωρηθεί ότι παρουσιάζει αξιόπιστα το επίπεδο και τις φωτοκορυφές του υποστρώματος.

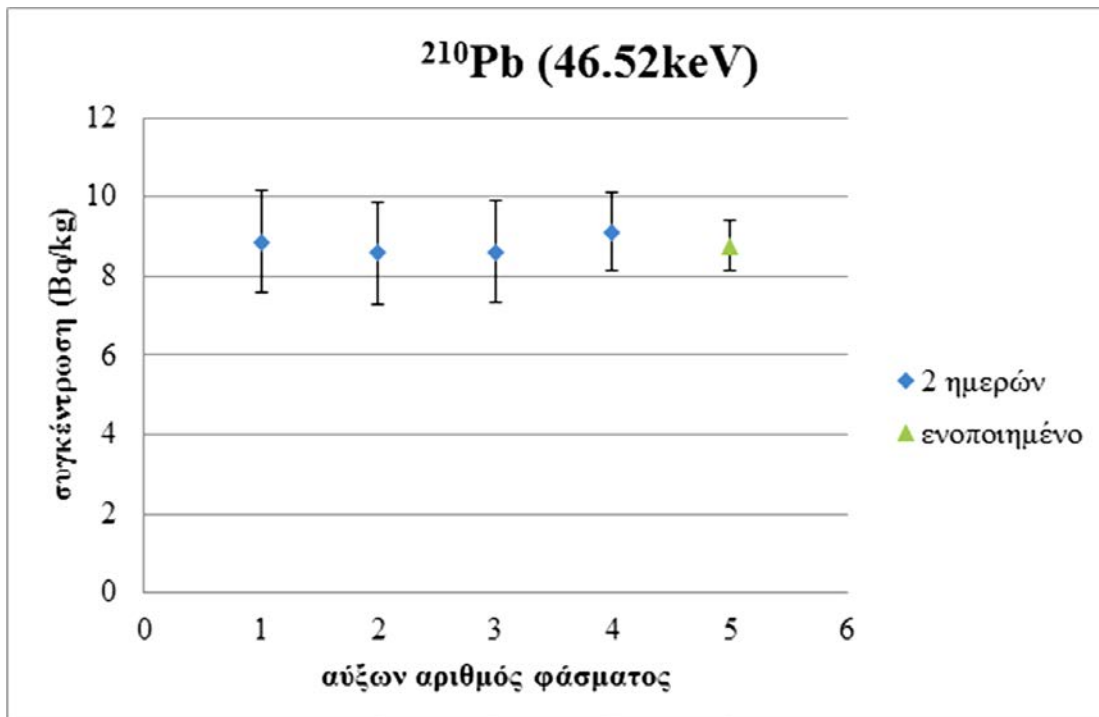
Η ίδια μελέτη πραγματοποιείται και για την περίοδο του καλοκαιριού. Στον πίνακα 6.3 παρουσιάζονται τα φάσματα του υποστρώματος για το καλοκαίρι. Καταγράφονται οι τιμές της ραδιενέργειας, όπως υπολογίστηκαν από τον κώδικα

SPUNAL, για κάθε ισότοπο και ενέργεια με τις αντίστοιχες αβεβαιότητες (1σ). Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τα τέσσερα διήμερα φάσματα και η μέση τιμή τους και για το ενοποιημένο φάσμα με τις ημερομηνίες τους. Τέλος, στον πίνακα σημειώνονται η μέγιστη (έντονη γραφή) και η ελάχιστη (πλαγιαστή γραφή) τιμή της ραδιενέργειας που προκύπτει από τα τέσσερα διήμερα φάσματα. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν δίνεται το σωστό πλήθος δεκαδικών ψηφίων για να είναι εμφανής η διαφορά ανάμεσα στις τιμές.

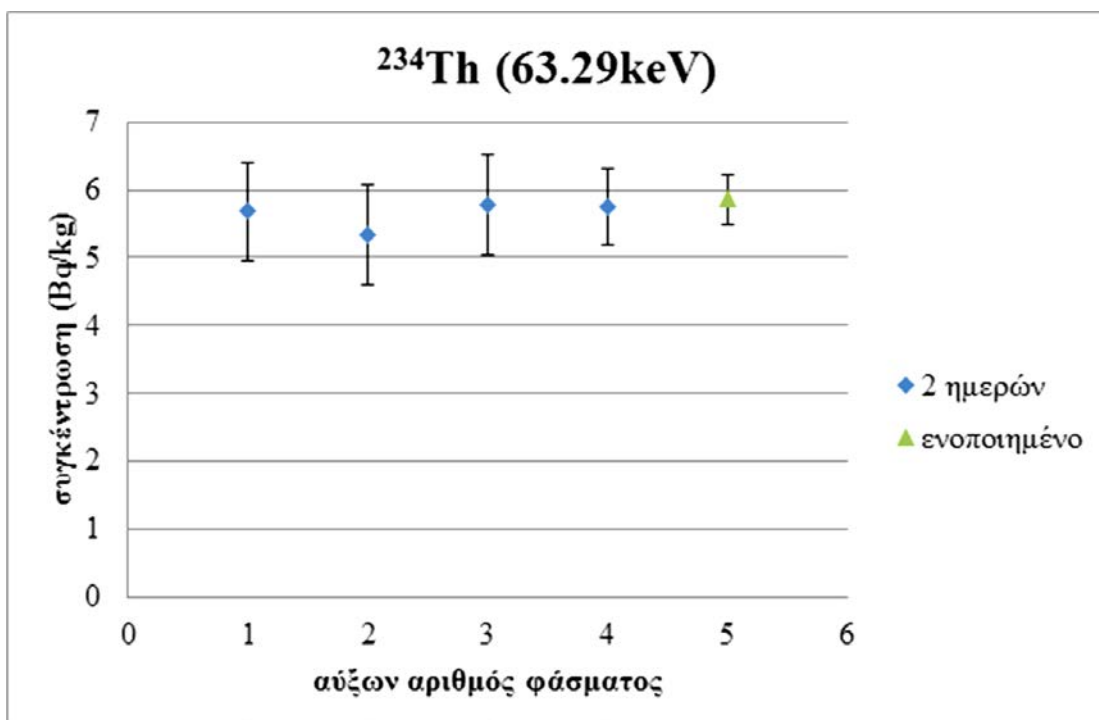
Κατ' αντιστοιχία με τη μελέτη των υποστρωμάτων κατά τη διάρκεια του χειμώνα, οι τιμές του πίνακα 6.3 για τα καλοκαιρινά φάσματα παρουσιάζονται γραφικά στα σχήματα 6.24 έως 6.36.

	Ισότοπα	²¹⁰ Pb	²³⁴ Th	²³⁵ U- ²²⁶ Ra	²¹² Pb	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Pb	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi	⁴⁰ K	²¹⁴ Bi
	E (keV)	46.52	63.29	185.99	238.63	295.22	351.99	583.14	609.32	911.07	968.90	1120.28	1460.82	1764.51
1ο φάσμα (01/09-03/09)	Activity (Bq/kg)	8.8710	5.6774	0.1207	0.1561	0.3982	<u>0.5186</u>	<u>0.1821</u>	0.5879	0.2797		<u>1.1272</u>	<u>5.9301</u>	1.5529
	σ (%)	14.6%	12.9%	12.4%	28.6%	26.6%	11.3%	47.1%	10.2%	34.9%		19.8%	6.4%	14.9%
2ο φάσμα (03/09-05/09)	Activity (Bq/kg)	<u>8.5749</u>	<u>5.3447</u>	0.1358	0.1500	<u>0.4503</u>	<u>0.4125</u>	0.3041	<u>0.5071</u>	0.2827		<u>0.8832</u>	<u>5.1147</u>	<u>1.5514</u>
	σ (%)	14.9%	13.8%	10.9%	29.7%	23.0%	14.4%	28.5%	12.1%	32.5%		25.0%	7.5%	13.8%
3ο φάσμα (05/09-07/09)	Activity (Bq/kg)	8.6175	<u>5.7716</u>	0.1280	<u>0.1207</u>	<u>0.3704</u>	0.5051	<u>0.3063</u>	<u>0.5909</u>	<u>0.3330</u>	<u>0.3540</u>	1.0714	5.3004	<u>1.8398</u>
	σ (%)	14.9%	12.8%	11.5%	36.7%	28.4%	11.7%	27.8%	10.3%	28.1%	53.9%	21.7%	7.6%	12.3%
4ο φάσμα (07/09-09/09)	Activity (Bq/kg)	<u>9.1248</u>	5.7497	<u>0.1194</u>	<u>0.1839</u>	0.3957	0.4269	0.2404	0.5588	<u>0.2371</u>	<u>0.3041</u>	0.9442	5.3929	1.8151
	σ (%)	10.9%	9.9%	9.5%	14.6%	16.3%	8.9%	24.2%	7.9%	28.5%	35.9%	15.0%	5.5%	9.5%
	M. Act. (Bq/kg)	8.7970	5.6358	0.1260	0.1527	0.4036	0.4658	0.2582	0.5611	0.2831	0.3291	1.0065	5.4345	1.6898
	σ (%)	2.5%	3.1%	5.2%	14.7%	7.2%	10.0%	19.9%	6.0%	12.0%	7.6%	9.7%	5.6%	8.2%
5ο φάσμα <i>ενοποιημένο</i>	Activity (Bq/kg)	8.7722	5.8661	0.1288	0.1904	0.3928	0.4711	0.2483	0.5618	0.3011	0.2266	1.0104	5.5063	1.7272
	σ (%)	7.3%	6.2%	5.8%	14.2%	13.4%	6.3%	17.3%	5.5%	15.7%	41.9%	11.2%	3.5%	6.6%

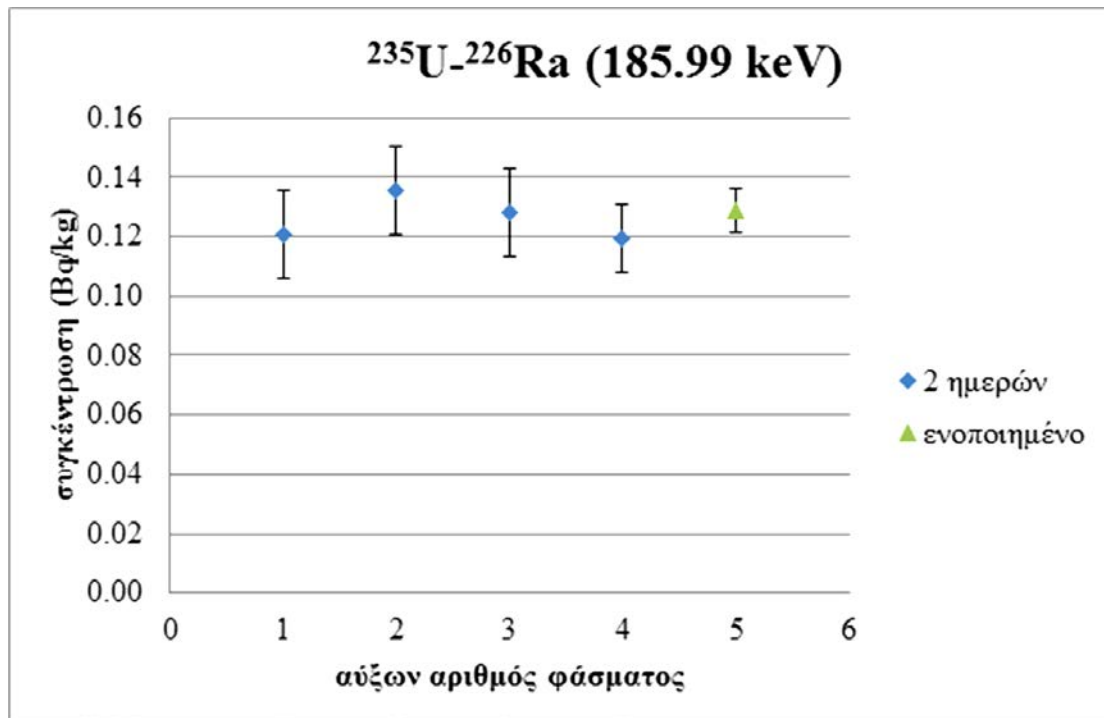
Πίνακας 6.3 : Αποτελέσματα φασμάτων καλοκαιριού για τα ισότοπα ενδιαφέροντος.



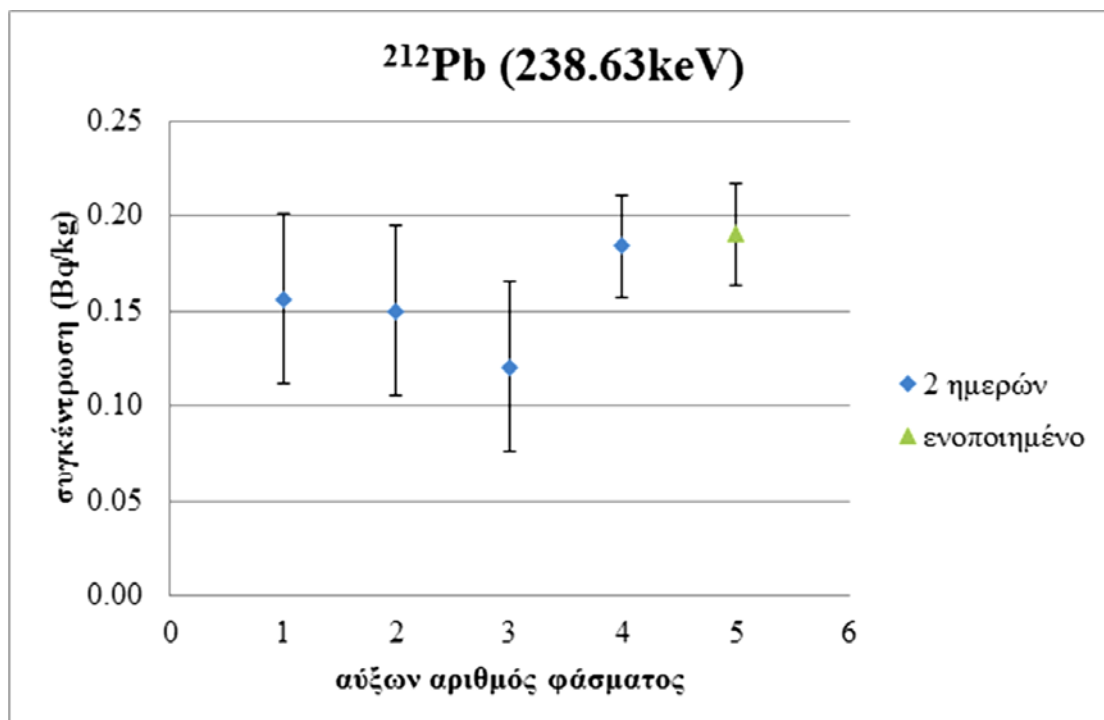
Σχήμα 6.24 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{210}Pb στα 46.52keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



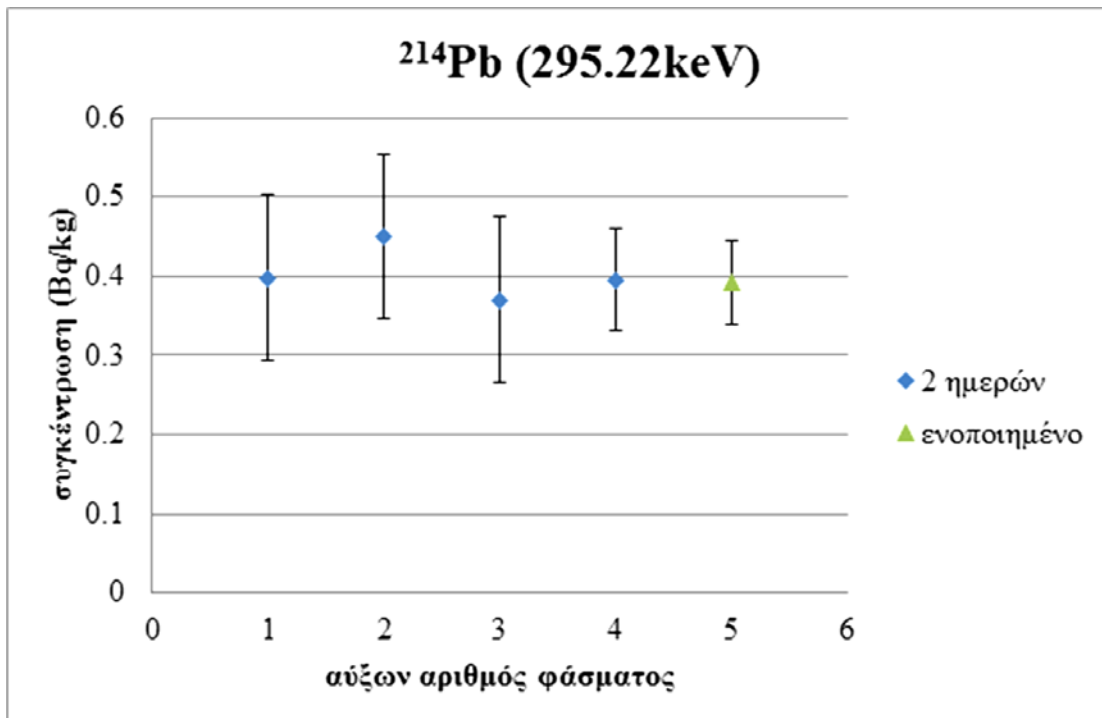
Σχήμα 6.25 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{234}Th στα 63.29keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



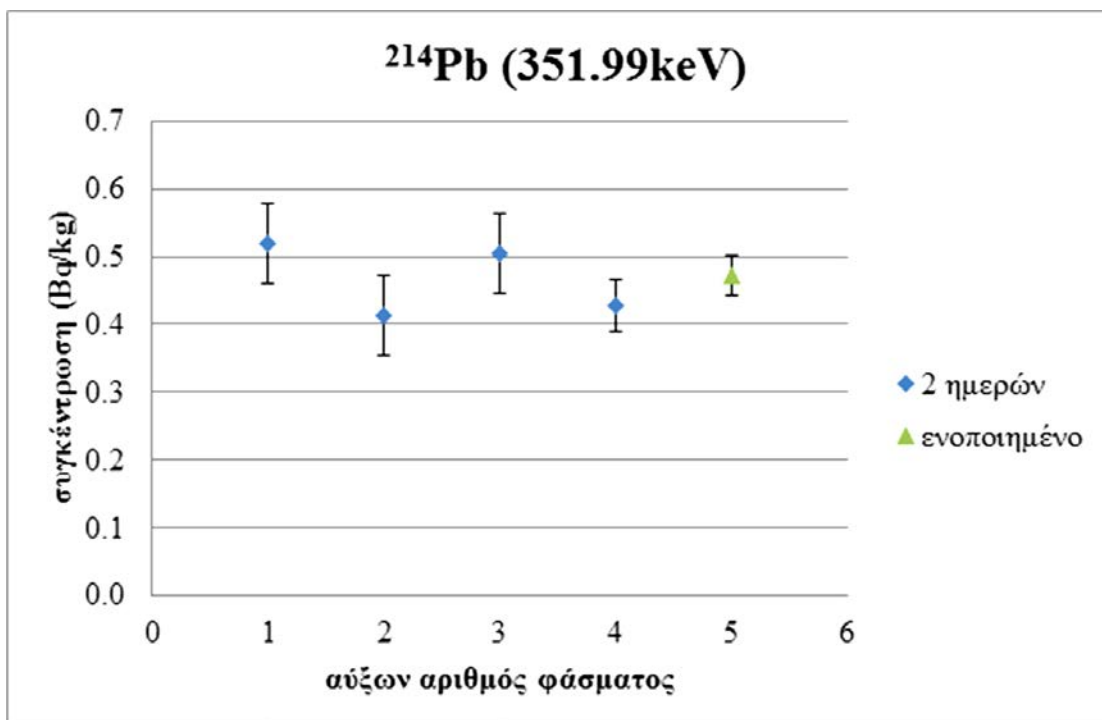
Σχήμα 6.26 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας της κοινής φωτοκορυφής των ^{235}U , ^{226}Ra στα 185.99keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



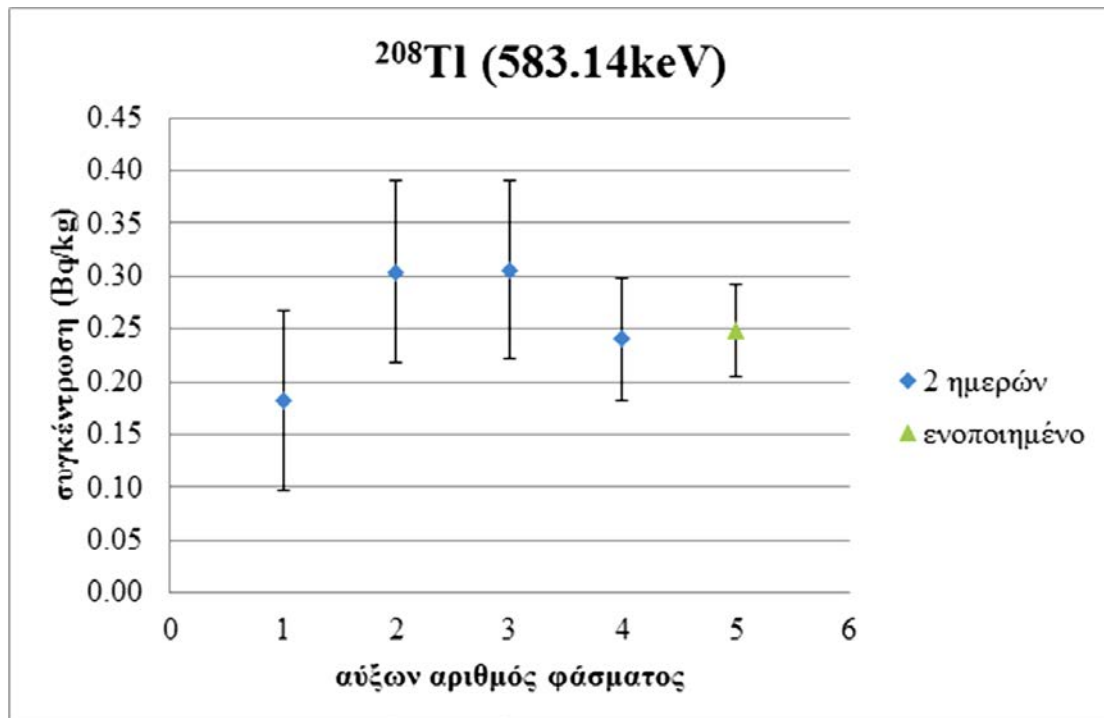
Σχήμα 6.27 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{212}Pb στα 238.63keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



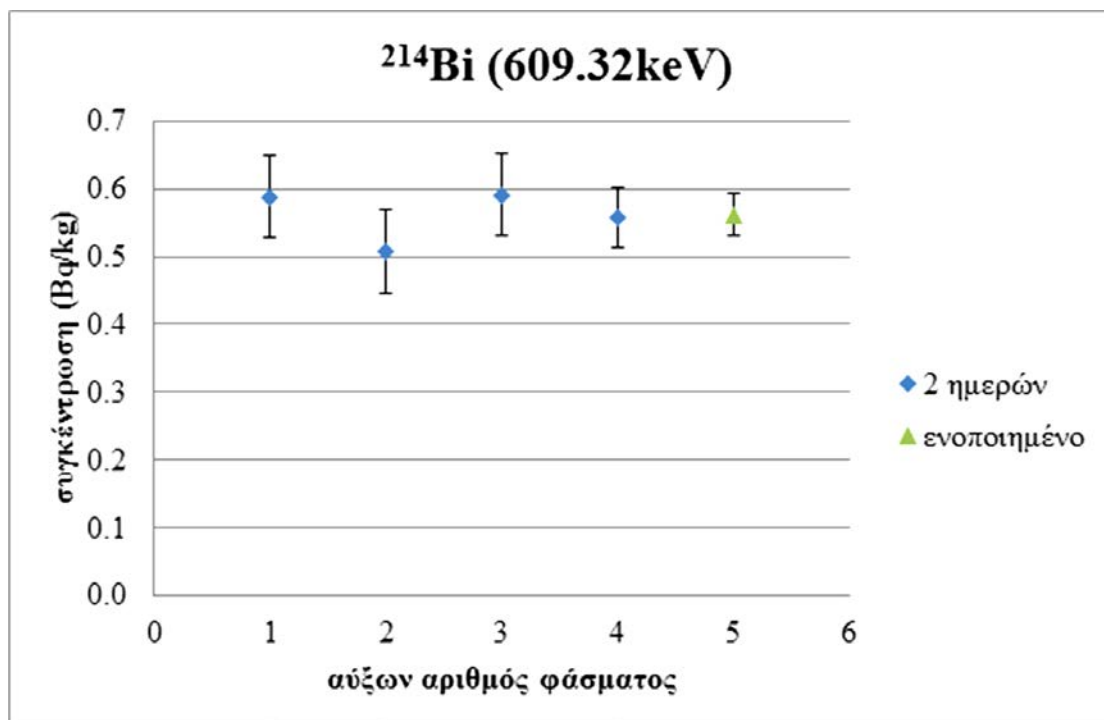
Σχήμα 6.28 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Pb στα 295.22keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



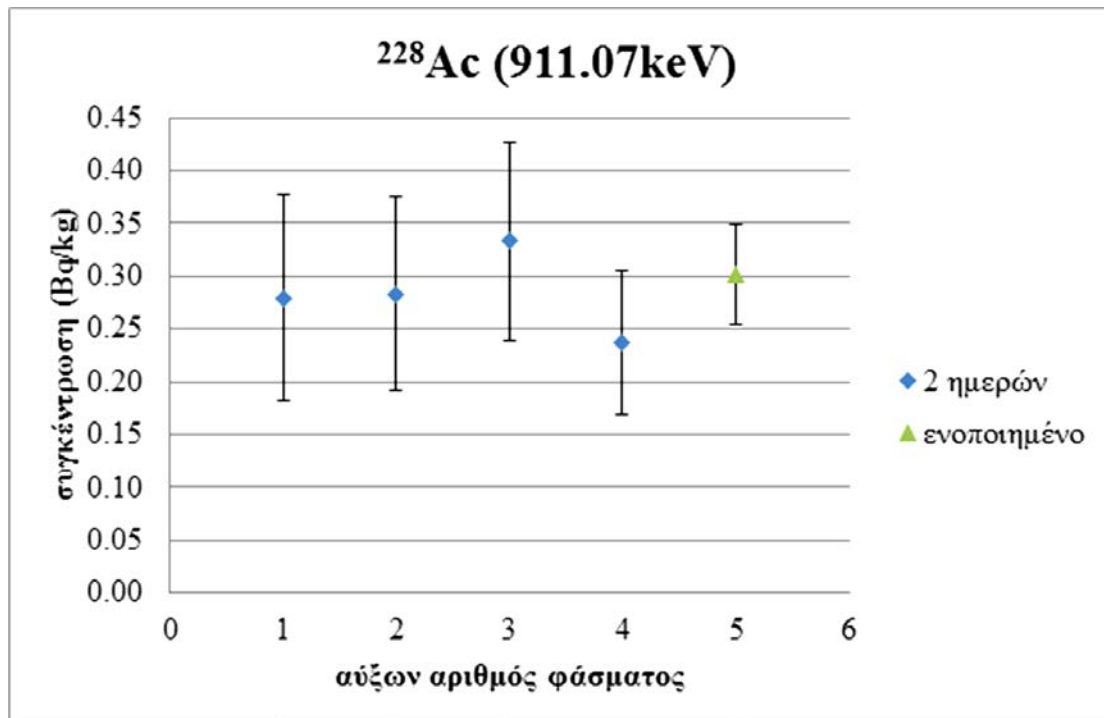
Σχήμα 6.29 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Pb στα 351.99keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



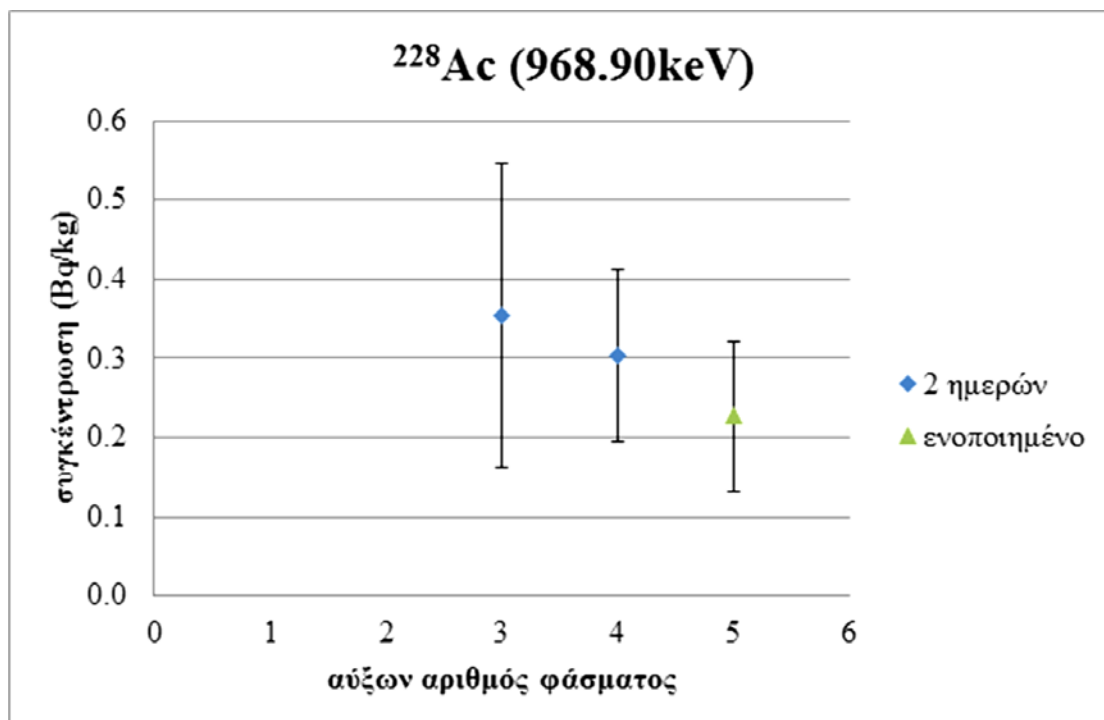
Σχήμα 6.30 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{208}Tl στα 583.14keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



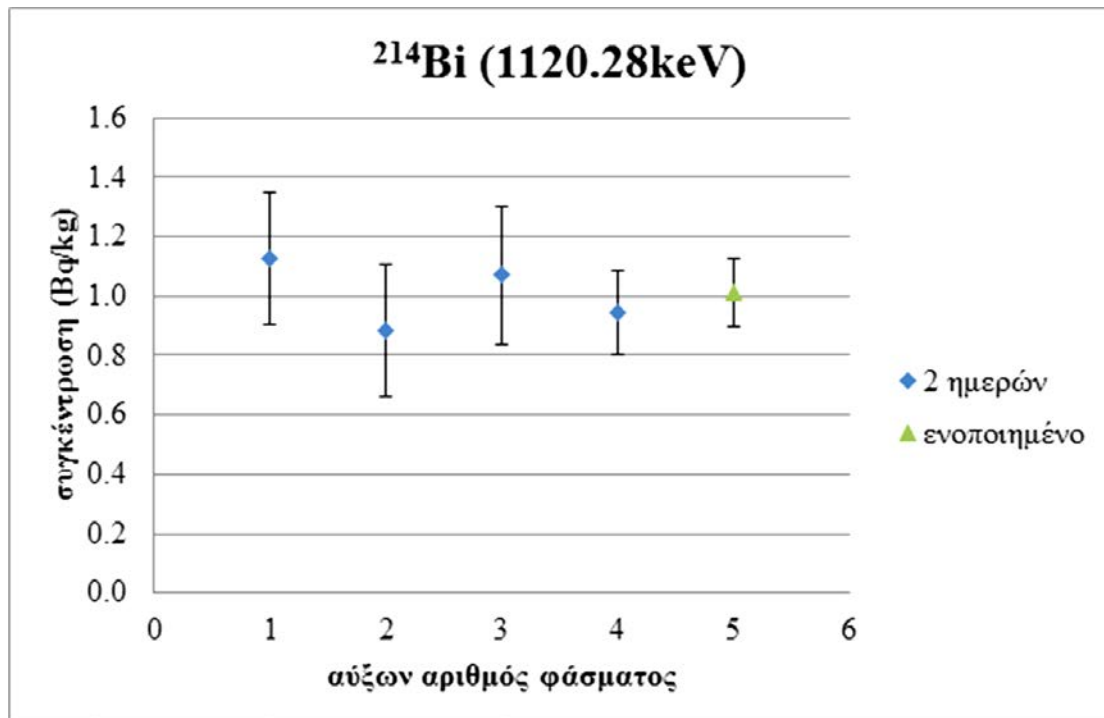
Σχήμα 6.31 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Bi στα 609.32keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



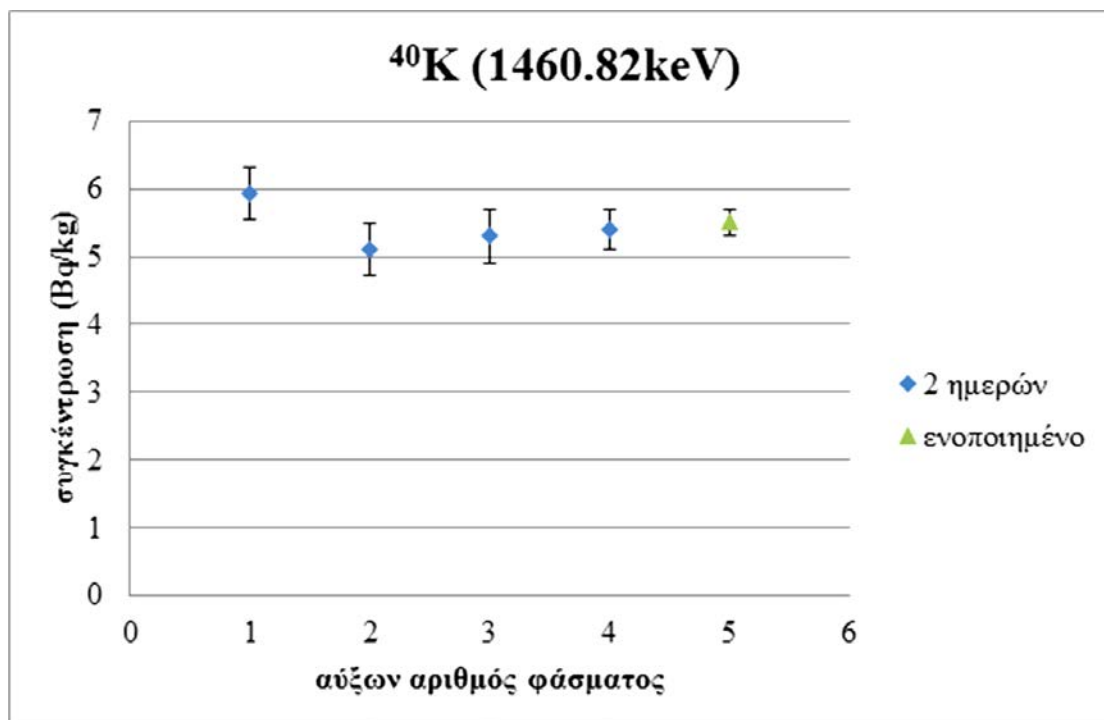
Σχήμα 6.32 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{228}Ac στα 911.07keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



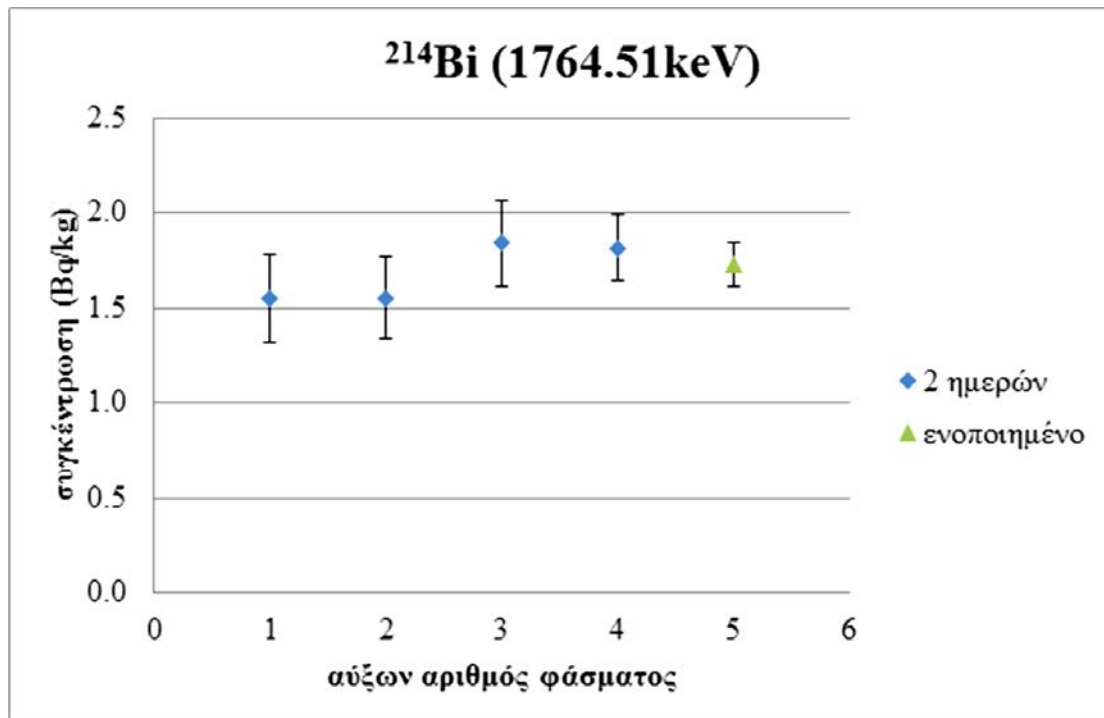
Σχήμα 6.33 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{228}Ac στα 968.90keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



Σχήμα 6.34 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Bi στα 1120.28keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



Σχήμα 6.35 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{40}K στα 1460.82keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.



Σχήμα 6.36 : Γραφική απεικόνιση της μεταβολής της ραδιενέργειας του ^{214}Bi στα 1764.51keV στα διάφορα φάσματα καλοκαιριού.

Εξετάζοντας τα διαγράμματα και τα αποτελέσματα που καταγράφονται στον πίνακα 6.3 παρατηρούνται παρόμοιες διακυμάνσεις με αυτές που παρουσιάστηκαν και στα φάσματα του χειμώνα. Εκτός από τους στατιστικούς ελέγχους που πραγματοποιήθηκαν στην περίπτωση των φασμάτων υποστρώματος του χειμώνα, είναι επιπλέον απαραίτητο να ελεγχθεί αν η επιφάνεια των φωτοκορυφών αλλάζει συνολικά από χειμώνα σε καλοκαίρι. Για το σκοπό αυτό θα συγκριθούν και τα δύο ενοποιημένα φάσματα χειμώνα και καλοκαιριού διάρκειας οκτώ ημερών, τα οποία όπως αποδείχθηκε μπορούν να θεωρηθούν αντιπροσωπευτικά του υποστρώματος. Τα αποτελέσματα από τους στατιστικούς ελέγχους παρουσιάζονται στον πίνακα 6.4. Αναλυτικά θα συγκριθούν με U-test:

- Α' το ενοποιημένο φάσμα του καλοκαιριού με τη μέση τιμή των διήμερων φασμάτων ,
- Γ' οι δύο ακραίες τιμές των διήμερων φασμάτων μεταξύ τους,
- Δ' η μέγιστη τιμή των διήμερων φασμάτων με την τιμή του ενοποιημένου φάσματος

E' η ελάχιστη τιμή των διήμερων φασμάτων με την τιμή του ενοποιημένου φάσματος

Z τα δύο ενοποιημένα φάσματα χειμώνα και καλοκαιριού.

ΚΑΛΟΚΑΙΡΙ		U-tests				U-test χειμώνα- καλοκαίρι
Ισότοπα	E (keV)	A'	Γ'	Δ'	Ε'	Z
²¹⁰ Pb	46.52	0.04	0.34	0.30	0.14	0.53
²³⁴ Th	63.29	0.57	0.41	0.11	0.63	0.26
²³⁵ U- ²²⁶ Ra	185.99	0.29	0.88	0.42	0.70	0.40
²¹² Pb	238.63	1.07	1.22	0.17	1.34	0.82
²¹⁴ Pb	295.22	0.18	0.54	0.50	0.19	0.13
²¹⁴ Pb	351.99	0.10	1.27	0.72	0.88	0.33
²⁰⁸ Tl	583.14	0.15	1.03	0.61	0.69	0.87
²¹⁴ Bi	609.32	0.02	0.97	0.43	0.80	0.39
²²⁸ Ac	911.07	0.31	0.83	0.30	0.78	0.57
²²⁸ Ac	968.90	1.04	0.23	0.60	0.54	0.17
²¹⁴ Bi	1120.28	0.03	0.78	0.47	0.51	1.20
⁴⁰ K	1460.82	0.20	1.52	1.00	0.92	0.68
²¹⁴ Bi	1764.51	0.21	0.93	0.45	0.73	0.07

Πίνακας 6.4 : Στατιστικό έλεγχο φασμάτων υποστρώματος του καλοκαιριού.

Τα αποτελέσματα του στατιστικού ελέγχου U-test είναι αντίστοιχα με αυτά των φασμάτων του χειμώνα, γεγονός που επιβεβαιώνει ότι τα επίπεδα των διακυμάνσεων είναι περίπου τα ίδια. Όπως προέκυψε και από τα φάσματα του χειμώνα, οι μεταβολές του υποστρώματος σε μικρά χρονικά διαστήματα φαίνεται ότι δεν μπορούν να αγνοηθούν. Πολλοί παράγοντες είναι αυτοί που μπορούν να επηρεάσουν τις πηγές υποστρώματος, και κυρίως αυτές που βρίσκονται στον αέρα που περιβάλλει τον ανιχνευτή, όπως το ²²²Rn και το ²²⁰Rn. Παρατηρείται ότι οι μεταβολές στα διάφορα ισότοπα συσχετίζονται μεταξύ τους. Όλα τα παράγωγα του ²²²Rn και του ²²⁰Rn παρουσιάζουν ανάλογες αυξομειώσεις στα διάφορα φάσματα. Εξαιρέση αποτελεί ο ²¹⁰Pb, ο οποίος όντας μακρόβιο ισότοπο, παρουσιάζει σχετική σταθερότητα και δεν ακολουθεί τις διακυμάνσεις του ²²²Rn. Επίσης σταθερότητα παρουσιάζεται στο ⁴⁰K και στο ²³⁴Th καθώς είναι ισότοπα τα οποία βρίσκονται στα υλικά της ανιχνευτικής διάταξης και του δωματίου, επομένως η επίδραση τους στο φάσμα δε μεταβάλλεται με τις καιρικές συνθήκες.

Παρόλα αυτά, όπως αποδεικνύεται από το αντίστοιχο στατιστικό τεστ τα ενοποιημένα υποστρώματα χειμώνα και καλοκαιριού είναι στατιστικά ίδια για κάθε φωτοκορυφή που εξετάζεται. Αυτό αποδεικνύει ότι παρά την έντονη διαφορά στις καιρικές συνθήκες μεταξύ των δύο χρονικών περιόδων συλλογής φασμάτων, δεν παρουσιάζονται σημαντικές μεταβολές στα φάσματα μεγαλύτερης διάρκειας, στα οποία φαίνεται να μειώνονται οι κυμάνσεις του υποστρώματος. Έτσι ενισχύεται περισσότερο το συμπέρασμα ότι ένα φάσμα μεγάλης διάρκειας μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά το υπόστρωμα στον ανιχνευτή.

6.5.2 Σύγκριση διήμερων φασμάτων χειμώνα και καλοκαιριού

Προκειμένου να ελεγχθεί εκτενέστερα η υπόθεση ότι τα φάσματα χειμώνα και καλοκαιριού δεν παρουσιάζουν ομαδικά σημαντικές διαφορές λόγω της μεταβολής των καιρικών συνθηκών θα πραγματοποιηθεί το τεστ Tukey. Στόχος αυτής της ενότητας είναι να διαπιστωθεί αν οι διαφορές που παρουσιάζονται μεταξύ των διήμερων φασμάτων καλοκαιριού και χειμώνα είναι τέτοιες ώστε οι δύο ομάδες φασμάτων να μην συσχετίζονται, δηλαδή να μην ανήκουν στατιστικά στο ίδιο πιθανοσύνολο. Στη συνέχεια παρουσιάζεται συνοπτικά η μεθοδολογία διεξαγωγής του τεστ Tukey.

Έστω ότι έχουν συλλεχθεί n μετρήσεις για c διαφορετικά δείγματα (άρα συνολικά $c \times n$ μετρήσεις). Οι n μετρήσεις πραγματοποιούνται για την εξεταζόμενη παράμετρο και από αυτή θα κριθεί αν τα c διαφορετικά δείγματα ανήκουν στο ίδιο πιθανοσύνολο. Η εξεταζόμενη παράμετρος ονομάζεται παράμετρος σύγκρισης και τα c δείγματα, αντικείμενα σύγκρισης. Ένα πείραμα σύγκρισης έχει ως σκοπό να συγκρίνει τις μέσες τιμές της παραμέτρου σύγκρισης των εξεταζόμενων αντικειμένων. Οπότε αν οι διαφορές των μέσων τιμών \bar{x}_i , όπου $i = 1, \dots, c$, της παραμέτρου σύγκρισης των διαφόρων αντικειμένων δεν είναι στατιστικά σημαντικές, τότε μπορεί να θεωρηθεί ότι τα αντικείμενα αυτά προέρχονται από το ίδιο πιθανοσύνολο. Δηλαδή, όλες οι τιμές μ_i δεν διαφέρουν σημαντικά από την μέση τιμή μ του πιθανοσυνόλου των τιμών της παραμέτρου σύγκρισης όλων των αντικειμένων και συνεπώς οι παρατηρούμενες διαφορές στις τιμές \bar{x}_i αποδίδονται σε τυχαία αίτια. Με άλλα λόγια, ο σκοπός ενός πειράματος σύγκρισης, είναι να ελεγχθούν οι υποθέσεις :

$$H_0 : \mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu$$

$$H_1 : \mu_l \neq \mu_m, \text{ όπου } l \neq m$$

Η καλύτερη σημειακή εκτίμηση της μέσης τιμής του πιθανοσυνόλου από το οποίο προέρχεται το αντικείμενο σύγκρισης i είναι :

$$\mu_i = \bar{x}_i \quad (6.16)$$

Η συνολική μέση τιμή των c αντικειμένων είναι :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^c \sum_{j=1}^n x_{i,j}}{c \cdot n} \quad (6.17)$$

Η καλύτερη σημειακή εκτίμηση της μέσης τιμής του πιθανοσυνόλου από το οποίο, ενδεχομένως, προέρχονται όλα τα αντικείμενα είναι:

$$\mu = \bar{x} \quad (6.18)$$

Τέλος, η καλύτερη σημειακή εκτίμηση της επίδρασης της παραμέτρου σύγκρισης του i -οστού αντικειμένου είναι :

$$t_i = \bar{x}_i - \bar{x} \quad (6.19)$$

και οι υποθέσεις εκφράζονται ως :

$$H_0 : t_i = 0$$

$$H_1 : t_i \neq 0 \quad (6.20)$$

Στην περίπτωση που η μηδενική υπόθεση γίνει δεκτή, τότε όλα τα αντικείμενα σύγκρισης, όσον αφορά την παράμετρο σύγκρισης που ελέγχεται, προέρχονται από το ίδιο πιθανοσύνολο, ή στατιστικά δεν υπάρχει διαφοροποίηση της παραμέτρου σύγκρισης επί των αντικειμένων σύγκρισης. Σε αυτή την περίπτωση οι μέσες τιμές των δειγμάτων των c αντικειμένων αποτελούν τυχαίο δείγμα με μεταβλητότητα $\frac{\sigma^2}{n}$.

Δύναται να γίνει μία εκτίμηση της τυπικής απόκλισης σ του πιθανοσυνόλου, κάνοντας τους εξής συλλογισμούς :

Η μεταβλητότητα του αντικειμένου i θα είναι :

$$s_i^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(x_{i,j} - \bar{x}_i)^2}{n-1} \quad (6.21)$$

και αποτελεί εκτίμηση της σ^2 με $n-1$ βαθμούς ελευθερίας.

Η μέση μεταβλητότητα των c αντικειμένων θα είναι :

$$s^2 = \sum_{j=1}^c \frac{s_i^2}{c} = \frac{\sum_{i=1}^c \sum_{j=1}^n (x_{i,j} - \bar{x}_i)^2}{c \cdot (n-1)} \quad (6.22)$$

Η s^2 αποτελεί πλέον ακριβή εκτίμηση της σ^2 και έχει $c \cdot (n-1)$ βαθμούς ελευθερίας.

Ορίζεται η στοχαστική μεταβλητή «περιοχή τιμών», w , και συμβολίζει τη διαφορά της ελάχιστης από τη μέγιστη τιμή \bar{x}_i . Αποδεικνύεται τότε ότι η αδιάστατη ανηγμένη μεταβλητή q που ορίζεται από την εξίσωση (6.23) ακολουθεί στατιστική κατανομή που ονομάζεται κατανομή περιοχής τιμών Student (studentized range) με $v = c \cdot (n-1)$ βαθμούς ελευθερίας.

$$q = \frac{w}{s/\sqrt{n}} \quad (6.23)$$

Οι τιμές της στοχαστικής μεταβλητής q της κατανομής που αντιστοιχούν σε συγκεκριμένα επίπεδα εμπιστοσύνης p ($q < q_{(1+p)/2}$) μπορούν να αναζητηθούν στη βιβλιογραφία, συναρτήσει του πλήθους c των αντικειμένων και του βαθμού ελευθερίας v . Το διάστημα εμπιστοσύνης της στοχαστικής μεταβλητής w , σε επίπεδο εμπιστοσύνης p , ορίζεται κατά τον Tukey:

$$w + q_{\frac{1+p}{2}}(c, c \cdot (n-1)) \cdot \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (6.24)$$

Αν η τιμή σύγκρισης q βρίσκεται εκτός της κρίσιμου περιοχής, $q < q_c$, τότε η μηδενική υπόθεση 6.20 γίνεται αποδεκτή.

Το στατιστικό τεστ του Tukey εφαρμόστηκε ξεχωριστά για κάθε φωτοκορυφή που εξετάστηκε στα υποστρώματα του ανιχνευτή HPGe. Ως αντικείμενα ϵ ορίστηκαν οι δύο ομάδες υποστρωμάτων, χειμώνα και καλοκαιριού. Υπολογίστηκε η παράμετρος σύγκρισης q για κάθε ενέργεια, σύμφωνα με τη διαδικασία που περιεγράφηκε παραπάνω. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία οι τιμές της παραμέτρου σύγκρισης για επίπεδα εμπιστοσύνης 99%, 95% και 90% είναι οι παρακάτω :

$$q_{99\%} = 5.24$$

$$q_{95\%} = 3.46$$

$$q_{90\%} = 2.75$$

Στον πίνακα 6.4 παρουσιάζονται οι τιμές τις παραμέτρου σύγκρισης για κάθε φωτοκορυφή που εξετάζεται και συγκρίνονται με τις κρίσιμες για τα διάφορα επίπεδα εμπιστοσύνης.

TUKEY TEST		Παράμετροι σύγκρισης			
Ισότοπα	E (keV)	q	q_{99}	q_{95}	q_{90}
^{210}Pb	46.52	1.20	<	<	<
^{234}Th	63.29	2.48	<	<	<
^{235}U - ^{226}Ra	185.99	0.33	<	<	<
^{212}Pb	238.63	0.19	<	<	<
^{214}Pb	295.22	0.07	<	<	<
^{214}Pb	351.99	0.48	<	<	<
^{208}Tl	583.14	1.85	<	<	<
^{214}Bi	609.32	0.38	<	<	<
^{228}Ac	911.07	0.99	<	<	<
^{228}Ac	1120.28	0.64	<	<	<
^{214}Bi	1460.82	0.58	<	<	<
^{40}K	1764.51	0.71	<	<	<

Πίνακας 6.5 : Στατιστικό έλεγχος Tukey του συνόλου των διήμερων υποστρωμάτων για επίπεδα εμπιστοσύνης 99%, 95% και 90%

Όπως προκύπτει από τον παραπάνω πίνακα, όλες οι παράμετροι που υπολογίζονται για τις φωτοκορυφές είναι μικρότερες από τις αντίστοιχες κρίσιμες τιμές για όλα τα επίπεδα εμπιστοσύνης. Επομένως τα φάσματα του χειμώνα και του καλοκαιριού ανήκουν στο ίδιο πιθανοσύνολο, γεγονός που φανερώνει ότι δεν υπάρχει συστηματική επίδραση της εποχής στο υπόστρωμα της διάταξης HPGe. Επομένως, σε συνδυασμό με τα συμπεράσματα των προηγούμενων παραγράφων, προκύπτει ότι η λήψη ενός

φάσματος υποστρώματος μεγάλης διάρκειας, όπως αυτά που συνηθίζεται να λαμβάνονται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, οδηγεί σε αντιπροσωπευτική εκτίμηση του υποστρώματος του ανιχνευτή για όλο το χρόνο.

6.6 Κατώτερα όρια ανίχνευσης της ανιχνευτικής διάταξης HPGe

Στις προηγούμενες παραγράφους μελετήθηκε η επίδραση της διάρκειας λήψης φάσματος υποστρώματος στον ανιχνευτή HPGe. Χρησιμοποιώντας τα φάσματα αυτά μπορούν να υπολογιστούν τα κατώτερα όρια ανίχνευσης L_D της ανιχνευτικής διάταξης HPGe. Τα όρια ανίχνευσης θα υπολογιστούν με τις δύο μεθόδους (ΔΔ Κ.Α. Καρφόπουλου, 2012 και ISO 11929-3:2000) που περιγράφονται στην παράγραφο 6.4.4. Τα όρια ανίχνευσης υπολογίστηκαν ξεχωριστά για καλοκαίρι και χειμώνα.

6.6.1 Υπολογισμός ορίου L_D σύμφωνα με τη μέθοδο που περιγράφεται στη ΔΔ Κ.Α. Καρφόπουλου

Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 6.4.4 η μέθοδος αυτή βασίζεται στη χρήση πολλαπλών υποστρωμάτων για τον υπολογισμό του ορίου ανίχνευσης. Για την εφαρμογή αυτής της μεθόδου χρησιμοποιήθηκαν τα διήμερα φάσματα που συλλέχθηκαν και αναλύθηκαν με τον κώδικα SPUNAL. Τα όρια ανίχνευσης προκύπτουν σύμφωνα με του τύπους 6.15 και 6.16 σε cps (counts per second) και παρουσιάζονται στους πίνακες 6.6 και 6.7 για χειμώνα και καλοκαίρι αντίστοιχα. Σημειώνεται ότι η φωτοκορυφή του ^{228}Ac στα 968.9keV δεν συμπεριλήφθηκε σε ορισμένους υπολογισμούς καθώς δεν ανιχνεύθηκε σε όλα τα φάσματα.

Ισότοπα	²¹⁰ Pb	²³⁴ Th	²³⁵ U- ²²⁶ Ra	²¹² Pb	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Pb	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi	⁴⁰ K	²¹⁴ Bi	
Ενέργειες	46.52	63.29	185.99	238.63	295.22	351.99	583.14	609.32	911.07	1120.28	1460.75	1764.51	
1ο φάσμα	cps	0.00479	0.00615	0.00655	0.00310	0.00221	0.00324	0.00128	0.00278	0.00059	0.00098	0.00371	0.00158
2ο φάσμα		0.00472	0.00569	0.00671	0.00322	0.00255	0.00503	0.00131	0.00329	0.00086	0.00096	0.00351	0.00165
3ο φάσμα		0.00406	0.00538	0.00615	0.00191	0.00273	0.00569	0.00148	0.00451	0.00072	0.00121	0.00392	0.00158
4ο φάσμα		0.00539	0.00581	0.00572	0.00259	0.00279	0.00530	0.00152	0.00384	0.00082	0.00089	0.00413	0.00169
mean		0.00474	0.00576	0.00628	0.00271	0.00257	0.00482	0.00140	0.00361	0.00074	0.00101	0.00382	0.00163
σ _{bg}	0.00047	0.00028	0.00038	0.00052	0.00023	0.00094	0.00010	0.00064	0.00011	0.00012	0.00023	0.00005	
L _D	0.00155	0.00091	0.00126	0.00170	0.00074	0.00309	0.00034	0.00212	0.00035	0.00040	0.00076	0.00016	

Πίνακας 6.6 : Τα όρια ανίχνευσης L_D για τον ανιχνευτή HPGe, όπως υπολογίζονται από τα φάσματα χειμώνα με τη μέθοδο ΔΔ Κ.Α. Καρφόπουλου.

Ισότοπα	²¹⁰ Pb	²³⁴ Th	²³⁵ U- ²²⁶ Ra	²¹² Pb	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Pb	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi	⁴⁰ K	²¹⁴ Bi	
Ενέργειες	46.52	63.29	185.99	238.63	295.22	351.99	583.14	609.32	911.07	1120.28	1460.75	1764.51	
1ο φάσμα	cps	0.00460	0.00549	0.00608	0.00281	0.00254	0.00513	0.00085	0.00389	0.00079	0.00139	0.00425	0.00146
2ο φάσμα		0.00445	0.00518	0.00684	0.00270	0.00288	0.00408	0.00141	0.00335	0.00080	0.00109	0.00367	0.00146
3ο φάσμα		0.00445	0.00560	0.00645	0.00218	0.00236	0.00499	0.00142	0.00391	0.00094	0.00132	0.00380	0.00173
4ο φάσμα		0.00469	0.00554	0.00602	0.00332	0.00253	0.00422	0.00112	0.00369	0.00067	0.00116	0.00386	0.00170
mean		0.00455	0.00545	0.00635	0.00275	0.00258	0.00461	0.00120	0.00371	0.00080	0.00124	0.00390	0.00159
σ _{bg}	0.00010	0.00016	0.00033	0.00040	0.00019	0.00046	0.00024	0.00022	0.00010	0.00012	0.00022	0.00013	
L _D	0.00034	0.00053	0.00108	0.00133	0.00062	0.00151	0.00078	0.00074	0.00032	0.00040	0.00071	0.00042	

Πίνακας 6.7 : Τα όρια ανίχνευσης L_D για τον ανιχνευτή HPGe, όπως υπολογίζονται από τα φάσματα καλοκαιριού με τη μέθοδο ΔΔ Κ.Α. Καρφόπουλου.

Όπως φαίνεται από τα δεδομένα των πινάκων 6.6 και 6.7, υπάρχουν φωτοκορυφές οι οποίες, όσον αφορά στο όριο ανίχνευσης L_C , δεν παρουσιάζουν αποκλίσεις ανάμεσα στα φάσματα χειμώνα και καλοκαίρι, όπως του ^{228}Ac και του ^{40}K . Δεν συμβαίνει το ίδιο όμως και για τις υπόλοιπες φωτοκορυφές όπου παρατηρούνται διαφορές στο όριο ανίχνευσης μεταξύ των δύο ομάδων φασμάτων, έως και 80%. Οι εν λόγω φωτοκορυφές ανήκουν κυρίως σε θυγατρικά ισότοπα του ραδονίου και του θορονίου, επομένως η παρατηρούμενη απόκλιση οφείλεται πιθανά στη μεταβολή των καιρικών φαινομένων στα φάσματα υποστρώματος και στην τυχαία κύμανση των φασμάτων από την οποία προκύπτει το εκάστοτε όριο.

6.6.2 Υπολογισμός ορίου L_D κατά ISO 11929-3:2000

Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 6.4.4 η μέθοδος αυτή βασίζεται στον υπολογισμό του ορίου ανίχνευσης με ένα φάσμα. Επιλέχθηκαν τα ενοποιημένα φάσματα χειμώνα και καλοκαιριού, διάρκειας οχτώ ημερών. Ακόμη ο υπολογισμός των ορίων ανίχνευσης μέσω αυτής της μεθόδου πραγματοποιείται για συγκεκριμένο δείγμα. Στην περίπτωση αυτή θα εξεταστεί ο υπολογισμός υποστρώματος για δείγμα χώματος. Το δείγμα γεωμετρίας 2 που χρησιμοποιήθηκε έχει κωδική ονομασία MS642 αποτελεί τυπικό δείγμα χώματος το οποίο έχει προμηθευτεί το ΕΠΤ-ΕΜΠ από τον Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ) το 2012 στο πλαίσιο Άσκησης Διασύγκρισης. Στους πίνακες 6.8 και 6.9 παρουσιάζονται τα όρια ανίχνευσης L_D , σε counts (κρούσεις), για κάθε φωτοκορυφή που εξετάστηκε, για το χειμώνα και το καλοκαίρι αντίστοιχα, όπως και τα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό τους, τα οποία συλλέχθηκαν από τα αρχεία IEC των φασμάτων σύμφωνα με τη μεθοδολογία που περιγράφηκε στην παράγραφο 6.4.4.

Ισότοπα	²¹⁰ Pb	²³⁴ Th	²³⁵ U- ²²⁶ Ra	²¹² Pb	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Pb	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi	⁴⁰ K	²¹⁴ Bi
Ενέργεια (keV)	46.52	63.29	185.99	238.63	295.22	351.99	583.14	609.32	911.07	1120.28	1460.75	1764.51
n _s (channel)	7	7	7	9	9	9	11	11	11	13	15	15
n _b (channel)	7	7	7	9	9	9	11	11	11	13	15	15
m _s (channel)	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
m _b (channel)	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
B _s (counts)	3601	3886	3149	3836	2141	1699	731	607	282	262	143	95
B _b (counts)	11378	12879	14281	13858	9531	6863	2590	2562	1273	1149	762	520
t _s (sec)	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882
t _b (sec)	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200
A _b (counts)	3278	3760	4279	2118	1729	3316	965	2492	496	539	2665	1136
L _D (cps)	0.00283	0.00295	0.00272	0.00297	0.00225	0.00210	0.00137	0.00139	0.00087	0.00087	0.00096	0.00070

Πίνακας 6.8 : Όρια ανίχνευσης L_D για τον ανιχνευτή HPGe, όπως υπολογίζονται από τα φάσματα χειμώνα με τη μέθοδο ISO 11929-3:2000.

Ισότοπα	²¹⁰ Pb	²³⁴ Th	²³⁵ U- ²²⁶ Ra	²¹² Pb	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Pb	²⁰⁸ Tl	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi	⁴⁰ K	²¹⁴ Bi
Ενέργεια (keV)	46.52	63.29	185.99	238.63	295.22	351.99	583.14	609.32	911.07	1120.28	1460.75	1764.51
n _s (channel)	7	7	7	9	9	9	11	11	11	13	15	15
n _b (channel)	7	7	7	9	9	9	11	11	11	13	15	15
m _s (channel)	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
m _b (channel)	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
B _s (counts)	3601	3886	3149	3836	2141	1699	731	607	282	262	143	95
B _b (counts)	11052	12765	13692	13615	9515	6830	3259	2591	1250	1130	718	505
t _s (sec)	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882	84882
t _b (sec)	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200	691200
A _b (counts)	3138	3602	4502	1804	1676	3219	23	2568	558	674	2744	1120
L _D (cps)	0.00282	0.00294	0.00273	0.00295	0.00225	0.00210	0.00131	0.00140	0.00088	0.00089	0.00097	0.00069

Πίνακας 6.9 : Όρια ανίχνευσης L_D για τον ανιχνευτή HPGe, όπως υπολογίζονται από τα φάσματα καλοκαιριού με τη μέθοδο ISO 11929-3:2000.

Η μέθοδος του ISO 11929-3:200 δίνει πολύ διαφορετικά αποτελέσματα από τη μέθοδο που εισάγεται στη ΔΔ Καρφόπουλου. Σημειώνεται ότι αν και ο τύπος 6.15 δίνει το κατώτερο όριο ανίχνευσης L_D σε counts, στους παραπάνω πίνακες μετατρέπεται σε cps, προκειμένου να είναι δυνατή η σύγκριση των αποτελεσμάτων των δύο μεθόδων. Η μετατροπή πραγματοποιείται με τη διαίρεση των τιμών με το χρόνο συλλογής του φάσματος του δείγματος t_s . Κατ' αρχήν οι εκτιμήσεις του ορίου ανίχνευσης δεν φαίνεται να παρουσιάζουν σημαντική απόκλιση (<2%) ανάλογα με το χρησιμοποιούμενο φάσμα υποστρώματος. Με άλλα λόγια δεν διαφέρουν στατιστικά οι τιμές που υπολογίζονται για κάθε φωτοκορυφή με χρήση των φασμάτων του χειμώνα σε σχέση με εκείνες που υπολογίζονται με βάση τα φάσματα του καλοκαιριού. Ο λόγος είναι ότι στη μεθοδολογία υπολογισμού του ISO 11929-3:200 λαμβάνεται υπόψη η κορυφή του φάσματος του δείγματος, η οποία στη προκειμένη περίπτωση αναφέρεται σε δείγμα χρώματος. Κατά την ανάλυση δειγμάτων χρώματος το συνεχές υπόστρωμα είναι αυξημένο σε σχέση με τα φάσματα υποστρώματος που λαμβάνονται χωρίς δείγμα. Ως εκ τούτου, τα υπολογιζόμενα όρια ανίχνευσης με τη μέθοδο ISO 11929-3:200, η οποία συνυπολογίζει το συνεχές υπόστρωμα που δημιουργεί το δείγμα, οδηγεί σε υψηλότερες τιμές από ότι η μέθοδος που εισήχθη στη ΔΔ Καρφόπουλου, η οποία λαμβάνει υπόψη μόνο το υπόστρωμα της διάταξης χωρίς δείγμα. Επιπλέον, ακριβώς επειδή η μεγαλύτερη συνιστώσα του ορίου ανίχνευσης με τη μέθοδο ISO 11929-3:200 είναι εκείνη του συνεχούς υποστρώματος του δείγματος, οι όποιες διαφορές των φασμάτων υποστρώματος λόγω διαφορετικής εποχής δεν είναι εμφανής στις τελικές υπολογιζόμενες τιμές L_D .

γ-φασματοσκοπική ανάλυση δείγματος NORM υψηλής ενεργότητας

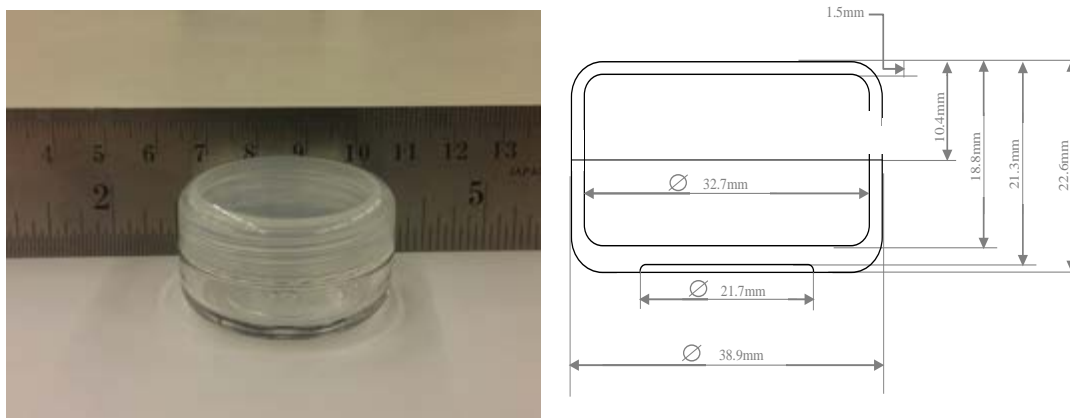
7.1 Εισαγωγή

Τα υλικά NORM (Naturally Occurring Radioactive Material) αποτελούν συχνά προϊόντα ή παραπροϊόντα ορισμένων βιομηχανιών επεξεργασίας πρώτων υλών, όπως για παράδειγμα η παραγωγή φωσφορικών λιπασμάτων. Συνήθως, οι διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στις βιομηχανίες αυτές έχουν ως αποτέλεσμα της αύξηση των επιπέδων ραδιενέργειας των προϊόντων ή των παραπροϊόντων σε σχέση με την πρώτη ύλη. Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστεί αναλυτικά η διαδικασία γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης ενός δείγματος NORM άγνωστης με τον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ. Το δείγμα που εξετάζεται αποτελεί προϊόν εμπλουτισμού ορυκτών σπανίων γαιών και διατίθεται σε μικρή ποσότητα. Ο σκοπός αυτού του κεφαλαίου είναι, πέραν του προσδιορισμού των περιεχόμενων ισοτόπων στο δείγμα, η μελέτη της επίδρασης ενδεχόμενης μετακίνησης του δείγματος σε μεγαλύτερη απόσταση από τον ανιχνευτή ακριβώς λόγω της σχετικά υψηλής του ενεργότητας, καθώς και η διερεύνηση της δυνατότητας χρήσης γεωμετρίας μικρότερου όγκου για την ανάλυση περιβαλλοντικών δειγμάτων.

7.2 γ-φασματοσκοπική ανάλυση δείγματος εμπλουτισμού σπανίων γαιών με τον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Το δείγμα που εξετάζεται στα πλαίσια της ΔΕ αποτελεί προϊόν εμπλουτισμού ορυκτών σπανίων γαιών. Πρέπει να γίνει σαφές ότι αν και ένα τέτοιο υλικό αποτελεί πηγή φυσικής ραδιενέργειας, η ενεργότητα του δείγματος ενδεχομένως είναι υψηλή. Για την ανάλυσή του, λόγω της περιορισμένης διαθέσιμης ποσότητας και της υψηλής

ενεργότητας, επιλέχθηκε η χρήση γεωμετρίας μικρότερου όγκου από τις γεωμετρίες «2», «5» και «8», που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια. Η γεωμετρία η οποία αποφασίστηκε να χρησιμοποιηθεί αντιστοιχεί σε όγκο δείγματος 14.5cm^3 και το αντίστοιχο δοχείο παρουσιάζεται στο σχήμα 7.1.



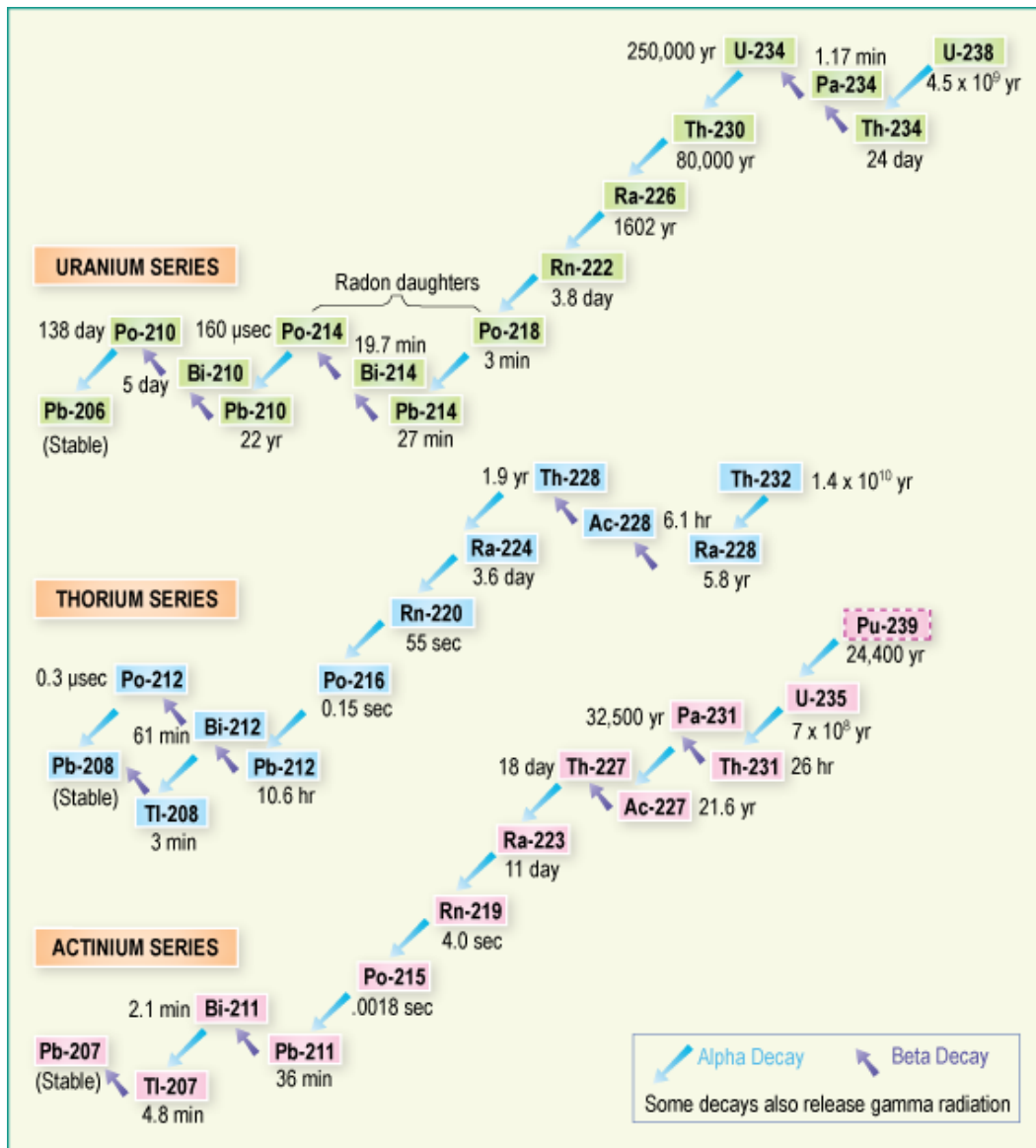
Σχήμα 7.1 : Δοχείο γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 (αριστερά) και σκαρίφημα των διαστάσεών του (δεξιά).

Η επιλογή της συγκεκριμένης γεωμετρίας αποσκοπεί στη διερεύνηση της δυνατότητας χρήσης της για περιβαλλοντικά δείγματα. Δεδομένου ότι το δείγμα έχει σχετικά υψηλά επίπεδα ραδιενέργειας είναι δυνατή η ανάλυσή του σε διάφορες αποστάσεις από τον ανιχνευτή, γεγονός επιθυμητό καθώς, σύμφωνα με το κεφάλαιο 4, η τοποθέτηση του δείγματος σε απόσταση από τον ανιχνευτή μειώνει την ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης και της τυχαίας άθροισης και διευκολύνει τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση.

Στις παραγράφους που ακολουθούν παρουσιάζονται ορισμένες πληροφορίες για τα υλικά NORM γενικά και τις σπάνιες γαίες ειδικότερα, καθώς ο τρόπος παραγωγής του εκάστοτε δείγματος NORM (εμπλουτισμός σπανίων γαιών, καύση ορυκτών, κ.λ.π.) εν γένει επηρεάζει την περιεκτικότητά του σε ραδιενεργά ισότοπα.

7.2.1 Υλικά NORM (Naturally Occurring Radioactive Materials)

Ο χαρακτηρισμός NORM, δηλαδή Naturally Occurring Radioactive Material, χρησιμοποιείται για να περιγράψει υλικά, συνήθως βιομηχανικά απόβλητα ή παραπροϊόντα, εμπλουτισμένα με φυσικά ραδιενεργά ισότοπα που βρίσκονται στο περιβάλλον, όπως αυτά των ραδιενεργών σειρών του ^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U καθώς και το ^{40}K . Οι φυσικές ραδιενεργές σειρές απεικονίζονται στο σχήμα 7.2 όπου καταγράφονται τα διάφορα ισότοπα, ο τρόπος διάσπασης και ο χρόνος ημιζωής. Ανάλογα με το περιβάλλον από όπου προέρχονται τα υλικά NORM ενδεχομένως υπάρχουν και ίχνη ραδιενεργού ρύπανσης, για παράδειγμα ^{137}Cs από πυρηνικά ατυχήματα. Υπό κανονικές συνθήκες τα ισότοπα που ανιχνεύονται στα υλικά NORM βρίσκονται σε πολύ μικρές συγκεντρώσεις στο φλοιό της γης, όμως ορισμένες ανθρώπινες ή και φυσικές δραστηριότητες οδηγούν στην αυξημένη παρουσία τους σε ορισμένα υλικά. Παραδείγματα ανθρώπινων δραστηριοτήτων που οδηγούν στη δημιουργία υλικών NORM είναι η εξόρυξη πετρελαίου και φυσικού αερίου και η εξόρυξη και η επεξεργασία σπανίων γαιών, ενώ αντίστοιχη φυσική δραστηριότητα είναι η εκροή του αερίου ραδονίου στην ατμόσφαιρα απευθείας από το έδαφος ή μέσω της διάλυσης του στα υπόγεια υδάτινα ρεύματα. Άλλο ένα παράδειγμα υλικού με τεχνητά επαυξημένη ραδιενέργεια είναι η τέφρα που παράγεται από την καύση ορυκτών σε εργοστάσια παραγωγής ενέργειας.



Σχήμα 7.2 : Οι ραδιενεργές σειρές του Ουρανίου, του Θωρίου και του Ακτινίου

Στη συνέχεια θα εξεταστούν οι ιδιότητες μιας συγκεκριμένης ομάδας υλικών NORM, των προϊόντων εμπλουτισμού σπανίων γαιών και θα αναλυθεί η προέλευση της υψηλής ραδιενέργειας που τα συνοδεύει.

7.2.2 Σπάνιες Γαίες

Σπάνιες γαίες (Rare Earth Elements, REE) καλούνται μία σειρά από μέταλλα, τα οξείδια των οποίων είναι γαιώδους μορφής και ονομάστηκαν έτσι λόγω της εξαιρετικής σπανιότητάς τους. Αυτά τα μέταλλα λέγονται και λανθανίδες εκ του

ονόματος του πρώτου στοιχείου της κατηγορίας τους στον περιοδικό πίνακα. Παρουσιάζουν παρόμοιες φυσικές και χημικές ιδιότητες. Στην κατηγορία αυτή υπάγονται τα ακόλουθα χημικά στοιχεία που υποδιαιρούνται σε τρεις υποομάδες:

- 1η Υποομάδα: Σκάνδιο (Sc), Λανθάνιο (La), Δημήτριο (Ce), Πρασεοδύμιο (Pr), Νεοδύμιο (Nd), Προμήθειο (Pm) και Σαμάριο (Sm). Κύριες πηγές των στοιχείων αυτής της υποομάδας είναι τα ορυκτά μοναζίτης, τσερίτης και αλλανίτης.
- 2η Υποομάδα: Ευρώπιο (Eu), Γαδολίνιο (Gd) και Τέρβιο (Tb). Κύριες πηγές των στοιχείων αυτής της υποομάδας είναι τα ορυκτά σαμαρσκίτης και μερικά είδη ξενοτίμου.
- 3η Υποομάδα: Δυσπρόσιο (Dy), Όλμιο (Ho), Ύτριο (Y), Έρβιο (Er), Θούλιο (Tm), Υτέρβιο (Yb) και Λουτέτσιο (Lu). Κύριες πηγές των στοιχείων αυτής της υποομάδας είναι τα ορυκτά γαδολινίτης, ξενότιμο, ευξενίτης και φεργκιουσονίτης.

Εκ των παραπάνω μετάλλων το λανθάνιο, το δημήτριο και το νεοδύμιο δεν είναι τόσο σπάνια όσο το ευρώπιο, το τέρβιο και το θούλιο που είναι εξαιρετικά σπάνια. Η θέση αυτών των στοιχείων στο περιοδικό πίνακα παρουσιάζεται στο σχήμα 7.3.

The image shows a periodic table of elements. The elements are color-coded into groups: Nonmetals (red), Alkali metals (yellow), Alkaline Earth metals (orange), Transition elements (purple), Other metals (light orange), Metalloids (green), Halogenes (light green), Noble gases (light blue), Lanthanides (yellow-green), and Actinides (blue). The rare earth elements (REE) are highlighted in a red box. These include Scandium (Sc, 21), Yttrium (Y, 39), Lanthanum (La, 57), and the lanthanide series from Cerium (Ce, 58) to Lutetium (Lu, 71). The actinide series from Thorium (Th, 90) to Lawrencium (Lr, 103) is shown below the lanthanides.

Σχήμα 7.3 : Θέση των σπανίων γαιών στο περιοδικό πίνακα των στοιχείων.

Μια διαφορετική κατηγοριοποίηση για τις σπάνιες γαίες είναι σε ελαφρές (LREE), Sc, La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, και Gd, γνωστές και ως η ομάδα του Δημητρίου, και βαριές (HREE), Y, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, και Lu, γνωστές και ως η ομάδα του Υτρίου. Η διαφοροποίηση αυτή σχετίζεται περισσότερο με το Ατομικό Βάρος και τη γεωλογική συμπεριφορά των στοιχείων. Εκτός του προμηθείου, το οποίο είναι ραδιενεργό και δεν υπάρχει σε μεγάλες ποσότητες στη φύση εξαιτίας της σχετικά μικρής ημιζωής του, οι σπάνιες γαίες δεν είναι στην πραγματικότητα τόσο σπάνιες, μιας και βρίσκονται σε μεγαλύτερες ποσότητες από το ασήμι, το χρυσό και την πλατίνα. Στην Ελλάδα έχουν εντοπισθεί σπάνιες γαίες και αξιολογώντας γεωλογικά και κοιτασματολογικά δεδομένα πιθανολογείται, ότι υπάρχουν ενδεχομένως αξιοποιήσιμα κοιτάσματα.

Τα μεταλλικά στοιχεία που χρησιμοποιούνται ως εμπορικές πηγές σπανίων γαιών περιέχουν υψηλές συγκεντρώσεις ραδιοϊσοτόπων της ραδιενεργού σειράς του ^{232}Th και σε μικρότερη έκταση του ^{238}U . Ακόμη, εμφανίζουν ίχνη κι άλλων ισοτόπων που ανήκουν στην ακτινοβολία του περιβάλλοντος, όπως το ^{40}K . Κατά τη διάρκεια της επεξεργασίας των ορυκτών των σπανίων γαιών ορισμένα από τα περιεχόμενα ραδιοϊσότοπα μετακινούνται στα προϊόντα ή στα παραπροϊόντα που

προκύπτουν, με συνέπεια ενδεχομένως μεγάλες συγκεντρώσεις τους στα υλικά αυτά, ακόμα και όταν η συγκέντρωσή τους στο αρχικό ορυκτό είναι χαμηλή.

Τα σημαντικότερα ισότοπα που συμβάλλουν στην εκπομπή ακτινών-γ από τις σπάνιες γαίες είναι το ^{228}Ac , ο ^{212}Pb και το ^{208}Tl από τη ραδιενεργό σειρά του ^{232}Th , καθώς και ο ^{214}Pb και το ^{214}Bi από τη ραδιενεργό σειρά του ^{238}U . Η υψηλότερης ενέργειας ακτίνα-γ που ανιχνεύεται εκπέμπεται από το ^{208}Tl (2614keV). Κατά την εξόρυξη και τον εμπλουτισμό των σπανίων γαιών, η εκπομπή ακτινοβολίας-γ, οφείλεται κυρίως σε συσσωρεύσεις μεγάλης ποσότητας μεταλλικών συμπτυκνωμάτων ή καταλοίπων, τα οποία αυξάνουν τη ραδιενέργεια του ορυκτού. Κατά τον εμπλουτισμό του ορυκτού σε σπάνιες γαίες, αυξάνεται και η ποσότητα των καταλοίπων, με αποτέλεσμα η ραδιενέργεια να φτάνει σε ακόμη μεγαλύτερα επίπεδα πάνω από τα φυσικά όρια κατατάσσοντας το στην κατηγορία NORM.

7.3 Ποιοτικός και ποσοτικός προσδιορισμός ραδιενέργειας δείγματος εμπλουτισμού σπανίων γαιών με τον ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ αναλύονται συνήθως δείγματα χαμηλής ραδιενέργειας, όπως το χώμα. Καθώς το δείγμα το οποίο πρόκειται να αναλυθεί έχει σχετικά υψηλή φυσική ραδιενέργεια, σε σχέση με η ραδιενέργεια του χώματος, με αποτέλεσμα ο νεκρός χρόνος (dead time) του ανιχνευτή HPGe να είναι σχετικά υψηλός, αποφασίσθηκε να συσκευασθεί μικρή ποσότητα του υλικού. Το υλικό συσκευάστηκε στο δοχείο όγκου 14.5cm^3 που φαίνεται στο σχήμα 7.1. Το δείγμα, μάζας 25.3gr, έλαβε την κωδική ονομασία MS664.

Η διαδικασία που αποφασίσθηκε να ακολουθηθεί για τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση του παραπάνω δείγματος περιγράφεται με τα παρακάτω βήματα :

1. Καταρχήν, θα εξεταστεί το κατά πόσον τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που προσδιορίστηκαν για τον ανιχνευτή HPGe μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για τον προσδιορισμό της απόδοσης της γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 , μέσω προσομοίωσης Monte Carlo. Ο έλεγχος θα πραγματοποιηθεί με χρήση δείγματος τέφρας γνωστής περιεκτικότητας και όγκου 14.5cm^3 . Το δείγμα ονομάζεται PM006 κ α του είναι 12.64gr.

2. Στη συνέχεια, εφόσον διαπιστωθεί ότι τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή εφαρμόζονται και σε αυτή τη γεωμετρία, θα υπολογιστεί η καμπύλη βαθμονόμησης του ανιχνευτή HPGe μέσω του κώδικα προσομοίωσης PENELOPE και του προγράμματος EFFTRAN για δύο διαφορετικές γεωμετρίες: μία σε επαφή και μία σε απόσταση 4cm από τον ανιχνευτή.
3. Στη συνέχεια θα αναλυθεί το δείγμα σπανίων γαιών σε επαφή με τον ανιχνευτή και θα προσδιοριστούν ποιοτικά και ποσοτικά τα ισότοπα που περιέχει.
4. Τέλος, θα αναλυθεί το δείγμα σε απόσταση 4cm από τον ανιχνευτή και θα υπολογιστεί και πάλι η ραδιενέργεια των ισωτόπων που περιέχει, με σκοπό τη μειωμένη επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης.

Μετά από τη συσκευασία των υλικών (σκόνη σπανίων γαιών και τέφρα) στα δοχεία, τα δείγματα βάζονται με ρητίνη ώστε να εμποδίζεται η διαφυγή του ραδονίου και έτσι είναι δυνατό να αποκατασταθεί ραδιενεργός ισορροπία στα δείγματα μεταξύ του ^{226}Ra και των θυγατρικών του. Το διάστημα που απαιτείται για την αποκατάσταση της ισορροπίας είναι 6 χρόνοι ημιζωής του πατρικού ισωτόπου, επομένως στην περίπτωση του ^{226}Ra γύρω στις 25 μέρες.

7.3.1 Έλεγχος των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3

Όπως αναφέρθηκε και ανωτέρω, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που υπολογίστηκαν για τον ανιχνευτή HPGe θα ελεγχθούν μέσω του δείγματος γνωστής ραδιενέργειας PM006. Πρακτικά θα επαναληφθεί η διαδικασία που πραγματοποιήθηκε στο κεφάλαιο 3 για τον προσδιορισμό του γεωμετρικού μοντέλου του ανιχνευτή. Το δείγμα αυτό αποτελείται από ιπτάμενη τέφρα από το θερμικό σταθμό της Μεγαλόπολης και προέρχεται από καύση λιγνίτη. Η περιεκτικότητα της ιπτάμενης τέφρας των ελληνικών λιγνιτικών εργοστασίων καταγράφεται στη δημοσίευση Γραμμέλη Π., Σκορδά Γ., κ.α., 2006 και παρουσιάζεται στον πίνακα 7.1.

Χημική σύσταση Ιπτάμενης Τέφρας - Μεγαλόπολη	
Ενώσεις	Ποσοστιαία σύσταση (%)
SiO ₂	47.7
Al ₂ O ₃	18.5
Fe ₂ O ₃	7.9
CaO	14.9
MgO	2.7
K ₂ O	1.7
Na ₂ O	0.8
SO ₃	3.9

Πίνακας 7.1 : Χημική σύσταση τυπικής ιπτάμενης τέφρας από το λιγνιτικό σταθμό Μεγαλόπολης.

Από την ανάλυση του δείγματος τέφρας γεωμετρίας όγκου 14.5cm³, λαμβάνεται το φάσμα PM006A. Για τον υπολογισμό της απόδοσης επιλέγονται τρεις φωτοκορυφές στις ενέργειες: 295.22keV και 351.93keV του ²¹⁴Pb και τα 1460.82keV του ⁴⁰K οι οποίες δεν παρουσιάζουν προβλήματα λόγω του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης και βρίσκονται σε περιοχή του φάσματος με χαμηλότερα επίπεδα θορύβου. Για αυτές τις ενέργειες υπολογίζεται η απόδοση, τόσο πειραματικά όσο και μέσω προσομοίωσης με τον κώδικα PENELOPE. Για την προσομοίωση αυτή χρησιμοποιούνται τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή που υπολογίστηκαν στο κεφάλαιο 3. Πρέπει να αναφερθεί ότι το δοχείο της πηγής προσομοιώνεται με τις βασικές του διαστάσεις και δεν κρίθηκε απαραίτητη η περιγραφή καμπυλοτήτων. Στον πίνακα 7.2 παρουσιάζονται οι αποδόσεις φωτοκορυφής για τις ενέργειες που αναφέρθηκαν ανωτέρω, όπως αυτές προσδιορίστηκαν πειραματικά και υπολογιστικά. Στον ίδιο πίνακα καταγράφεται και η ποσοστιαία απόκλιση των αποδόσεων. Όπως φαίνεται από τον πίνακα 7.2, οι διαφορές μεταξύ των αποδόσεων που υπολογίζονται πειραματικά και μέσω του κώδικα PENELOPE, με χρήση του γεωμετρικού μοντέλου που προσδιορίστηκε στο κεφάλαιο 3 για τον ανιχνευτή HPGe, παρουσιάζουν απόκλιση μεταξύ τους μικρότερη από 2%, η οποία σύμφωνα με τον έλεγχο U είναι στατιστικά μη σημαντική. Αυτό επιβεβαιώνει τη δυνατότητα χρήσης του εν λόγω γεωμετρικού μοντέλου για τη βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή και στη γεωμετρία όγκου 14.5cm³.

Δείγμα PM006						
E (keV)	Πειραματική απόδοση	σ (%)	Υπολογιστική απόδοση	σ (%)	Απόκλιση (%)	U-test
295.22	0.06248	1.48	0.06377	0.38	2.05	1.34
351.93	0.05383	1.34	0.05411	0.33	0.51	0.37
1460.82	0.01612	3.57	0.01633	0.69	1.33	0.37

Πίνακας 7.2 : Αποδόσεις φωτοκορυφής πειραματικά και υπολογιστικά για πηγή γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 .

Με δεδομένα πλέον τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και της πηγής είναι δυνατόν να γίνει βαθμονόμηση απόδοσης για την υπόψη γεωμετρία με προσομοίωση Monte Carlo. Η βαθμονόμηση απόδοσης έγινε για υλικό πηγής βαθμονόμησης 2M HCl σε επαφή με το καπάκι του ανιχνευτή. Οι υπολογιζόμενες αποδόσεις δίνονται στον πίνακα 7.3, μαζί με τις σχετικές τυχαίες αβεβαιότητές τους σε επίπεδο εμπιστοσύνης 1 σ .

E (keV)	Απόδοση αιχμής	σ (%)
59.54	0.07054	0.10
88.03	0.10965	0.08
122.06	0.1130	0.10
165.86	0.0996	0.15
279.20	0.0658	0.33
391.70	0.0477	0.36
514.01	0.0375	0.47
661.66	0.0302	0.50
898.04	0.0237	0.57
1173.23	0.0191	0.70
1332.49	0.0172	0.70
1460.82	0.01608	0.58
1836.05	0.0131	0.82

Πίνακας 7.3: Απόδοση αιχμής από προσομοίωση για πηγή όγκου 14.5cm^3 υλικού 2M HCl σε επαφή με το παράθυρο του ανιχνευτή.

Από τα αποτελέσματα του προηγούμενου πίνακα για την απόδοση φωτοκορυφής και τη σχέση 2.2 υπολογίζεται η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης αιχμής για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 σε επαφή με τον ανιχνευτή:

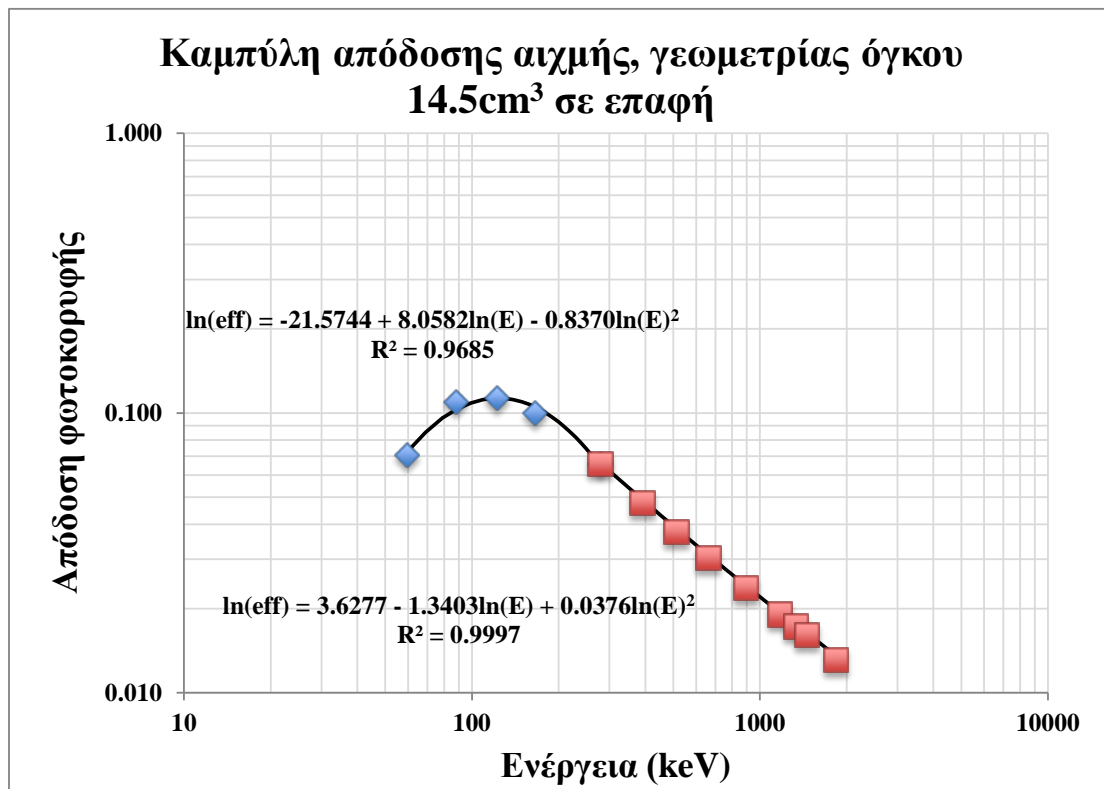
για $0 < E < 279.19\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -21.5744 + 8.0582 \cdot \ln(E) - 0.8370 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.1\alpha)$$

και για $E > 279.19\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 3.6277 - 1.3403 \cdot \ln(E) + 0.0376 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.1\beta)$$

Στο σχήμα 7.4 παρουσιάζονται γραφικά οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης. Στο γράφημα διακρίνονται τα σημεία που προκύπτουν από τον πίνακα 7.3 για τον προσδιορισμό των συναρτήσεων αναδρομής, όπως και οι ίδιες οι συναρτήσεις.



Σχήμα 7.4 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 σε επαφή.

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα οι καμπύλες παρουσιάζουν πολύ καλή προσαρμογή στα δεδομένα καθώς ο συντελεστής συσχέτισης R^2 βρίσκεται πολύ κοντά στη μονάδα και για τις δύο καμπύλες.

Η ίδια διαδικασία ακολουθείται και για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή όταν το δείγμα όγκου 14.5cm^3 τοποθετηθεί σε απόσταση 38.5cm από το παράθυρό του. Οι αποδόσεις φωτοκορυφής, όπως υπολογίστηκαν από τον κώδικα PENELOPE,

παρουσιάζονται στον πίνακα 7.4 μαζί με τις σχετικές τυχαίες αβεβαιότητες σε επίπεδο εμπιστοσύνης 1σ.

E (keV)	Απόδοση αιχμής	σ (%)
59.54	0.02051	0.23
88.03	0.02918	0.21
122.06	0.02952	0.27
165.86	0.0263	0.38
279.20	0.0179	0.70
391.70	0.0133	0.83
514.01	0.01030	0.89
661.66	0.00853	0.79
898.04	0.00675	0.82
1173.23	0.00538	0.93
1332.49	0.00493	0.96
1460.82	0.00459	0.94
1836.05	0.00383	0.97

Πίνακας 7.4: Απόδοση αιχμής από προσομοίωση για πηγή όγκου 14.5cm^3 υλικού $2M\text{ HCl}$ σε απόσταση 38.5mm από το παράθυρο του ανιχνευτή.

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα του προηγούμενου πίνακα για την απόδοση φωτοκορυφής και τη σχέση 2.2 υπολογίζεται η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης αιχμής για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 σε απόσταση 38.5mm από τον ανιχνευτή:

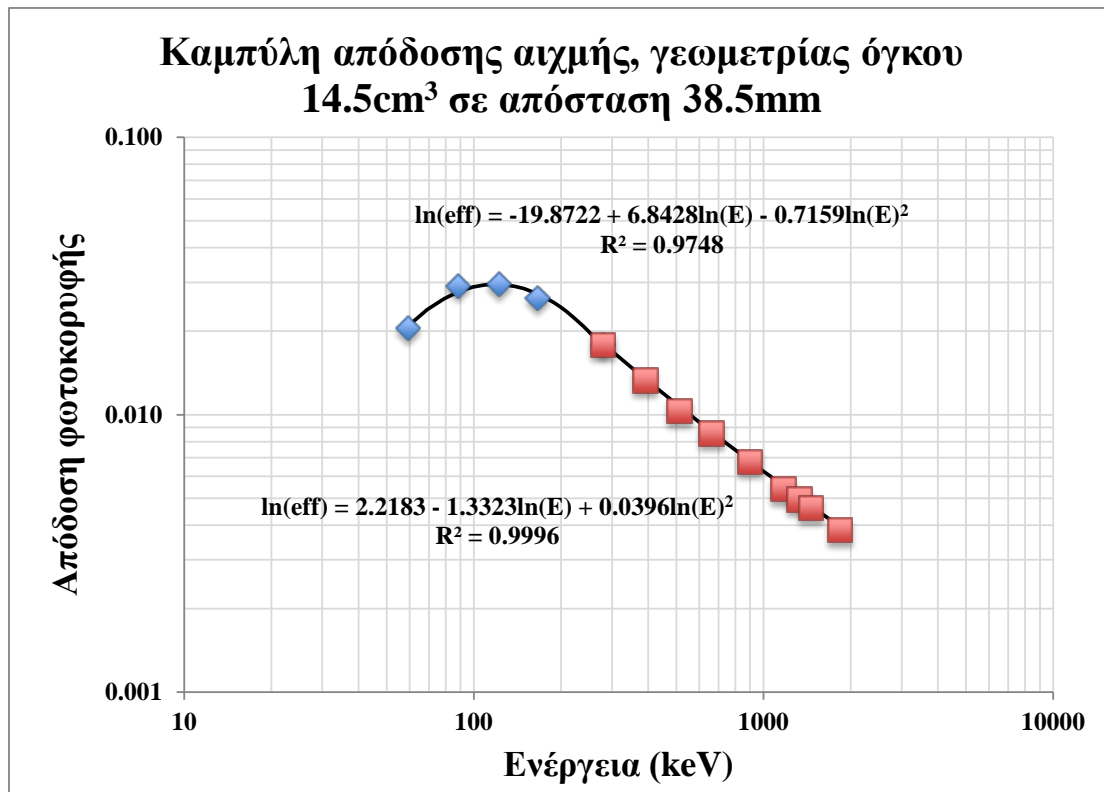
για $0 < E < 279.19\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -19.8722 + 6.8428 \cdot \ln(E) - 0.7159 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.2\alpha)$$

και για $E > 279.19\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 2.2183 - 1.3323 \cdot \ln(E) + 0.0396 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.2\beta)$$

Στο σχήμα 7.5 παρουσιάζονται γραφικά οι καμπύλες βαθμονόμησης απόδοσης. Στο γράφημα διακρίνονται τα σημεία που προκύπτουν από τον πίνακα 7.4 για τον προσδιορισμό των συναρτήσεων αναδρομής, όπως και οι ίδιες οι συναρτήσεις.



Σχήμα 7.5 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας όγκου 14.5cm³ σε απόσταση 38.5mm από τον ανιχνευτή.

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα οι καμπύλες παρουσιάζουν πολύ καλή προσαρμογή στα δεδομένα καθώς ο συντελεστής συσχέτισης R^2 βρίσκεται πολύ κοντά στη μονάδα και για τις δύο καμπύλες.

Στη συνέχεια θα παρουσιαστεί η διαδικασία υπολογισμού της καμπύλης βαθμονόμησης του ανιχνευτή μέσω του προγράμματος EFFTRAN.

7.3.1.1 Βαθμονόμηση απόδοσης της γεωμετρίας όγκου 14.5cm³ σε απόσταση με το πρόγραμμα EFFTRAN

Με την ευκαιρία του προσδιορισμού των αποδόσεων φωτοκορυφής σε διαφορετικές αποστάσεις για τις ίδιες πηγές, είναι ωφέλιμο να εξεταστεί η ακρίβεια της μεταφοράς απόδοσης μιας πηγής σε διαφορετικές σχετικές θέσεις από τον ανιχνευτή μέσω του προγράμματος EFFTRAN. Μέχρι τώρα, παρουσιάστηκε η αποτελεσματικότητα του εν λόγω προγράμματος στη μεταφορά καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης μεταξύ διαφορετικών γεωμετριών πηγών και υλικών. Ο

στόχος αυτής της παραγράφου είναι να διαπιστωθεί αν το πρόγραμμα EFFTRAN παρουσιάζει την ίδια αποτελεσματικότητα και στη μεταφορά απόδοσης μεταξύ διαφορετικών τοποθετήσεων της πηγής σχετικά με τον ανιχνευτή. Σε αυτή την περίπτωση η κύρια αλλαγή που συμβαίνει στο σύστημα είναι η στερεά γωνία ανίχνευσης. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε προς την κατεύθυνση αυτή έχει ως ακολούθως:

Καταρχήν θεωρήθηκαν ως δεδομένες δύο καμπύλες βαθμονόμησης, (α) αυτή που αντιστοιχεί στη βαθμονόμηση του ανιχνευτή για πηγή όγκου γεωμετρίας «2» και περιγράφεται με τις εξισώσεις 3.2α,β και (β) την καμπύλη που υπολογίστηκε στην προηγούμενη παράγραφο και αντιστοιχεί σε βαθμονόμηση του ανιχνευτή για πηγή όγκου γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 σε επαφή με τον ανιχνευτή, η οποία περιγράφεται με τις εξισώσεις 7.2α,β. Με βάση τις παραπάνω καμπύλες, η καμπύλη βαθμονόμησης του ανιχνευτή για πηγή γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 σε απόσταση 38.5mm υπολογίζεται μέσω του προγράμματος EFFTRAN, με μεταφορά της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης (α) από τη γεωμετρία 2 σε επαφή και (β) από τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 σε επαφή. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε για τους υπολογισμούς είναι η ίδια που περιεγράφηκε στο κεφάλαιο 3. Υπενθυμίζεται ότι στο πρόγραμμα EFFTRAN προσομοιώνονται μόνο κυλινδρικές γεωμετρίες.

Αρχικά θα γίνει υπολογισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης της γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 σε απόσταση, μέσω της καμπύλης 3.2 που αντιστοιχεί στη γεωμετρία «2» σε επαφή. Το πρόγραμμα υπολογίζει την απόδοση σε μια σειρά σημείων από 40keV έως 2000keV . Στη συνέχεια λαμβάνονται αυτά τα σημεία και υπολογίζεται η καμπύλη αναδρομής που είναι η ακόλουθη:

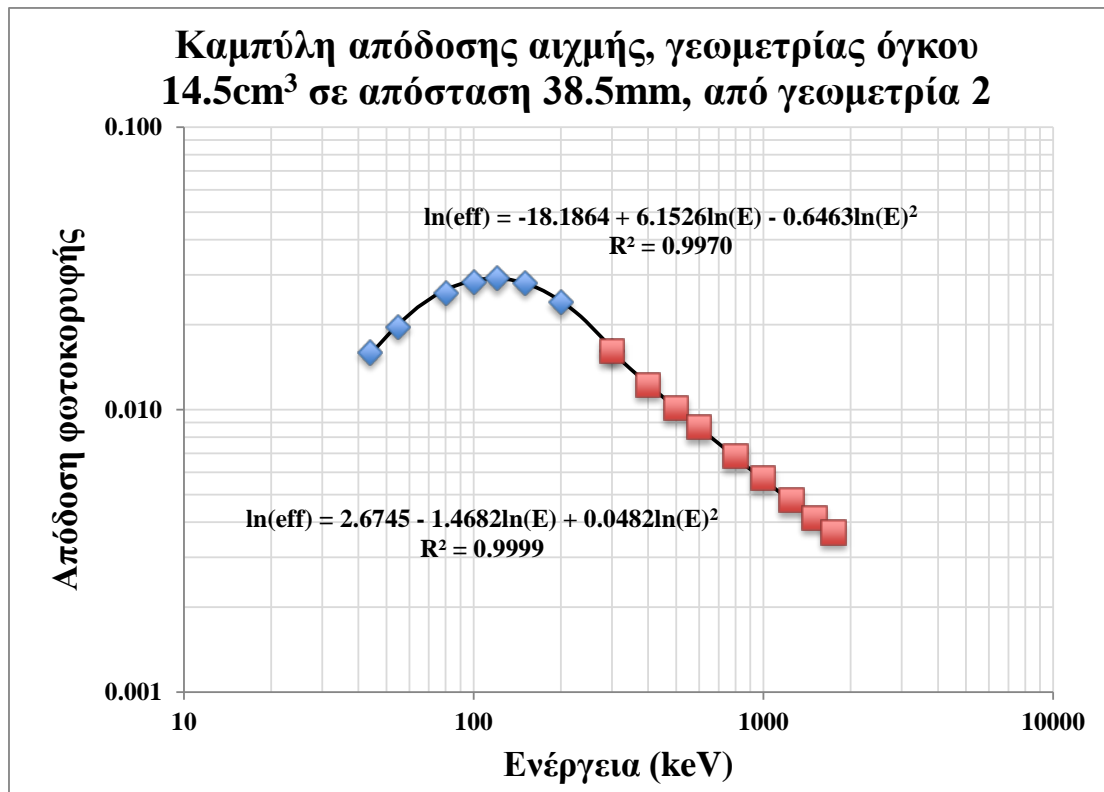
για $0 < E < 300\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -18.1864 + 6.1526 \cdot \ln(E) - 0.6463 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.3\alpha)$$

και για $E > 300\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 2.6745 - 1.4682 \cdot \ln(E) + 0.0482 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.3\beta)$$

Η παραπάνω καμπύλη απεικονίζεται στο σχήμα 7.6.



Σχήμα 7.6 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας όγκου 14.5cm³ σε απόσταση 38.5mm, όπως υπολογίσθηκε από πρόγραμμα EFFTRAN μέσω μεταφοράς από γεωμετρία «2».

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα οι καμπύλες παρουσιάζουν πολύ καλή προσαρμογή στα δεδομένα καθώς ο συντελεστής συσχέτισης R^2 βρίσκεται πολύ κοντά στη μονάδα και για τις δύο καμπύλες. Από τις παραπάνω συναρτήσεις υπολογίσθηκαν οι αποδόσεις που αντιστοιχούν στις ενέργειες που προσομοιώθηκαν με τον κώδικα PENELOPE για τη γεωμετρία αυτή. Στον πίνακα 7.5 παρουσιάζονται οι τιμές των αποδόσεων που προέκυψαν από τον κώδικα PENELOPE και το πρόγραμμα EFTRAN αντίστοιχα, όπως και η ποσοστιαία απόκλιση τους για τις εξεταζόμενες ενέργειες.

Μεταφορά απόδοσης από γεωμετρία 2 σε επαφή			
E (keV)	Απόδοση αιχμής		Απόκλιση (%)
	PENELOPE	EFFTRAN	
59.54	0.02051	0.02172	5.91
88.03	0.02918	0.02768	-5.13
122.06	0.02952	0.02914	-1.28
165.86	0.02626	0.02697	2.71
279.20	0.01786	0.01707	-4.38
391.70	0.01326	0.01254	-5.44

514.01	0.01030	0.00987	-4.15
661.66	0.00853	0.00795	-6.84
898.04	0.00675	0.00617	-8.59
1173.23	0.00538	0.00498	-7.42
1332.49	0.00493	0.00451	-8.65
1460.82	0.00459	0.00420	-8.59
1836.05	0.00383	0.00353	-7.78

Πίνακας 7.5 : Σύγκριση αποδόσεων φωτοκορυφής σε απόσταση 38.5mm με PENELOPE και με EFFTRAN με μεταφορά απόδοσης από γεωμετρία «2» σε επαφή για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm³.

Από τον πίνακα 7.5 παρατηρείται ότι οι υπολογιζόμενες τιμές απόδοσης με τους δύο τρόπους διαφέρουν αρκετά, έως και ~9%. Οι αποκλίσεις αυτές είναι εκτός των αποδεκτών ορίων, καθιστώντας τις καμπύλες 7.4 μη αποδεκτές. Το γεγονός αυτό ίσως να οφείλεται στη αρκετά διαφορετική γεωμετρία πηγής και δείγματος. Η γεωμετρία «2» η οποία θεωρήθηκε ως γεωμετρία βαθμονόμησης είναι πολύ διαφορετική από τη μικρή γεωμετρία όγκου 14.5cm³. Επίσης, και οι δύο γεωμετρίες – ιδιαίτερα η γεωμετρία όγκου 14.5cm³ – δεν είναι απόλυτα κυλινδρικές, όπως θεωρεί το πρόγραμμα.

Η παραπάνω υπόθεση θα μελετηθεί στη συνέχεια, όπου θα εξεταστεί η μεταφορά απόδοσης από την καμπύλη βαθμονόμησης 7.1α,β που υπολογίστηκε για γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε επαφή, στη γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε απόσταση, προκειμένου να παρουσιαστεί συγκεκριμένα η επίδραση της αλλαγής της στερεάς γωνίας, όταν όλα τα άλλα χαρακτηριστικά της πηγής είναι ίδια. Η νέα καμπύλη βαθμονόμησης για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε απόσταση 38.5mm που προκύπτει από το πρόγραμμα EFTRAN είναι η ακόλουθη :

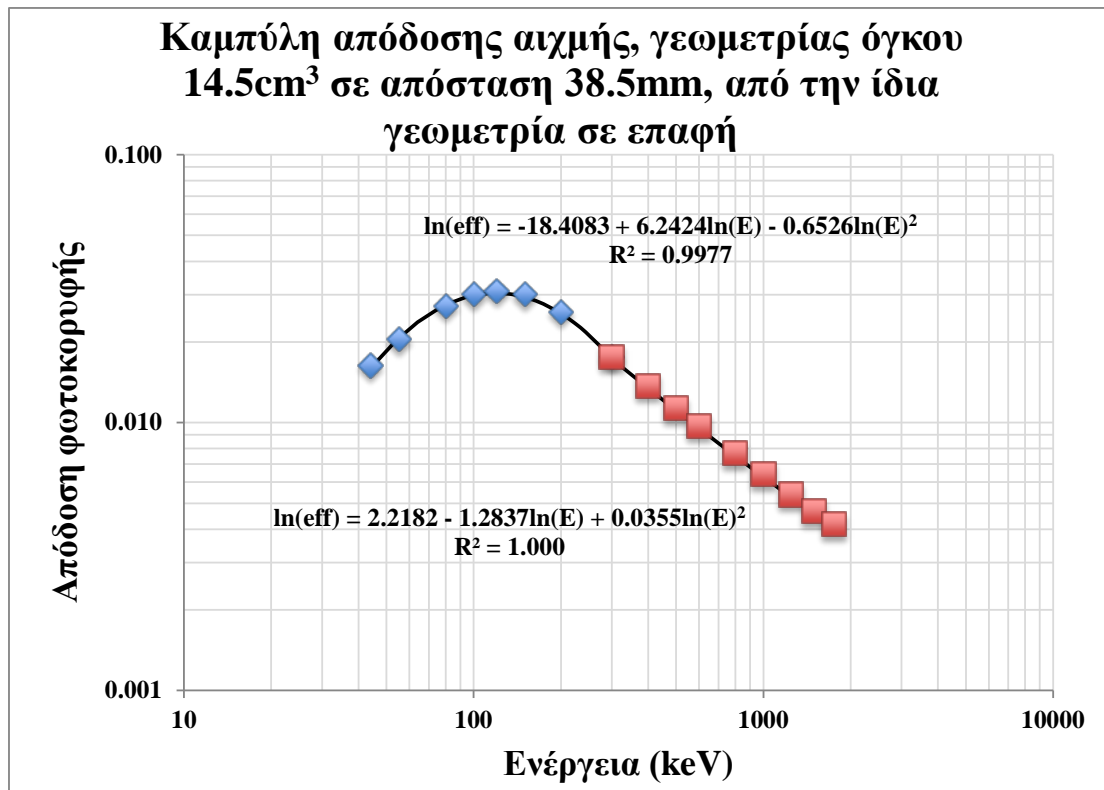
για $0 < E < 300\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = -18.4083 + 6.2424 \cdot \ln(E) - 0.6526 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.4\alpha)$$

και για $E > 300\text{keV}$,

$$\ln(\text{eff}) = 2.1282 - 1.2837 \cdot \ln(E) + 0.0355 \cdot (\ln(E))^2 \quad (7.4\beta)$$

Η παραπάνω καμπύλη απεικονίζεται στο σχήμα 7.7.



Σχήμα 7.7 : Καμπύλη απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας όγκου 14.5cm³ σε απόσταση 38.5mm από πρόγραμμα EFFTRAN μέσω μεταφοράς από γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε επαφή.

Από τις παραπάνω συναρτήσεις υπολογίσθηκαν οι αποδόσεις που αντιστοιχούν στις ενέργειες που προσομοιάθηκαν με τον κώδικα PENELOPE. Στον πίνακα 7.6 παρουσιάζονται οι τιμές των αποδόσεων που προέκυψαν από τον κώδικα PENELOPE και το πρόγραμμα EFFTRAN αντίστοιχα, όπως και η ποσοστιαία απόκλιση τους για τις εξεταζόμενες ενέργειες.

Μεταφορά απόδοσης από γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε επαφή			
E (keV)	Απόδοση αιχμής		Απόκλιση (%)
	PENELOPE 2008	EFFTRAN	
59.54	0.02051	0.0223	8.57
88.03	0.02918	0.0287	-1.64
122.06	0.02952	0.0305	3.16
165.86	0.02626	0.0284	7.98
279.20	0.01786	0.0184	3.27
391.70	0.01326	0.0137	3.27
514.01	0.01030	0.0109	5.41
661.66	0.00853	0.0088	2.92

898.04	0.00675	0.0068	1.33
1173.23	0.00538	0.0055	2.74
1332.49	0.00493	0.0050	1.35
1460.82	0.00459	0.0047	1.38
1836.05	0.00383	0.0039	2.08

***Πίνακας 7.6 :** Σύγκριση των αποδόσεων φωτοκορυφής σε απόσταση 38.5mm με PENELOPE 2008 και EFFTRAN με μεταφορά απόδοσης από γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε επαφή.*

Οι αποκλίσεις που προκύπτουν κατά τη μεταφορά απόδοσης από τη γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε επαφή στη γεωμετρία όγκου 14.5cm³ σε απόσταση 38.5mm είναι αισθητά μικρότερες από αυτές που παρουσιάστηκαν στην περίπτωση της μεταφοράς από τη γεωμετρία «2» και κυμαίνονται σε χαμηλότερα επίπεδα στα περισσότερα σημεία. Επομένως, λαμβάνοντας υπόψη και τα αποτελέσματα της προηγούμενης δοκιμής, είναι ασφαλές να θεωρηθεί ότι η μεταφορά απόδοσης είναι αποτελεσματικότερη όταν πραγματοποιείται μεταξύ πηγών που παρουσιάζουν παρόμοια γεωμετρικά χαρακτηριστικά. Όσο πιο πολύ η πηγή βαθμονόμησης πλησιάζει το δείγμα, τόσο πιο ακριβής είναι η καμπύλη που προκύπτει από το πρόγραμμα.

7.3.1.2 Διερεύνηση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm³ με το πρόγραμμα EFFTRAN

Όπως αναλύθηκε και στο κεφάλαιο 4, η πιο απλή μέθοδος για την αντιμετώπιση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης είναι η τοποθέτηση του εξεταζόμενου δείγματος σε μεγάλη απόσταση από τον ανιχνευτή, δηλαδή η μείωση της στερεάς γωνίας. Όμως, η μέτρηση πηγών σε γεωμετρίες μεγάλων αποστάσεων απαιτεί τη συλλογή φάσματος για μεγάλο χρονικό διάστημα, γεγονός που οδηγεί και σε σημαντική αύξηση του υποστρώματος και του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης.

Σε αυτή την παράγραφο θα εξεταστεί αν τελικά η τοποθέτηση του δείγματος σε απόσταση από τον ανιχνευτή επιδρά στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και σε τι βαθμό. Ο υπολογισμός των συντελεστών διόρθωσης της πραγματικής σύμπτωσης με το πρόγραμμα EFFTRAN παρουσιάστηκε αναλυτικά στο κεφάλαιο 4. Η διερεύνηση στο παρόν κεφάλαιο θα πραγματοποιηθεί υπολογιστικά μέσω του προγράμματος

EFFTRAN για το ισότοπο ^{134}Cs στη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 , σε επαφή και σε απόσταση 38.5mm από τον ανιχνευτή και για υλικό πηγής 2M HCl . Στον πίνακα 7.7 παρουσιάζονται οι συντελεστές διόρθωσης για το ^{134}Cs που προκύπτουν από το πρόγραμμα EFFTRAN και η ποσοστιαία απόκλισή τους.

^{134}Cs Ενέργεια (keV)	Συντελεστές διόρθωσης από το πρόγραμμα EFFTRAN – γεωμετρία όγκου 14.5cm^3		Απόκλιση (%)
	Σε επαφή	Σε απόσταση 38.5mm	
563.25	1.244	1.060	14.82
569.33	1.242	1.059	14.72
604.72	1.140	1.036	9.12
795.86	1.140	1.036	9.17
801.95	1.223	1.055	13.71

Πίνακας 7.7 : Συντελεστές διόρθωσης για το ^{134}Cs , για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 , σε επαφή και σε απόσταση 38.5mm από τον ανιχνευτή.

Όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα του παραπάνω πίνακα, η αύξηση της απόστασης της πηγής από τον ανιχνευτή μειώνει αισθητά την ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης, έως και 15%. Ακόμη παρατηρείται ότι στη μακρινή απόσταση οι συντελεστές πλησιάζουν πολύ τη μονάδα, επομένως σχεδόν εξαλείφεται η επίδραση του φαινομένου. Κατά συνέπεια, εφόσον είναι δυνατόν, από απόψεως ραδιενέργειας του δείγματος, η ανάλυσή του σε μικρή απόσταση (π.χ. 4cm) από τον ανιχνευτή μπορεί να μειώσει σε σημαντικό βαθμό του φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, ακόμα και για δύσκολα ισότοπα, όπως είναι το ^{134}Cs .

7.3.2 Ανάλυση του δείγματος σπανίων γαιών

Από την ανάλυση του δείγματος σπανίων γαιών MS664 προέκυψε το φάσμα MS664B (11/4.221), διάρκειας 75405sec . Τα ισότοπα που ανιχνεύθηκαν ανήκουν στις τρεις φυσικής ραδιενεργές σειρές: του ^{238}U , του ^{232}Th , και του ^{235}U . Επίσης, ανιχνεύεται και το φυσικό ισότοπο ^{40}K .

Για να προσδιοριστεί η ραδιενέργεια κάθε ισότοπου χρησιμοποιείται ο τύπος:

$$activity = \frac{(total\ count\ rate - background)}{yield \cdot eff_{peak}} \cdot C_{ic} \cdot \eta \quad (7.5)$$

όπου:

activity (Bq): η ενεργότητα του ραδιοϊσοτόπου ενδιαφέροντος της πηγής,

totalcounttrate (cps): η συνολική επιφάνεια της φωτοκορυφής όπως λαμβάνεται από το φάσμα για ενέργεια E δια της διάρκειας δειγματοληψίας,

background (cps): ο αριθμός κρούσεων που αντιστοιχεί στο υπόστρωμα για τη συγκεκριμένη ενέργεια,

yield: το ποσοστό εκπομπής των υπό εξέταση φωτονίων,

eff_{peak} (peak efficiency): η απόδοση αιχμής για την ενέργεια E των φωτονίων,

C_{ic} : ο συντελεστής διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης που αντιστοιχεί στο συγκεκριμένο ισότοπο και τη συγκεκριμένη ενέργεια εκπομπής φωτονίων,

η : ο συντελεστής αυτοαπορρόφησης που αντιστοιχεί στη συγκεκριμένη ενέργεια, για τη συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή.

Στην περίπτωση που ένα ισότοπο εκπέμπει φωτόνια με πάνω από μία αρχικές ενέργειες τότε, με τη χρήση του τύπου 7.5, υπολογίζονται εκτιμήσεις της συγκέντρωσης και στη συνέχεια πραγματοποιείται στάθμισή τους.

Το φάσμα υποστρώματος που χρησιμοποιήθηκε είναι το BG15SUMMER (11/4.229) διάρκειας οκτώ ημερών ($t_b=691200\text{sec}$). Η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς εκφράζεται από τις εξισώσεις 7.1α και 7.2β. Οι συντελεστές διόρθωσης για τα φαινόμενα της πραγματικής σύμπτωσης και της αυτοαπορρόφησης υπολογίζονται αντίστοιχα από τα προγράμματα EFFTRAN και Factor, όπως έχει περιγραφεί στα κεφάλαια 4 και 5 αντίστοιχα. Στον πίνακα 7.8 παρουσιάζονται οι τιμές της ενεργότητας με τις αβεβαιότητες τους (1σ), όπως υπολογίζονται για τις διάφορες ενέργειες και για τα ισότοπα μέσω στάθμισης. Σημειώνεται ότι, δεδομένου ότι η βαθμονόμηση πραγματοποιήθηκε με τον κώδικα PENELOPE οι αβεβαιότητες που δίνονται συνυπολογίζουν την αβεβαιότητα της επιφάνειας φωτοκορυφής και την αβεβαιότητα του γεωμετρικού μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε στις προσομοιώσεις (2-3%), σύμφωνα με τον τύπο 2.13.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Ενεργότητα (Bq/kg)	σ(%)
²¹⁰ Pb	46.54	7.6	7.15
²¹⁴ Pb	295.22	35.0	2.40
²¹⁴ Pb	351.93	36.4	2.38
²¹⁴ Pb	(στάθμιση)	36	2.77
²¹⁴ Bi	609.31	36.6	2.39
²¹⁴ Bi	1120.29	39	2.62
²¹⁴ Bi	1764.49	40.3	2.41
²¹⁴ Bi	(στάθμιση)	37	4.63
²²⁶ Ra	(στάθμιση)	36	2.78
²³⁴ Th	63.30	14.5	3.28
²²⁸ Ac	338.32	36.6	2.45
²²⁸ Ac	911.20	40.3	2.40
²²⁸ Ac	(στάθμιση)	39	4.63
²¹² Pb	238.63	34	3.68
²⁰⁸ Tl	583.19	13.5	2.39
⁴⁰ K	1460.82	3.0	4.57

Πίνακας 7.8: Ενεργότητας των βασικότερων ισοτόπων του δείγματος MS664.

Το ²²⁶Ra προκύπτει από στάθμιση των θυγατρικών ισοτόπων του, ²¹⁴Pb και ²¹⁴Bi, δεδομένου ότι είναι σε ισορροπία Αντίθετα, η σειρά του θορίου δεν βρίσκεται σε ραδιενεργό ισορροπία, και αυτό προκύπτει από την ολοφάνερη διαφορά της υπολογιζόμενης ενεργότητας του ²¹²Pb και του ²⁰⁸Tl. Σημειώνεται ότι ο χρόνος ημιζωής του ²²⁸Th, το οποίο είναι πατρικό ισότοπο του ²¹²Pb και του ²⁰⁸Tl, είναι περισσότερο από 2 χρόνια, επομένως δεν ήταν δυνατή η ύπαρξη ραδιενεργού ισορροπίας στο δείγμα τη χρονική περίοδο που πραγματοποιήθηκε η μέτρηση.

7.3.2.3 Μελέτη του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης σε μακρινή γεωμετρία πηγής ανιχνευτή με το δείγμα MS664

Όπως αναλύθηκε διεξοδικά και στο κεφάλαιο 4, η ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης εξαρτάται άμεσα από τη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή και συγκεκριμένα την απόσταση της πηγής από τον κρύσταλλο του ανιχνευτή. Όσο αυτή η απόσταση μεγαλώνει τόσο περισσότερο εξασθενεί η επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης στο φάσμα. Ο στόχος αυτής της παραγράφου είναι να εξακριβωθεί ότι αυτό ισχύει και για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm³, για φωτοκορυφές όπου το φαινόμενο επιδρά με διαφορετικούς τρόπους.

Με το δείγμα σε απόσταση 38.5mm από το παράθυρο του κρυοστάτη λήφθηκε το φάσμα με κωδικό MS664B (16/3.33) διάρκειας 238427sec. Για να διερευνηθεί η διακύμανση στην ένταση του φαινομένου θα συγκριθεί η ενεργότητα κάθε φωτοκορυφής που επιλέγεται, με την αντίστοιχη, η οποία προκύπτει από το φάσμα MS664A για πηγή σε επαφή με τον ανιχνευτή. Οι φωτοκορυφές που εξετάζονται είναι του ^{214}Pb τα 295.22keV και τα 351.93keV, στις οποίες δεν επιδρά το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, και οι τρεις φωτοκορυφές του ^{214}Bi στα 609.31keV, στα 1120.29keV και στα 1764.49keV. Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης επιδρά έντονα στα 2 φωτόνια του ^{214}Bi , που εκπέμπονται σε σειρά και όχι στο τρίτο, το οποίο δεν εκπέμπεται σε σειρά με κανένα άλλο. Υπολογίζεται η ραδιενέργεια που αντιστοιχεί στις παραπάνω φωτοκορυφές χωρίς διόρθωση για το φαινόμενο, και για τα δύο φάσματα που συγκρίνονται. Χρησιμοποιείται η εξίσωση 7.5, με τη διαφορά ότι αφού δεν πραγματοποιείται διόρθωση για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, επομένως ο συντελεστής διόρθωσης C_{tc} δεν συμμετέχει στην εξίσωση :

$$activity = \frac{(total\ count\ rate - background)}{yield \cdot eff_{peak}} \cdot \eta \quad (7.11)$$

Για τους υπολογισμούς της ενεργότητας που αντιστοιχούν στο φάσμα MS664A χρησιμοποιούνται όλες οι παράμετροι που αναφέρθηκαν στην παράγραφο 7.4.2.2. Για τους υπολογισμούς του φάσματος MS664B χρησιμοποιείται το φάσμα υποστρώματος BG15SUMMER (11/4.229), διάρκειας οκτώ ημερών ($t_b=691200\text{sec}$). Η καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης που χρησιμοποιείται εκφράζεται από τις εξισώσεις 7.2α και 7.2β. Οι συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης δεν συμμετέχουν στην εξίσωση 7.11, όμως υπολογίζονται από τα πρόγραμμα EFFTRAN με τον τρόπο που περιεγράφηκε στο κεφάλαια 4, ως ένα μέτρο της έντασης του φαινομένου για τη συγκεκριμένη φωτοκορυφή. Δεδομένου ότι όλες οι ενέργειες που εξετάζονται ξεπερνούν τα 200keV, δεν απαιτείται υπολογισμός συντελεστών διόρθωσης της αυτοαπορρόφησης. Οι αβεβαιότητες υπολογίζονται με τον τρόπο που περιεγράφηκε στην παράγραφο 7.3.2.2.

Στον πίνακα 7.9 καταγράφονται οι ενεργότητες που υπολογίζονται για τα δύο φάσματα με τις αβεβαιότητες τους, χωρίς να έχει πραγματοποιηθεί διόρθωση για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, και οι αντίστοιχοι συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Ακόμη παρουσιάζονται τα αποτελέσματα

της στατιστικής σύγκρισης των ενεργοτήτων χωρίς διόρθωσης με U-test και η απόκλιση τους.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	MS664A σε επαφή			MS664B σε απόσταση			U	Απόκλιση (%)
		Ενεργότητα (Bq/kg)	σ (%)	C _{tc}	Ενεργότητα (Bq/kg)	σ (%)	C _{tc}		
²¹⁴ Pb	295.22	35.0	2.40	0.999	36.3	2.35	0.998	1.08	3.55
²¹⁴ Pb	351.93	36.4	2.38	1.001	37.9	2.34	1.001	1.19	3.90
²¹⁴ Bi	609.31	32.6	2.39	1.122	37.5	2.35	1.113	4.11	12.88
²¹⁴ Bi	1120.29	34.1	2.62	1.138	39.1	2.51	1.127	3.83	12.96
²¹⁴ Bi	1764.49	40.4	2.41	0.997	40.8	2.35	0.997	0.28	0.93

Πίνακας 7.9: Μελέτη του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης για το δείγμα MS664 σε επαφή και σε απόσταση 38.5mm.

Η σύγκριση που πραγματοποιείται επιβεβαιώνει τη μείωση της έντασης του φαινομένου με την αύξηση της απόστασης. Από τον παραπάνω πίνακα παρατηρείται ότι στις φωτοκορυφές όπου το φαινόμενο δεν επιδρά (²¹⁴Pb) ή δεν είναι έντονο (²¹⁴Bi 1764.49keV), δεν υπάρχει στατιστικά σημαντική διαφορά μεταξύ των ενεργοτήτων που υπολογίζονται στις δύο αποστάσεις. Αντίθετα, στις φωτοκορυφές όπου το φαινόμενο της πραγματική σύμπτωσης είναι έντονο (²¹⁴Bi 609.31keV και 1120.29keV) παρατηρείται διαφορά στις ενεργότητες που προκύπτουν από τα δύο φάσματα, της τάξης του 13%, η οποία όπως δείχνει το U-test είναι στατιστικά σημαντική. Επομένως, επιβεβαιώνεται ότι η αύξηση της απόστασης του δείγματος από την πηγή μειώνει την ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης.

7.4 Συμπεράσματα

Σε αυτό το κεφάλαιο βαθμονομήθηκε ο ανιχνευτής HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ για μικρή γεωμετρία δείγματος. Επιβεβαιώθηκε η δυνατότητα της χρήσης του γεωμετρικού μοντέλου που έχει προσδιοριστεί για τον ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία όγκου 14.5cm³ και πραγματοποιήθηκε η βαθμονόμηση του ανιχνευτή μέσω του κώδικα PENELOPE και με χρήση του προγράμματος EFFTRAN για γεωμετρία πηγής- ανιχνευτή σε επαφή και σε απόσταση 38.5mm. Εξετάστηκε η επίδραση της αλλαγής της στερεάς γωνίας στη μεταφορά απόδοσης μέσω του προγράμματος EFFTRAN και διαπιστώθηκε ότι η μεταφορά απόδοσης είναι καλύτερα να πραγματοποιείται ανάμεσα σε γεωμετρίες που έχουν όσα περισσότερα κοινά χαρακτηριστικά είναι εφικτό. Ακόμη πραγματοποιήθηκε ανάλυση του δείγματος

εμπλουτισμού σπανίων γαιών MS664 και διερευνήθηκε η ένταση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης στο δείγμα αυτό με την απόσταση πηγής-ανιχνευτή και επιβεβαιώθηκε η εξασθένιση του φαινομένου με την αύξηση αυτής. Ως συμπέρασμα προκύπτει ότι, σε περίπτωση που η ραδιενέργεια του δείγματος επιτρέπει την τοποθέτησή του σε απόσταση από τον ανιχνευτή, αυτό θα πρέπει να προτιμάται, καθώς μία μικρή απομάκρυνση του δείγματος από τον ανιχνευτή επιφέρει σημαντική βελτίωση στην αντιμετώπιση του προβλήματος της πραγματικής σύμπτωσης που παρουσιάζεται σε πολλά και σημαντικά ισότοπα φυσικής και τεχνητής ραδιενέργειας.

Συμπεράσματα

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται μια σύνοψη της Διπλωματικής Εργασίας με επίκεντρο τα βασικά συμπεράσματα που προκύπτουν από αυτή. Ακόμη, διατυπώνονται σκέψεις και προτάσεις για μελλοντικές εργασίες.

Βασικός στόχος της παρούσας ΔΕ ήταν η μελέτη της απόκρισης και η βαθμονόμηση ανιχνευτικής διάταξης με ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40% η οποία έχει πρόσφατα εγκατασταθεί στο Εργαστήριο Πυρηνικής Τεχνολογίας του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου (ΕΠΤ-ΕΜΠ) με πειραματικές μεθόδους και προσομοίωση Monte Carlo. Μελετήθηκε η βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή με υπολογιστικές μεθόδους και σημαντικοί παράγοντες που επηρεάζουν τα γ-φάσματα όπως το υπόστρωμα του ανιχνευτή, το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης της πηγής. Τα διάφορα προγράμματα, που χρησιμοποιήθηκαν για τη διεξαγωγή των υπολογισμών, μελετήθηκαν ενδελεχώς και καταγράφηκαν τα πλεονεκτήματα και η αποδοτικότητα τους.

Για την προσομοίωση Monte Carlo χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας PENELOPE. Η ακρίβεια του κώδικα προσομοίωσης Monte-Carlo PENELOPE, όπως παρουσιάστηκε και σε προηγούμενες εργασίες, τον καθιστά απαραίτητο εργαλείο σε περιπτώσεις που δεν είναι δυνατή η διεξαγωγή ασφαλούς συμπεράσματος αποκλειστικά με πειραματικές μεθόδους. Ο κώδικας PENELOPE 2008 χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό των ακριβών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με αντίστοιχα πειραματικά για τρεις από τις τυπικές γεωμετρίες όγκου του ΕΠΤ-ΕΜΠ, σε όρους απόδοσης φωτοκορυφής, δεν καταγράφηκαν στατιστικά σημαντικές αποκλίσεις επιβεβαιώνοντας την αποτελεσματικότητα του κώδικα. Ο προσδιορισμός των καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής και total-to-peak (ttp) πραγματοποιήθηκε εξολοκλήρου

υπολογιστικά για τις τυπικές γεωμετρίες όγκου του Εργαστηρίου «2» και «8» και για γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 , η οποία δεν ανήκει στις τυπικές γεωμετρίες που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, σε δύο αποστάσεις.

Επιπλέον, μελετήθηκε η χρήση του προγράμματος EFFTRAN για τον προσδιορισμό καμπύλης απόδοσης γεωμετρίας όγκου. Ως γεωμετρία αναφοράς επιλέχθηκε η γεωμετρία «2» η οποία είναι η συνήθης γεωμετρία όγκου που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και πραγματοποιήθηκε μεταφορά απόδοσης από αυτήν στις γεωμετρίες όγκου «5» και «8» και στη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 , τοποθετημένη σε απόσταση από τον ανιχνευτή. Ακόμη πραγματοποιήθηκε μεταφορά απόδοσης με γεωμετρία αναφοράς τη γεωμετρία όγκου 14.5cm^3 σε επαφή με τον ανιχνευτή, στη ίδια γεωμετρία σε απόσταση. Από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων τόσο με αντίστοιχα αποτελέσματα από τον κώδικα PENELOPE, όσο και με πειραματικά δεδομένα, βρέθηκε ότι η χρήση του προγράμματος δεν οδηγεί σε σημαντικές αποκλίσεις, παρά τις όποιες απαιτούμενες παραδοχές (π.χ. έλλειψη κωνικότητας στο δοχείο της πηγής). Παράλληλα, διαπιστώθηκε ότι το πρόγραμμα δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα και για τη μεταφορά απόδοσης από ένα υλικό σε ένα άλλο. Παρόλα αυτά διαπιστώνεται ότι οι αποκλίσεις του προγράμματος αυξάνονται όσο μεγαλώνει η διαφορά μεταξύ της γεωμετρίας αναφοράς και της γεωμετρίας για την οποία γίνεται η μεταφορά απόδοσης.

Σε αντίθεση με προηγούμενες εργασίες, στην παρούσα Διπλωματική Εργασία, ο προσδιορισμός των καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης πραγματοποιήθηκε εξολοκλήρου υπολογιστικά για όλες τις γεωμετρίες που εξετάστηκαν. Η αντικατάσταση των πειραματικών διεργασιών βαθμονόμησης με υπολογιστικές, διευκόλυνε τη διεξαγωγή της μελέτης, εξασφαλίζοντας εξίσου ακριβή αποτελέσματα και επιτρέποντας τη περαιτέρω διερεύνηση της φασματοσκοπικής ανάλυσης, καθώς επιτρέπει τον προσδιορισμό μεγεθών (π.χ. ολική απόδοση) που είναι αδύνατο ή πολύ δύσκολο να υπολογιστούν πειραματικά. Βέβαια, τα δεδομένα της προσομοίωσης έχουν πάντοτε κάποια απόκλιση από την πραγματικά ιδανική κατάσταση, καθώς έχουν προσδιοριστεί με βάση κάποιο γεωμετρικό μοντέλο το οποίο μεν δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε όρους απόδοσης φωτοκορυφής (μέγεθος σύγκρισης κατά τον προσδιορισμό του μοντέλου), ωστόσο απέχει σε κάποιο βαθμό από την πραγματικότητα. Επομένως, πρέπει να τονιστεί ότι η επιβεβαίωση της ακρίβειας των

προσομοιώσεων με τη χρήση πειραματικών δεδομένων είναι απαραίτητη, τουλάχιστον στα βασικά στάδια των υπολογισμών.

Τέλος, όσον αφορά τη βαθμονόμηση απόδοσης, πραγματοποιήθηκε ενδελεχής μελέτη της εξάρτησης του λόγου total-to-peak από τη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή. Συγκρίθηκαν οι ευθείες που περιγράφουν την απόκριση του ανιχνευτή HPGe σε όρους ολικής απόδοσης για δύο γεωμετρίες («2» και «8») και βρέθηκε ότι οι ευθείες αυτές στατιστικά δεν διαφέρουν μεταξύ τους. Επομένως, προκύπτει ότι δεν είναι απαραίτητος ο προσδιορισμός νέας καμπύλης tpr για κάθε γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή που εξετάζεται.

Η χρήση του προγράμματος EFFTRAN μελετήθηκε και για τον προσδιορισμό συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Η διεξαγωγή των υπολογισμών αποδείχτηκε πολύ εύκολη και γρήγορη καθώς απαιτείται μόνο η γνώση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή και του δείγματος που εξετάζεται για την εκτίμηση των συντελεστών. Για τον υπολογισμό των ίδιων συντελεστών χρησιμοποιήθηκε και το πρόγραμμα TrueCoinc, το οποίο έχει γίνει αντικείμενο μελέτης και άλλων ΔΕ. Διερευνήθηκε η αποτελεσματικότητα του προγράμματος με την εισαγωγή διαφορετικών καμπύλων βαθμονόμησης και εξήχθησαν τα ακόλουθα συμπεράσματα :

- i) Οι διορθωμένες αποδόσεις που υπολογίζονται αποκλίνουν λιγότερο από τις ιδανικές – ως να μην υπήρχε το φαινόμενο – όταν η καμπύλη total-to-peak που εισάγεται στο πρόγραμμα εκφράζει μόνο το διάστημα των ενεργειών του ισοτόπου για το οποίο πραγματοποιείται η διόρθωση.
- ii) Οι διορθωμένες αποδόσεις που υπολογίζονται αποκλίνουν λιγότερο από τις ιδανικές – ως να μην υπήρχε το φαινόμενο – όταν η καμπύλη total-to-peak που εισάγεται στο πρόγραμμα συνυπολογίζει την επίδραση της ακτινοβολίας πέδησης.

Συγκρίνοντας τα προγράμματα EFFTRAN και TrueCoinc μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι γενικά το πρόγραμμα EFFTRAN υπολογίζει συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης οι οποίοι οδηγούν σε μεγαλύτερη σύγκλιση με τις ιδανικές τιμές, από το πρόγραμμα TrueCoinc. Βέβαια, πρέπει να γίνει

σαφές ότι οι τιμές αυτές προέρχονται από προσομοίωση, επομένως παρουσιάζουν και οι ίδιες κάποια απόκλιση από την πραγματικότητα.

Μια ακόμη μελέτη που έλαβε χώρα στην παρούσα ΔΕ, όσον αφορά το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, είναι η διερεύνηση της εξασθένησης του φαινομένου με την αύξηση της απόστασης. Η διερεύνηση πραγματοποιήθηκε με το δείγμα εμπλουτισμού σπανίων γαιών γεωμετρίας όγκου 14.5cm^3 για το οποίο λήφθηκε φάσμα τόσο σε επαφή με τον ανιχνευτή όσο και σε απόσταση (38.5mm). Υπολογίζοντας τη ραδιενέργεια του δείγματος για περιεχόμενα ισότοπα, τα οποία επηρεάζονται έντονα από το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης, χωρίς την πραγματοποίηση διόρθωσης, κι από τα δύο φάσματα, διαπιστώθηκε ότι – όπως ήταν αναμενόμενο – η αύξηση της απόστασης του δείγματος από τον ανιχνευτή μειώνει την ένταση του φαινομένου.

Ένα ακόμη σημαντικό φαινόμενο που εξετάστηκε στην παρούσα ΔΕ είναι αυτό της αυτοαπορρόφησης των φωτονίων από το υλικό της ίδιας της πηγής. Το φαινόμενο εξετάστηκε για διάφορα φωτόνια χαμηλών ενεργειών και για τυπικά υλικά περιβαλλοντικών δειγμάτων, δηλαδή για χώμα, ιπτάμενη τέφρα και νερό. Από τις διερευνήσεις που πραγματοποιήθηκαν, προέκυψαν τα ακόλουθα γενικά συμπεράσματα:

- i) Η ένταση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης της πηγής μειώνεται όσο η ενέργεια των εκπεμπόμενων φωτονίων αυξάνεται.
- ii) Η ένταση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης της πηγής αυξάνεται όσο αυξάνεται η πυκνότητα του υλικού της πηγής από το οποίο διέρχονται τα φωτόνια.
- iii) Η ένταση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης της πηγής μειώνεται όσο η σύσταση και η πυκνότητα του υλικού της πηγής πλησιάζει αυτή της πηγής βαθμονόμησης. Για υλικό παρεμφερές σύστασης και πυκνότητας οι συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου πλησιάζουν τη μονάδα.

Ακόμη εξετάστηκε η διαφοροποίηση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης του ίδιου δείγματος, σε διαφορετικούς ανιχνευτές, τον HPGe και τον XtRa του ΕΠΤ-ΕΜΠ. Διαπιστώθηκε ότι, Εφόσον δεν αλλάζουν τα υλικά είναι αναμενόμενο να μην υπάρχουν διαφοροποιήσεις στους υπολογιζόμενους συντελεστές αναγωγής ανάμεσα στους δύο

ανιχνευτές. Θεωρείται λοιπόν, ότι τα συμπεράσματα που εξήχθησαν για την εξάρτηση του φαινομένου από την πυκνότητα, την ενέργεια και τη σύσταση του υλικού ισχύουν και για τον ανιχνευτή XtRa και για κάθε ανιχνευτή. Παρόλα αυτά ενδείκνυται ο υπολογισμός των συντελεστών εκ νέου για κάθε ανιχνευτή, όταν αυτό είναι εφικτό, για να πραγματοποιούνται οι υπολογισμοί της απόδοσης και της ενεργότητας με όσο το δυνατό μεγαλύτερη ακρίβεια.

Τέλος, εξετάστηκε το υπόστρωμα που δημιουργείται στα γ-φάσματα του ανιχνευτή HPGe και μελετήθηκαν οι σημαντικότερες φωτοκορυφές του διακριτού υποστρώματος. Στις φωτοκορυφές αυτές παρουσιάστηκαν διακυμάνσεις στα διάφορα φάσματα διάρκειας 2 ημερών που λήφθηκαν την περίοδο του καλοκαιριού και του χειμώνα. Σε ορισμένες από αυτές, στα θυγατρικά του ^{222}Rn , οι διακυμάνσεις είναι πολύ έντονες τόσο που ξεφεύγουν από τα όρια της αβεβαιότητας που υπολογίζεται για τη φωτοκορυφή. Παρόλα αυτά η μέση τιμή των διακυμάνσεων δε διαφέρει από την επιφάνεια της αντίστοιχης φωτοκορυφής που προκύπτει από φάσμα 8 ημερών. Αντίστοιχα τα φάσματα 8 ημερών χειμώνα και καλοκαιριού δε διαφέρουν στατιστικά μεταξύ τους, ενώ τα 2 ήμερα φάσματα των δύο εποχών ανήκουν στο ίδιο πιθανοσύνολο όπως αποδεικνύεται στατιστικά (τεστ Tukey). Επομένως εξάγονται τα ακόλουθα συμπεράσματα :

- i) Οι διακυμάνσεις στο υπόστρωμα που δημιουργούνται λόγω των διαφορετικών περιβαλλοντικών συνθηκών σε διάφορες εποχές δεν προκαλούν σημαντικές διαφορές στις φωτοκορυφές που αντιστοιχούν.
- ii) Εξαιτίας των εν λόγω διακυμάνσεων είναι προτιμότερο να λαμβάνονται φάσματα υποστρώματος μεγαλύτερης διάρκειας, π.χ. 8 ημερών, προκειμένου να εξομαλύνονται οι αυξομειώσεις και το φάσμα που λαμβάνεται να είναι αντιπροσωπευτικότερο της γενικής εικόνας του υποστρώματος.

Ακόμη, υπολογίστηκαν τα κατώτερα όρια ανίχνευσης για τις φωτοκορυφές που εξετάστηκαν παραπάνω με δύο διαφορετικές μεθόδους που εισάγονται από τον Κ.Α. Καρφόπουλο, 2012 και το ISO 11929-3:2000. Από τα αποτελέσματα διαπιστώνεται ότι η δεύτερη μέθοδος είναι μακράν ακριβέστερη και ότι ο ανιχνευτής HPGe χαρακτηρίζεται από πολύ χαμηλά όρια ανίχνευσης. Αναμενόμενο, δεδομένο ότι η ανιχνευτική διάταξη έχει σχεδιαστεί και για μετρήσεις χαμηλής ραδιενέργειας επομένως επιδιώκει στο μεγαλύτερο έλεγχο του υποστρώματος.

Η μελέτη της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης με τον ανιχνευτή HPGe, μπορεί να επεκταθεί περαιτέρω, σε μελλοντικές εργασίες και να συμπεριλάβει νέους προβληματισμούς και εφαρμογές. Ενδιαφέρουσα θα ήταν η επέκταση της βαθμονόμησης απόδοσης και σε άλλες γεωμετρίες που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ διευρύνοντας και τις δυνατότητες χρήσης του ανιχνευτή. Ακόμη, ενδιαφέρον έχει και η διερεύνηση της αβεβαιότητας των φωτοκορυφών του διακριτού υποστρώματος, η οποία πηγάζει από τις έντονες διακυμάνσεις αυτού. Όπως αναφέρθηκε ήδη, η κύμανση των θυγατρικών ισοτόπων του ^{222}Rn στο υπόστρωμα είναι πολύ έντονη (π.χ. ^{214}Bi) και οδηγεί σε μεγάλες αβεβαιότητες, οι οποίες δεν είναι βέβαιο ότι συνυπολογίζονται στην αβεβαιότητα της αντίστοιχης φωτοκορυφής που προκύπτει από τα φάσματα 8 ημερών. Επομένως θα ήταν σκόπιμο να μελετηθεί η αβεβαιότητα που προκαλείται από τις διακυμάνσεις και πως αυτή εντάσσεται στη συνολική αβεβαιότητα της φωτοκορυφής.

Στόχος όλων των παραπάνω βελτιώσεων και προτάσεων για μελλοντική έρευνα είναι η βελτίωση της τεχνικής της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και ο ακριβέστερος και ευκολότερος προσδιορισμός της ραδιενέργειας των εξεταζόμενων δειγμάτων.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

Παράρτημα Α: Πιστοποιητικά πηγών



DETECTOR SPECIFICATION AND PERFORMANCE DATA

Specifications

Detector Model GC4018 Serial number b 12099
Cryostat Model 7500SL
Preamplifier Model 2002CSL
The purchase specifications and therefore the warranted performance of this detector are as follows :
Nominal volume cc Relative efficiency 40 %
Resolution 1.8 keV (FWHM) at 1.33 MeV
 keV (FWTM) at 1.33 MeV
.875 keV (FWHM) at 122 keV
 keV (FWTM) at
Peak/Compton 63:1 Cryostat well diameter mm Well depth mm
Cryostat description or Drawing Number if special 7500SL

Physical Characteristics

Geometry Coaxial one open end, closed end facing window
Diameter 59.5 mm Active volume cc
Length 61 mm Crystal well depth mm
Distance from window (outside) 6 mm Crystal well diameter mm

Electrical Characteristics

Depletion voltage (+3000) Vdc
Recommended bias voltage Vdc (+3500) Vdc
Leakage current at recommended bias 0.01 nA
Preamplifier test point voltage at recommended voltage -1.1 Vdc

Resolution and Efficiency

With amp time constant of 4 μ s

Isotope	⁵⁷ Co	⁶⁰ Co			
Energy (keV)	122	1332			
FWHM (keV)	.821	1.77			
FWTM (keV)		3.28			
Peak/Compton		69.3:1			
Rel. Efficiency		40.9%			

- Tests are performed following IEEE standard test ANSI/IEEE std325-1996
- Standard Canberra electronics used - See Germanium detector manual Section 7

Tested by :  Date : January 12, 2012

Approved by :  Date : January 12, 2012

Amersham Buchler GmbH & Co KG

Amershamweg 1 D-3306 Braunschweig
Telefon (0 53 07) 2 06 0 Telex 5 307 812 ambutx
Teletex (0 53 07) 20 62 37
Spezialaufbau
Amershamer Straße 227 4000 Düsseldorf Telefon (0 2 11) 74 20 66 - 69
Frankfurter Landstr. 92 6000 Frankfurt/M. Telefon (0 69) 62 10 62 - 65

Amersham Buchler GmbH & Co KG Postfach 11 49 D-3300 Braunschweig
Amersham International
Amersham Laboratories
White Lion Road Amersham

GB-Buckinghamshire HP7 9LL England

Amersham

Certificate no. 591559

Type	AMR1121 to drawing VZ-1240/E
Source No	CP 716
Activity	40.2 kBq (1.09 μ Ci) Americium-241
Reference date	1 July 1991
Overall uncertainty*	\pm 4 %
Capsule	0.5 mm plastic (density 1.18 g/cm ³)
Integrity ISO/DIN Classification	C.34343
The source passed the tests for leakage** and contamination**	L and A
Date of test	27 June 1991

* This estimate of uncertainty was calculated in accordance with the recommendation of the International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU Report 12). The limits of uncertainty were taken as the arithmetic sum of the uncertainty due to random variations, calculated at the 90.7% confidence level and the estimated maximum systematic uncertainty in the measurement.

** See overleaf for description of tests

Remarks Traceability: The activity of the source above-mentioned has been measured against a reference source, calibrated by the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig.

Amersham Buchler



Braunschweig, 28 June 1991 Dor/AM

Sitz Braunschweig, Registergericht Braunschweig, HRA 6021
Personlich haftende Gesellschaften: Amersham Buchler GmbH, Sitz Braunschweig
Registergericht Braunschweig, HRB 638, Geschäftsführer: Reinhard W. Muft
Vorsitzender des Aufsichtsrates: Wolfgang Busseberg

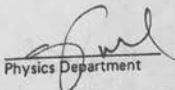
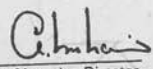
Deutsche Bank AG Braunschweig, BLZ 250 700 30
Konto 0 160 815
Postfiliale Hannover, BLZ 250 100 30, Konto 2133 30 - 300

A.2. Πιστοποιητικό πηγής CP716



Certificate of measurement of radioactive gamma reference source

TA 6424

Description	Principal radionuclide: Caesium-137	Product code: CDR.121	
		Source number: 75266	
Measurement	Reference time:	1200 GMT on 1st January 1981	
	Activity of the principal radionuclide:	0.993 microcuries	
	Recommended half-life:	30.17 years	
	Method of measurement:	The source was measured using equipment calibrated directly or indirectly with similar sources prepared from a series of absolutely standardized solutions.	
Accuracy	The OVERALL UNCERTAINTY in the activity quoted above for the principal radionuclide was estimated to be less than $\pm 6.0\%$		
	This estimate of uncertainty was calculated in accordance with the recommendations of the International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU Report 12). The limits of uncertainty were taken as the arithmetic sum of the uncertainty due to random variations, calculated at the 99.7% confidence level, and the estimated systematic uncertainties in the measurement.		
Remarks	Tests for leakage and surface contamination have been carried out with satisfactory results.		
	Further information about this source including details of its construction, purity of the radionuclide, recommended nuclear data and half-life is given in the data sheet accompanying the source.		
Approved	 Physics Department	 for Managing Director	
	33 The Radiochemical Centre Ltd registered England	registered office: White Lion Road Amersham Buckinghamshire	telephone: Little Chalfont (024 04) 4444
		cables: Activity Amersham	telex: 83141

A.3. Πιστοποιητικό πηγής 75266



**Certificate of measurement of
radioactive gamma reference source**

TA 6422

Description	Principal radionuclide: Cobalt-60	Product code: OKR.121
		Source number: TU238
Measurement	Reference time:	1200 GMT on 1st January 1981
	Activity of the principal radionuclide:	1.183 microcuries
	Recommended half-life:	5.27 years
	Method of measurement:	The source was measured using equipment calibrated directly or indirectly with similar sources prepared from a series of absolutely standardized solutions.
Accuracy	The OVERALL UNCERTAINTY in the activity quoted above for the principal radionuclide was estimated to be less than $\pm 3.9\%$	

This estimate of uncertainty was calculated in accordance with the recommendations of the International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU Report 12). The limits of uncertainty were taken as the arithmetic sum of the uncertainty due to random variations, calculated at the 99.7% confidence level, and the estimated systematic uncertainties in the measurement.

Remarks: Tests for leakage and surface contamination have been carried out with satisfactory results. Further information about this source including details of its construction, purity of the radionuclide, recommended nuclear data and half-life is given in the data sheet accompanying the source.

Approved


Physics Department


for Managing Director

The Radiochemical Centre Ltd	registered office: White Lion Road Amersham Buckinghamshire HP7 9LL	telephone: Little Chalfont (024 04) 4444	cables: Activity Amersham	telex: 83141
registered England 1002610				

A.4. Πιστοποιητικό πηγής 7U238

Isotope Products
Laboratories

24937 Avenue Tibbitts
Valencia, California 91355

11610101160 mgjis
EEAE 2006

An Eckert & Ziegler Company

Tel 661-309-1010
Fax 661-257-8303

CERTIFICATE OF CALIBRATION MULTINUCLIDE STANDARD SOLUTION

Customer: ECKERT & ZIEGLER/ISOTOPE PROD. EUROPE

Source No.: 1195-22-11

O. No.: 34168

Reference Date: 1-Jul-06 12:00 PST

Catalog No.: 7601

Contained Radioactivity: 1.084 μ Ci 40.11 kBq

Physical Description:

- A. Mass of solution: 10.25743 grams in 10 mL flame-sealed ampoule
- B. Chemical form: Multinuclide in 2M HCl
- C. Carrier content: See attached sheet
- D. Density: 1.033 g/mL @ 20°C

Gamma-Ray Energy (keV)	Nuclide	Half-life	Branching Ratio (%)	Conc. (nCi/g)	Gammas per second per gram	Total Uncert.
60	Am-241	432.17 \pm 0.66 years	36.0	3.067	40.85	3.0 %
88	Cd-109	462.6 \pm 0.7 days	3.63	42.94	57.67	3.0 %
122	Co-57	271.79 \pm 0.09 days	85.6	1.596	50.55	3.1 %
166	Ce-139	137.640 \pm 0.023 days	79.9	2.018	59.66	3.0 %
279	Hg-203	46.595 \pm 0.013 days	81.5	6.201	187.0	3.0 %
392	Sn-113	115.09 \pm 0.04 days	64.9	8.335	200.1	3.0 %
514	Sr-85	64.849 \pm 0.004 days	98.4	9.983	363.5	3.0 %
662	Cs-137	30.17 \pm 0.16 years	85.1	7.064	222.4	3.0 %
898	Y-88	106.630 \pm 0.025 days	94.0	15.99	556.1	3.0 %
1173	Co-60	5.272 \pm 0.001 years	99.86	8.485	313.5	3.0 %
1333	Co-60	5.272 \pm 0.001 years	99.98	8.485	313.9	3.0 %
1836	Y-88	106.630 \pm 0.025 days	99.4	15.99	588.1	3.0 %

Method of Calibration:

This source was prepared from weighed aliquots of solutions whose concentrations in μ Ci/g were determined by gamma spectrometry.

Notes:

- See reverse side for leak test(s) performed on this source.
- IPL participates in a NIST measurement assurance program to establish and maintain implicit traceability for a number of nuclides, based on the blind assay (and later NIST certification) of Standard Reference Materials (as in NRC Regulatory Guide 4.15).
- Nuclear data was taken from IAEA-TECDOC-619, 1991.
- Overall uncertainty is calculated at the 99% confidence level. $- \sqrt{3}\sigma$
- This source has a working life of 1 year.

Daniel James Van Dalsen
Quality Control

16-Jun-06
Date

IPL Ref. No.: 1195-22

ISO 9001 CERTIFIED

Medical Imaging Laboratory
24937 Avenue Tibbitts Valencia, California 91355

Industrial Gauging Laboratory
1800 North Keystone Street Burbank, California 91504

54

A.5. Πιστοποιητικό πηγής QMS419

Παράρτημα Β: Γεωμετρικά μοντέλα προσομοιώσεων

γεωμετρία	Πείραμα		Προσομοιώσεις			Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)	μοντέλο	απόδοση	σ (%)	
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	01	0.003733	0.1589%	91.891072%
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	02	0.00301950	0.30076%	55.197704%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	01	0.049609	0.06120%	97.883575%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	02	0.039681	0.0739%	58.281164%
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	03	0.0022408	0.3122%	15.174186%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	03	0.028337	0.11186%	13.030993%
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	04	2.1748E-03	0.403169%	11.779633%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	04	0.027858	0.08767%	11.120839%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	05	2.7457E-02	0.1175%	9.520036%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	06	0.024540031	0.122%	-2.113699%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	07	0.027456902	0.0888%	9.521240%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	08	0.027520708	0.11530%	9.775751%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	06	2.4523E-02	0.1074%	-2.183546%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	06	1.9413E-03	0.3422466%	-0.220258%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	22	2.4114E-02	0.1133%	-3.811223%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	22	1.8922E-03	0.3651%	-2.742014%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	31	0.002139352	0.652%	9.959270%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	31	0.026836389	0.2266%	7.046112%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	41	0.024510148	0.1274%	-2.232897%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	41	0.001999459	0.4469%	2.769020%

B.1. Αποκλίσεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων που δοκιμάστηκαν για την πηγή

CP716

γεωμετρία	Πείραμα		Προσομοιώσεις			Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)	μοντέλο	απόδοση	σ (%)	
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	01	0.00103983	0.390350%	9.571622%
b (52,2mm)	0.010001143	6.051508%	01	0.01097823	0.438990%	9.769751%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	02	0.00102735	0.570493%	8.256082%
b (52,2mm)	0.010001143	6.051508%	02	0.0106596	0.70377%	6.583535%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	03	0.00101075	0.9704%	6.506522%
b (52,2mm)	0.010001143	6.051508%	03	0.0104356	0.66261%	4.343803%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	05	9.8121E-04	0.5249%	3.394119%
b (52,2mm)	0.010001143	6.051508%	05	1.0241E-02	0.005512%	2.395589%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	08	0.0009775511	0.8110%	3.008624%
b'(51.7mm)	0.010001143	6.051508%	08	0.010252862	0.28733%	2.516896%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	09	0.000967526	0.88595%	1.952211%
b'(51.7mm)	0.010001143	6.051508%	09	0.010133542	0.4929%	1.323836%
b'(51.7mm)	0.010001143	6.051508%	10	1.0066E-02	0.5095%	0.651067%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	10	9.5032E-04	0.46878%	0.139314%
b'(51.7mm)	0.010001143	6.051508%	22	9.4517E-03	0.3162%	-5.493858%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	22	8.9097E-04	0.7943%	-6.114961%
b'(51.7mm)	0.010001143	6.051508%	31	0.010141263	0.6404%	1.401042%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	31	0.000969929	0.9817%	2.205475%
b'(51.7mm)	0.010001143	6.051508%	41	0.009354610	0.6565%	-6.464597%
a (230,2mm)	0.000948999	6.019558%	41	0.000901979	0.8808%	-4.954750%

B.2. Αποκλίσεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων που δοκιμάστηκαν για την πηγή

7S266

γεωμετρία	Πείραμα		μοντέλο	Προσομοιώσεις		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)		απόδοση	σ (%)	
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	01	0.003733	0.1589%	91.891072%
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	02	0.00301950	0.30076%	55.197704%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	01	0.049609	0.06120%	97.883575%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	02	0.039681	0.0739%	58.281164%
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	03	0.0022408	0.3122%	15.174186%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	03	0.028337	0.11186%	13.030993%
a (228,5mm)	0.001945585	4.0224%	04	2.1748E-03	0.403169%	11.779633%
b (52,2mm)	0.025069934	4.0224%	04	0.027858	0.08767%	11.120839%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	05	2.7457E-02	0.1175%	9.520036%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	06	0.024540031	0.122%	-2.113699%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	07	0.027456902	0.0888%	9.521240%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	08	0.027520708	0.11530%	9.775751%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	06	2.4523E-02	0.1074%	-2.183546%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	06	1.9413E-03	0.3422466%	-0.220258%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	22	2.4114E-02	0.1133%	-3.811223%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	22	1.8922E-03	0.3651%	-2.742014%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	31	0.002139352	0.652%	9.959270%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	31	0.026836389	0.2266%	7.046112%
b'(51.7mm)	0.025069934	4.0224%	41	0.024510148	0.1274%	-2.232897%
a' (228mm)	0.001945585	4.0224%	41	0.001999459	0.4469%	2.769020%

B.3. Αποκλίσεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων που δοκιμάστηκαν 7U238

(1173keV)

γεωμετρία	Πείραμα		μοντέλο	Προσομοιώσεις		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)		απόδοση	σ (%)	
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	01	0.00061541	1.11965%	15.767641%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	04	0.000571618	0.82845%	7.529985%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	05	5.7327E-04	0.70178%	7.841555%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	09	0.000555590	0.99275%	4.514729%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	11	5.4860E-04	0.9816%	3.200460%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	22	5.0870E-04	0.9788%	-4.305158%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	31	0.000564691	0.7939%	6.226741%
a (230,2mm)	0.00053159	3.9672%	41	0.000523544	0.9429%	-1.513636%

B.3. Αποκλίσεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων που δοκιμάστηκαν 7U238

(1342keV)

γεωμετρία	Πείραμα		Προσομοιώσεις			Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)	μοντέλο	απόδοση	σ (%)	
1η MS419	0.019606797	1.4358%	05	0.025672316	0.05032%	30.935796%
1η επαναλ	0.0198998	1.0290%	05	0.025672316	0.05032%	29.008222%
4η	0.02208455	2.0479%	05	0.025672316	0.05032%	16.245591%
5η	0.022284816	1.0462%	05	0.025672316	0.05032%	15.200933%
4η	0.02208455	2.0479%	22	0.023355264	0.01755%	5.753857%
5η	0.022284816	1.0462%	22	0.023531172	0.0144%	5.592847%
4η	0.02208455	2.0479%	23	0.021703837	0.0387%	-1.723891%
7η	0.018242601	6.8302%	23	0.022006537	0.0189%	20.632671%
4η	0.02208455	2.0479%	15	0.019855555	0.11157%	-10.093006%
4η	0.02208455	2.0479%	11	0.021243127	0.0355%	-3.810007%
4η	0.02208455	2.0479%	22	0.021106796	0.1001%	-4.427320%
4η	0.02208455	2.0479%	27	0.022699587	0.115%	2.784920%
4η	0.02208455	2.0479%	31	0.024042889	0.1631%	8.867461%
4η	0.02208455	2.0479%	36	0.022076054	0.1694%	-0.038473%
4η	0.02208455	2.0479%	41	0.022533701	0.0879%	2.033780%
5η	0.022284816	1.0462%	41	0.022758195	0.5297%	2.124224%

B.4. Απόκλισεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων για Am-241 για διάφορες γεωμετρίες

γεωμετρία	Πείραμα		Προσομοιώσεις			Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)	μοντέλο	απόδοση	σ (%)	
5η	0.011475734	1.0317%	11	0.013668052	0.1002%	19.103941%
4η	0.011506713	0.9821%	11	0.013672012	0.1520%	18.817706%
4η	0.011506713	0.9821%	12	0.013497481	0.2492%	17.300925%
4η	0.011506713	0.9821%	13	0.013374396	0.23340%	16.231251%
7η	0.008617631	3.5038%	12	0.014561221	0.1590%	68.970110%
4η	0.011506713	0.9821%	15	0.012326188	0.4116%	7.121715%
4η	0.011506713	0.9821%	16	0.012316487	0.4196%	7.037408%
4η	0.011506713	0.9821%	17	0.012251203	0.3091%	6.470051%
4η	0.011506713	0.9821%	18	0.012201823	0.4027%	6.040911%
4η	0.011506713	0.9821%	19	0.012004167	0.7459%	4.323160%
4η	0.011506713	0.9821%	20	0.012086367	0.35308%	5.037533%
4η	0.011506713	0.9821%	21	0.012009002	0.2012%	4.365186%
4η	0.011506713	0.9821%	22	0.011890363	0.3506%	3.334143%
4η	0.011506713	0.9821%	23	0.011976639	0.5169%	4.083928%
4η	0.011506713	0.9821%	24	0.011929356	0.3930%	3.673011%
4η	0.011506713	0.9821%	25	0.011850256	0.3804%	2.985587%
4η	0.011506713	0.9821%	26	0.011702420	0.4650%	1.700804%
4η	0.011506713	0.9821%	26	0.012548497	0.5239%	9.053709%
4η	0.011506713	0.9821%	27	0.012453259	0.4905%	8.226031%
4η	0.011506713	0.9821%	28	0.012395420	0.5261%	7.723378%
4η	0.011506713	0.9821%	29	0.012296907	0.6437%	6.867245%
4η	0.011506713	0.9821%	30	0.012295053	0.6416%	6.851129%
4η	0.011506713	0.9821%	31	0.012196705	0.5943%	5.996426%
4η	0.011506713	0.9821%	32	0.011992133	0.5344%	4.218578%
4η	0.011506713	0.9821%	33	0.011979957	0.5295%	4.112763%
4η	0.011506713	0.9821%	33	0.011965722	0.4594%	3.989055%
4η	0.011506713	0.9821%	34	0.011955025	0.5336%	3.896090%

4η	0.011506713	0.9821%	35	0.011905339	0.6034%	3.464292%
4η	0.011506713	0.9821%	36	0.011835635	0.6148%	2.858526%
4η	0.011506713	0.9821%	36	0.011816377	0.5121%	2.691156%
4η	0.011506713	0.9821%	37	0.011766047	0.5048%	2.253760%
4η	0.011506713	0.9821%	38	0.011689731	0.4650%	1.590532%
4η	0.011506713	0.9821%	41	0.011723435	0.4665%	1.883444%
4η	0.011506713	0.9821%	42	0.011719954	0.4695%	1.853189%
4η	0.011506713	0.9821%	37	0.011757077	0.5422%	2.175812%
5η	0.011475734	1.0317%	41	0.011737467	0.4165%	2.280746%

B.5. Αποκλίσεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων για Cs-137 για διάφορες γεωμετρίες

γεωμετρία	Πείραμα		μοντέλο	Προσομοιώσεις		Απόκλιση (%)
	απόδοση	σ (%)		απόδοση	σ (%)	
2η	0.006655563	0.6667%	26	0.006522638	0.2385%	-1.997194%
2η	0.006655563	0.6667%	29	0.006458632	0.239742%	-2.958892%
2η	0.006655563	0.6667%	30	0.006356600	0.7919%	-4.491924%
2η	0.006655563	0.6667%	31	0.007038502	0.7464%	5.753668%
2η	0.006655563	0.6667%	31	0.006973471	0.8651%	4.776579%
2η	0.006655563	0.6667%	40	0.006509234	0.7287%	-2.198596%
2η	0.006655563	0.6667%	41	0.006527225	0.7164%	-1.928271%
2η	0.006655563	0.6667%	42	0.006520355	0.7231%	-2.031494%
2η	0.006655563	0.6667%	40	0.006503003	0.9659%	-2.292218%
8η	0.015594907	1.3333%	41	0.015724412	0.4427%	0.830432%
5η	0.012169871	1.2121%	41	0.012449269	0.5463%	2.295815%

B.6. Αποκλίσεις των διαφόρων γεωμετρικών μοντέλων για K-40 για διάφορες γεωμετρίες

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Aksoy A., 1993, Efficiency calibration of HPGe detector in far and close geometries, *Journal of Radioanalytical Nuclear Chemistry*, 169 (1993), pp. 463- 469
- Anagnostakis M.J., Simopoulos S.E., 1995, An experimental numerical method for the efficiency calibration of Low Energy Germanium detectors, *Environmental International* 22(1), S93-S99
- Andreev D.S., Erokhina K.I, Zvonov V.S and Lemberg I.Kh, 1972, *Istr. Exp. Tech. USSR* (English transl.), vol. 15, pp. 1358
- Andreev D.S., Erokhina K.I, Zvonov V.S and Lemberg I.Kh., 1973, *Bull. Acad Sci. USSR Phys. Ser.* (English transl.) vol. 37(8) pp. 41
- Arnold D., Sima O., Application of GESPECOR software for the calculation of coincidence summing effects in special cases. *Appl. Radiat. Isot.* Vol. 60 No. 2-4 (2004), ISSN 0969-8043, S. 167-172
Application of GESPECOR software for the calculation of coincidence summing effects in special cases. *Appl. Radiat. Isot.* Vol. 60 No. 2-4 (2004), ISSN 0969-8043, S. 167-172
- Bé M., Chisté V., Dulieu C., Browne E., Dersch R., Helmer R., 2004, *Table de radionucléides - Monographie BIPM 5 Table of radionuclides – Monograph BIPM 5*
- Berger, M.J. and Hubbell, J.H., *XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer*, NBSIR 87-3597, National Bureau of Standards (former name of NIST), Gaithersburg, MD (1987)
- Berger M.J., Seltzer S.M., 1988, *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, eds. Jenkins T.M., Nelson W.R. and Rindi A. (Plenum, New York)
- Bielajew A. F., and Rogers D. W. O., 1986, Presta: The parameter reduced electron-step transport algorithm for electron monte carlo transport, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 18, Issues 1–6, 1986, Pages 165-171,174-181

- Blaauw M. and Gelsema S.J., 2003, Cascade summing in gamma-ray spectrometry in Marinelli-beaker geometries: the third efficiency curve, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 505 311–315
- Bote D. and Salvat F., 2008, Calculations of inner-shell ionization by electron impact with the distorted-wave and plane-wave Born approximations", *Phys. Rev. A* 77, 042701
- Bossew, P., 2005, A very long-term HPGe-background gamma spectrum, *App. Radiat. Isotopes*, 62, 635–644.
- Briesmeister J.F., 1997, MCNP – A general Monte Carlo N-particle transport code, Report LA-12625-M Version 4B (Los Alamos National Laboratory, NM)
- Brun R., Bruyant F., Maire M., McPherson A.C., Zanarini P, 1987, GEANT 3, Report DD/EE/84-1 (CERN, Geneva)
- Chouak A., Vuister P., Paic G., Berrada M., Csikai J., 1978, Determination of U and Ra in rock samples by Gamma – Spectrometric method, *Journal of Radioanalytical chemistry* 45, 445-451
- Coles D.G., Meadows J.W.T., Lindeken C.L., 1976, The direct measurement of ppm levels of uranium in soils using high-resolution GE(Li) gamma-ray spectroscopy, *The science of the Total Environment* 5, 171-179
- Cross W. G., Ing H. and Freedman N., 1982, A short atlas of beta-ray spectra, *Phys. Med. Biol.*, 1983, Vol. 28, No. 11, 1251-1260
- Currie L.A., 1968, Limits for Qualitative Detection and Quantitative Determination: Application to Radiochemistry, *Analytical Chemistry* 40(3), pp. 586-593
- Cutshall N.H., Larsen I.L and Olsen C.R., 1983, Direct Analysis of Pb-210 in Sediment Samples: Self-Absorption Corrections, *Nuclear Instruments and Methods*, (309-312)
- De Felice P., Angelini P., Fazio A., Biagini R., 2000, Fast procedures for coincidence-summing correction in γ -ray spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes* 52, 745-752

- De Felice P., Angelini P., Fazio A., Capogni M., 2002, A national Campaign for Coincidence-Summing Correction in γ -Ray spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes* 56, 117-123
- Debertin K, Helmer R.G., 1988, *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, Elsevier Science B.V., ISBN 0 444 871071
- Debertin K. and Schotzig U., 1979, *Nuclear Instruments and Methods* vol.158, pp. 471
- Decombaz M., Gostely J.J. and Laedermann J.P., 1992, Coincidence-summing corrections for extended sources in gamma-ray spectrometry using Monte-Carlo simulation, *Nuclear Instruments and Methods* vol. A312, pp. 152-159
- Decombaz M., Laedermann J.-P., 1996, Efficiency determination of a $4\pi\gamma$ -detector by numerical simulation, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 369, pp. 375-379
- Draper, N., and H. Smith, 1966, *Applied regression analysis*. John Wiley & Sons, New York
- Dryak P., Kovar P., 2006, Experimental and MC determination of HPGe detector efficiency in the 40–2754 keV energy range for measuring point source geometry with the source-to-detector distance of 25 cm, *Applied Radiation and Isotopes* 64 1346–1349
- El-Gharbawy H.A., Metwally S.M., Sharshar T., Elnimr T., Badran H.M., 2005, Establishment of HPGe detector efficiency for point source including true coincidence correction, *Nuclear Instruments and Methods* A550, pp. 201-211
- Erdtman G. and Soyka W., 1979, *The Gamma Rays of the Radionuclides*, Verlag Chemie ,New York
- Galloway R.B., 1991, Correction for Sample Self-absorption in Activity Determination by Gamma Spectrometry, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A300 pp (367-373)
- Gilmore G. R., Hemingway J., 1995, *Practical Gamma-Ray Spectrometry*, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, England

- Gilmore G. R., 2008, Practical Gamma-ray Spectrometry –2nd Edition John Wiley & Sons Ltd, Chichester, England ISBN: 978-0-470-86196-7
- Grammelis P., Skodras G., Kakaras E., Karangelos D.J., Petropoulos N.P., Anagnostakis M.J, Hinis E.P., Simopoulos S.E., 2006, Effects of biomass co-firing with coal on ash properties. Part II: Leaching, toxicity and radiological behaviour, Fuel 85 2316–2322
- Haase G., Tait D., Wiechen A., 1993, Monte Carlo simulation of several gamma-emitting source and detector arrangements for determining corrections of self-attenuation and coincidence summation in gamma spectrometry, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A329, pp. 483-492
- Halbleib J.A., Kensek R.P., Mehlhorn T.A., Valdez G.D., Seltzer S.M., 1992, ITS version 3.0: the integrated TIGER series of coupled electron / photon Monte Carlo transport codes, Report SAND91-1634 (Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM)
- Halbleib J.A. and Mehlhorn T. A., 1986, ITS: The integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes, Nucl. Sci. Eng/, 92(2):338
- Helmer R.G., 2003, Modern tools for precise γ -ray spectrometry with Ge detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 505, pp. 297-305
- Helmer R.G., Gehrke R.J., 1997, Calculation of Coincidence summing Correction for a Specific Small Soil Sample Geometry, Radioactivity & Radiochemistry, Vol.8 No.1, pp.18-28
- IAEA-TECDOC-1275, 2001, Specialized Software Utilities for Gamma-ray Spectrometry
- ISO 13528:2005, Statistical methods for use in proficiency testing by interlaboratory comparisons
- James F., 1980, Monte Carlo Theory and Practice Data Handling Division, CERN, Geneva
- JEF-2 Nuclides Database, 1992, Nuclear Energy Agency Databank, OECD

- Johansson, 1954, "Phys. Rev., 96, 1075", S.A.E.
- Kalos M.H. and Whitlock P.A., 1986, Monte Carlo Methods, Wiley-Interscience, New York
- Karfoopoulos K.L., Anagnostakis M.J., 2009, Parameters affecting full energy peak efficiency determination during Monte Carlo simulation, Applied Radiation and Isotopes article in press
- Kawrakow I. And Rogers D.W.O., 2000, The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport, Report PIRS-701 (National Research council of Canada, Ottawa)
- Kaye J. H., Brauer F. P., Fager J. E. Rieck H. G., Jr., 1973, Nucl. Instrum. Meth. 113,5
- Kis Z., Fazekas B., Östör J., Révay Zs., Belgya T., Molnár G.L., Kolaty L., 1998, Comparison of efficiency functions for Ge gamma-ray detectors in a wide energy range, Nuclear Instruments and methods in Physics Research, A418, pp. 374-3864
- Knoll G.F., 2000, Radiation Detection and Measurement, 3rd edition, John Wiley and Sons, ISBN 0-471-07338-5
- Knoll G.F., 2010, Radiation Detection and Measurement, 4th edition, John Wiley and Sons, ISBN-13: 978-0470131480
- Le Petit G., Jutier C., Gross P., Greiner V., 2006 Low-level activity measurement of ¹³¹Xem, ¹³³Xem, ¹³⁵Xe and ¹³³Xe in atmospheric air samples using highresolution dual X-g spectrometry, Applied Radiation and Isotopes 64 1307–1312.
- Lépy M.C., 2007, Total efficiency calibration for coincidence – summing corrections, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 579, pp. 284 -287
- Leutz H., Schulz G. and Wenninger H., 1965, The Decay of Potassium-40, Zeitschrift für Physik 187, 151-164
- Liu Liye, Ma Jizeng, Didier Franck, Loic de Carlan, Zhang Binqun, 2006, Monte Carlo efficiency transfer method for full energy peak efficiency calibration of three

type HPGe detectors A coaxial N-type, a coaxial P-type and four BEGe detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 564, 608-613.

Malvino A. P., 2006, Βασική ηλεκτρονική, 4^η έκδοση, ΤΖΙΟΛΑ, ISBN 978-960-7219-12-0

McCallum G.J., Coote G.E., 1975, Influence of source-detector distance on relative intensity and angular correlation measurements with Ge(Li) spectrometers, Nucl. Instrum. and Meth. 130, 189-197

Miller K.M., 1987, Self – absorption Corrections for Gamma Ray Spectral Measurements of Pb-210 in Environmental Samples, Nuclear Instruments and Methods, A258 pp.281-285

Momeni M.H., 1982, “Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 193, 185”

Montgomery D.C, Runger G.C., 2003, Applied Statistics and Probability for Engineers, 3rd edition, John Wiley & Sons, Inc., ISBN 0-471-20454-4

Mrdja D., Bikit I., Veskovic M., Forkapic S., 2007, Contribution of 210Pb bremsstrahlung to the background of lead shielded gamma spectrometers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 572, pp. 739-744

Nelson W. R., Hirayama H., Rogers D. W. O., 1985, The EGS4 Code System Report SLAC-265 (Stanfors Linear Accelerator Center, Stanford, CA)

Nix D.W., Powers R.P., Kanipe L.G., 1979, Application of Germanium Detectors to Environmental Monitoring, Division of Environmental Planning, Tennessee Valley Authority, US, TVA/EP-79/06

Ong Ping Hok , 1956, Verschoor J.T. and Born, “Physica, 22, 465”

Owens A., 1989, A comparison of empirical and semiempirical efficiency calculations for Ge detectors, Nuclear Instruments and methods in Physics Research, A274, pp. 297-30

- Piton F., Lépy M.-C., Bé M.-M., Plagnard J., 2000, Efficiency transfer and coincidence summing corrections for γ -ray spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes*, 52, pp. 791-795
- Quintana B., Fernandez F., 1995, An Empirical Method to Determine Coincidence – Summing Corrections in Gamma Spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes* 46, pp. 961-964
- Rubinstein R.Y., 1981, *Simulation and the Monte Carlo Methods*, John Wiley and Sons Inc.,
- Rodenas J., Martinavarro A., Rius V., 2000, Validation of the MCNP code for the simulation of Ge-detector calibration, *Nuclear Instruments and Methods in Physics A* 450 88-97
- Roy J.C., Cote J.-E and Turcotte J. , 1983, Measurements With a Planar Germanium Detector of Low Energy γ and X-ray Emitters in Waters sampled by the Floc Method, *Nuclear Instruments and Methods* , 206 pp. 553-562.
- Salvat F, Fernández-Varea J M, Baró J and Sempau J 1996, PENELOPE, an algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electronphoton showers Ciemat (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas) Technical Report no 799
- Salvat F., Fernández – Varea J.M., Sempau J., 2003, PENELOPE – A code system for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD)
- Sanchez-Reyes A.F., Febrian M.I., Baro J., Tejada J., 1987, Absolute Efficiency Calibration Function for the Energy Range 63-3054 keV for a Coaxial Ge(Li) Detector, *Nuclear Instruments and methods in Physics Research*, B28, pp. 123-127
- Schlager M., 2007, Precise modeling of coaxial germanium detectors in preparation for a mathematical calibration, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 580 , 137–140

- Semkow T.M., Mehmood G., Parekh P.P. and Virgil M., 1990, Coincidence Summing in Gamma-Ray Spectroscopy, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research vol. A290, pp. 437-444
- Sima O., 1992, Photon Attenuation For Samples in Marinelli Beaker Geometry: an Analytical Computation, Health Physics 62, pp. 445-449
- Sima O., 1996, Applications of Monte Carlo Calculations to Gamma-spectrometric Measurements of Environmental Samples, Applied Radiation and Isotopes, Vol. 47 No. 9/10, pp.919-923
- Sima O., 2000, Accurate calculation of total efficiency of Ge well-type detectors suitable for efficiency calibration using common standard sources, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A450, pp. 98-108
- Sima O., Arnold D., 1996, Self-attenuation and Coincidence-summing Corrections Calculated by Monte Carlo Simulations for Gamma-spectrometric Measurements with Well-type Germanium Detectors, Applied Radiation and Isotopes, Vol.47 No. 9/10, pp. 889-893
- Sima O., Arnold D., 2009, On the Monte Carlo simulation of HPGe gamma – spectrometry systems, Applied Radiation and Isotopes 67 (5), pp. 701-705
- Stenberg, A. and Olsson, I. U. 1968 A low level gamma-counting apparatus. Nuclear Instruments and Methods 61(2): 125-133
- Sudár S., 2000, TrueCoinc – A program for calculation of true coincidence correction for gamma rays (User's manual), Institute of Experimental Physics Kossuth University, Debrecen, Hungary
- Tsoufanides N., 1983, Measurement and Detection of Radiation, Hemisphere Publishing Corp., ISBN 0-89116-523-1
- Turhan S., Zararsiz A., Yücel H., 2006, Sample geometry and efficiency determination of bremsstrahlung radiation of ^{90}Sr on gamma detection systems, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol. 269, No.1, pp. 141-145

- Vargas M. J., Guerra A. L. 2006, Application of PENELOPE code to the efficiency calibration of coaxial germanium detectors. *Appl. Radiat. Isot.* 64, 1319-1322
- Vidmar T. 2005, EFFTRAN—A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 550 (2005) 603–608
- Vidmar T., Aubineau-Laniese I., Anagnostakis M.J., Arnold D., Brettner- Messler R., Budjas D., Capogni M., Dias M.S., De Greer L-E., Fazio A., Gasparro J., Hult M., Hurtado S., Jurado Vargas M., Laubestein M., Lee K.B., Lee Y-K., Lepy M-C., Maringer F-J., Medina Peyres V., Mille M., Morales M., Nour S., Plenteda R., Rubio Montero M.P., Sima O., Tomei C., Vidmar G., 2008, An intercomparison of Monte Carlo codes used in gamma-ray spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes* 66, pp. 764-768
- Vidmar T., Çelik N., Cornejo Díaz N., Dlabac A., Ewa I.O.B., Carrazana González J.A., Hult M., Jovanović S., Lépy M.-C., Mihaljević N., Sima O., Tzika F., Jurado Vargas M., Vasilopoulou T., Vidmar G., 2010, Testing efficiency transfer codes for equivalence, *Applied Radiation and Isotopes* 68 355–359
- Vidmar T., Kanisch G., Vidmar G., 2011, Calculation of true coincidence summing corrections for extended sources with EFFTRAN, *Applied Radiation and Isotopes* 69 908–911
- Vidmar T., Korum M., Vodenik B., 2006, A method for calculation of true coincidence summing correction factors for extended sources, *Applied Radiation and Isotopes*, 65, pp. 243-246
- Vidmar T., Korun M., Vodenik Br., 2007, A method for calculation of true coincidence summing correction factors for extended sources, *Applied Radiation and Isotopes* 65, 243-246
- Vidmar T., Likar A., 2002, Automated construction of detector models for efficiency interpolation in gamma-ray spectrometry, *Applied Radiation and Isotopes*, 56 (1-2), pp. 99-103

Wang Z., Kahn B., Valentine D., 2002, Efficiency Calculation and Coincidence Summing Correction for Germanium Detectors by Monte Carlo Simulation, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, No.4, pp.1925- 1931

Yücel H., Solmaz A.N., Köse E., Bor D., 2009, A semi-empirical method for calculation of true coincidence corrections for the case of a close-in detection in γ -ray spectrometry, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, DOI 10.1007/s10967-009-0360-8

Αθανασίου Ν., «Προσομοίωση της Αλληλεπίδρασης Φωτονιακών Ακτινοβολιών και Ύλης με χρήση του κώδικα PENELOPE-Εφαρμογή και Προβλήματα Υπολογισμού Θωρακίσεων και Βαθμονόμησης Ανιχνευτικών Διατάξεων», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2006.

Αναγνωστάκης Μ., « γ -Φασματοσκοπική Ανάλυση Δειγμάτων Χαμηλών Ραδιενεργειών στην Περιοχή Χαμηλών Ενεργειών», Διδακτορική Διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 1998.

Βασιλοπούλου Θ., «Προσδιορισμός Συντελεστών Διόρθωσης Απόδοσης Ανιχνευτή HPGe Λόγω Του Φαινομένου της Πραγματικής Σύμπτωσης μέσω Προσομοίωσης Monte Carlo», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2008.

Βάση Δεδομένων από International Atomic Energy Agency (IAEA). [<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>]

Δουλγκέρογλου «Μ., Ανάπτυξη μεθοδολογίας προσδιορισμού της δοσιμετρική κατανομής γύρω από πηγή βραχυθεραπείας, με χρήση τεχνικών προσομοίωσης Monte-Carlo» Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2009.

Καρφόπουλος Κ., «Μελέτη του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης (True Coincidence) σε ημιαγωγούς ανιχνευτές γερμανίου και υπολογισμός συντελεστών διόρθωσης», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2003

Καρφόπουλος Κ. Λ., «Ανάπτυξη και εφαρμογή μετρητικών τεχνικών για την ανάλυση της φυσικής και της τεχνολογικά επαγόμενης ραδιενέργειας σε οικοσυστήματα», Διδακτορική Διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2012.

Κεκκάτος Δ., «Διερεύνηση της επίδρασης της γεωμετρίας δέσμης, κατά τον πειραματικό προσδιορισμό του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένισης μ φωτονίων πολύ χαμηλών ενεργειών», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2013.

Μαρούδη Α. Ε., 2009, Ανάπτυξη μεθοδολογίας προσδιορισμού του ρυθμού δόσης εξαιτίας του ^{137}Cs στο έδαφος, με τη μέθοδο προσομοίωσης Monte Carlo, Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2009.

Σάββα Μ., «Βαθμονόμηση ανιχνευτικής διάταξης γερμανίου για τον προσδιορισμό του ισότοπου ^7Be στα ατμοσφαιρικά αερολύματα με χρήση τεχνικών προσομοίωσης Monte-Carlo», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2009.

Φωτεινάκη Κ.Γ., «Προσδιορισμός του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένισης φωτονίων μ χρήση πειραματικών τεχνικών και τεχνικών προσομοίωσης Monte Carlo», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2012.

Χιώνης Δ., «Υπολογισμός συντελεστών διόρθωσης του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης με χρήση τεχνικών προσομοίωσης Monte-Carlo», Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 2011