



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**ΕΛΛΗΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ
ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΕΡΕΥΝΩΝ**
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΩΚΕΑΝΟΓΡΑΦΙΑΣ



**Μελέτη κατακόρυφης κατανομής ραδιονουκλιδίων σε
θαλάσσιο πυρήνα ιζήματος από τη βαθιά λεκάνη της Σκύρου**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΡΟΥΜΕΛΙΩΤΗ ΣΠΥΡΙΔΟΥΛΑ- ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΑ

Ερευνητικός Επιβλέπων : Πατήρης Διονύσης
Ακαδημαϊκός Επιβλέπων : Κόκκορης Μιχάλης

Σεπτέμβριος 2022

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον ερευνητή του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. και ερευνητικό επιβλέποντα της μελέτης Δρα. Πατήρη Διονύση καθώς και τον ακαδημαϊκό επιβλέποντα της διπλωματικής εργασίας τον Καθ. Κόκκορη Μιχάλη για την ανάθεση αυτής της διπλωματικής και τη στήριξη και καθοδήγησή τους, καθώς και τον Δρα. Τσαμπάρη Χρήστο για την πολύτιμη βοήθεια και τις παρατηρήσεις του.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά την Δρα. Ανδρουλάκη Φρόσω και τον Δρα. Ελευθερίου Γιώργο για τις συμβουλές τους και τον χρόνο που αφιέρωσαν στα πλαίσια εκπόνησης της παρούσας εργασίας. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρα. Κάλφα Κώστα για την χορήγηση του προγράμματος ανάλυσης SPECTRW.

Abstract

In his thesis, was carried out the study of the levels of natural and artificial radioactivity in a sediment core from the Northern basin of Skyros. The inducements were the study of the deep sea and specifically the comprehension of phenomena that take place in the deep basins of the North Aegean and the evaluation of the possibility of utilizing radio-tracking methods that are already used in the coastal environments. The aim was to study the vertical distribution of the activity concentration of natural and anthropogenic radionuclides as well as to define the deposition rate of the sediment in the study area.

For the measurements, was utilized a sediment core that was taken in September 2020 from the Northern basin of Skyros. The core was cut into individual units and the levels of natural and artificial radioactivity of each unit were determined with gamma-spectroscopy. For the measurements, was used an already calibrated high-purity germanium (HPGe) detector of ΕΛΚΕΘΕ. As a result, were occurred the vertical distribution of the concentration of ^{226}Ra , ^{214}Pb , ^{214}Bi and ^{210}Pb of the ^{238}U series, ^{208}Tl and ^{228}Ac of the ^{232}Th series, the natural potassium radioisotope ^{40}K and the anthropogenic cesium radionuclide ^{137}Cs .

Using a dating model based on lead ^{210}Pb , deposition rate of the sediment in this area was estimated to be $(0.17 \pm 0.02) \text{ cm y}^{-1}$. This rate was assumed to be constant by the dating model and is equivalent to sediment deposition of 1 cm per (6 ± 1) years. The rate was also confirmed using the dating model based on ^{137}Cs . This rate is considered to be too large for a deep basin with the assumption that atmospheric sedimentation is the only mechanism of sediment deposition. Thus, it is certain that the sediment deposition at the study area is a result of the atmospheric contribution and the sediment that was transported from the slopes due to gravity, a phenomenon called gravitational flows. In fact, comparing the deposition rate with indicative values of the atmospheric contribution in deep basins of the Mediterranean ($< 0.003 \text{ cm y}^{-1}$ (Lyle, 2014)) it becomes clear that the major percentage of the sediment deposition at the study site is due to gravitational flows.

Using the deposition rate, a time calibration of the vertical distribution of radionuclides in the sediment core was performed. An estimated distribution of all radionuclides was observed however, at the core depth of 10-12 cm or equivalent in the period 1950-1960 a significant increment of the concentrations of both ^{238}U (almost 200% increase in values) and ^{232}Th (almost 100 % of prices). No change of ^{40}K was observed in this period. The study of the cause that caused the increase is beyond the goals of this study, however, according to bibliography, in this period, several severe seismic events occurred in the Sporades region.

The work is structured in four chapters. More specifically, in the 1st chapter, basic principles of radiation/radioactivity physics, the interaction of gamma radiation with matter, a brief reference to natural and artificial radioactivity and the operation of semiconductor detectors are presented. In the 2nd chapter, the study area is described, the methodologies for obtaining, processing and measuring sediment samples using gamma spectrometry based on an HPGe detector system are mentioned. Also, the ^{210}Pb and ^{137}Cs

dating models, that were used, are mentioned. Chapter 3 presents the results obtained from the data analysis, the vertical distributions of the radionuclide activity concentrations as a function of the core depth, the rate of sediment deposition and the distributions of the concentrations as a function of time. The 4th chapter presents the main results and conclusions of the work as well as future actions.

Περίληψη

Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε η μελέτη των επιπέδων της φυσικής και τεχνητής ραδιενέργειας σε ένα πυρήνα ιζήματος από τη Βόρεια λεκάνη της Σκύρου. Τα κίνητρα της διπλωματικής εργασίας ήταν η μελέτη της βαθιάς θάλασσας και ειδικότερα η κατανόηση φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στις βαθιές λεκάνες του Β. Αιγαίου και η αξιολόγηση της δυνατότητας αξιοποίησης μεθόδων ραδιο-ιχνηθέτησης που ήδη αξιοποιούνται στο παράκτιο περιβάλλον. Στόχος ήταν η μελέτη της κατακόρυφης κατανομής της συγκέντρωσης ενεργότητας φυσικών και ανθρωπογενών ραδιο-νουκλιδίων καθώς και ο προσδιορισμός του ρυθμού εναπόθεσης ιζήματος της περιοχής μελέτης.

Για τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας, αξιοποιήθηκε πυρήνας ιζήματος που είχε ληφθεί το Σεπτέμβριο 2020 από την Βόρεια λεκάνη της Σκύρου. Ο πυρήνας τεμαχίστηκε σε επιμέρους τμήματα και τα επίπεδα της φυσικής και τεχνητής ραδιενέργειας σε κάθε τμήμα προσδιορίστηκαν με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας- γ . Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ήδη βαθμονομημένο ανιχνευτικό σύστημα υπερ-καθαρού γερμανίου (HPGe) του ΕΛΚΕΘΕ. Με αυτόν τον τρόπο προέκυψε η κατακόρυφη κατανομή της συγκέντρωσης των ^{226}Ra , ^{214}Pb , ^{214}Bi και ^{210}Pb της σειράς του ^{238}U , των ^{208}Tl και ^{228}Ac της σειράς του ^{232}Th , του φυσικού ραδιοϊσοτόπου του καλίου ^{40}K και του ανθρωπογενούς ραδιονουκλιδίου του καισίου ^{137}Cs .

Με τη χρήση μοντέλου ραδιοχρονολόγησης που βασίζεται στο μόλυβδο ^{210}Pb έγινε εκτίμηση του ρυθμού εναπόθεσης ιζήματος της περιοχής ο οποίος υπολογίστηκε ίσος με $(0.17 \pm 0.02) \text{ cm y}^{-1}$. Ο ρυθμός αυτός θεωρήθηκε σταθερός από το μοντέλο ραδιοχρονολόγησης και είναι ισοδύναμος με εναπόθεση ιζήματος 1 cm ανά (6 ± 1) έτη. Ο ρυθμός επιβεβαιώθηκε και με η χρήση μοντέλου ραδιοχρονολόγησης βασισμένο στο ^{137}Cs . Ο ρυθμός αυτός θεωρείται ότι είναι πολύ μεγάλος για βαθιά λεκάνη στην περίπτωση όπου ο μόνος μηχανισμός εναπόθεσης ιζήματος αφορά στην ατμοσφαιρική ιζηματογένεση. Έτσι, έγινε φανερό ότι η εναπόθεση του ιζήματος στο σημείο μελέτης είναι αποτέλεσμα, πέραν της ατμοσφαιρικής συνεισφοράς, της μεταφοράς ιζήματος από τα πρηνή λόγω βαρύτητας, φαινόμενο που ονομάζεται βαρυτικές ροές. Μάλιστα συγκρινόμενος ο ρυθμός εναπόθεσης με ενδεικτικές τιμές της ατμοσφαιρικής συνεισφοράς σε βαθιές λεκάνες της Μεσογείου ($< 0.003 \text{ cm y}^{-1}$ (Lyle, 2014)) γίνεται ο σαφές ότι το μεγαλύτερο ποσοστό του ιζήματος που εναποτίθεται στο σημείο μελέτης οφείλεται σε βαρυτικές ροές.

Με τη χρήση του ρυθμού εναπόθεσης πραγματοποιήθηκε χρονική βαθμονόμηση της κατακόρυφης κατανομής των ραδιονουκλιδίων στον πυρήνα του ιζήματος. Παρατηρήθηκε μια αναμενόμενη κατανομή όλων των ραδιονουκλιδίων ωστόσο, σε βάθος πυρήνα 10-12 cm ή ισοδύναμα την περίοδο 1950-1960 παρατηρήθηκε σημαντική αύξηση των συγκεντρώσεων τόσο των ραδιονουκλιδίων της ^{238}U (σχεδόν 200% αύξηση των τιμών) όσο και της ^{232}Th (σχεδόν 100% των τιμών). Δεν παρατηρήθηκε μεταβολή του ^{40}K στο εν λόγω διάστημα. Η έρευνα της αιτίας που προκάλεσε την αύξηση είναι πέρα των στόχων της συγκεκριμένης εργασίας, ωστόσο, από βιβλιογραφική έρευνα που πραγματοποιήθηκε, στην εν λόγω χρονική περίοδο συνέβησαν στην περιοχή των Σποράδων πλήθος έντονων σεισμικών γεγονότων.

Η εργασία έχει δομηθεί σε τέσσερα κεφάλαια. Πιο συγκεκριμένα, στο 1^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται βασικές αρχές φυσικής ακτινοβολιών/ραδιενέργειας, της αλληλεπίδρασης της γάμμα ακτινοβολίας με την ύλη, σύντομη αναφορά στη φυσική και ανθρωπογενή ραδιενέργεια και στη λειτουργία ανιχνευτών ημιαγωγών. Στο 2^ο κεφάλαιο περιγράφεται η περιοχή μελέτης, αναφέρονται οι μεθοδολογίες λήψης, επεξεργασίας και μέτρησης δειγμάτων ιζήματος με χρήση γάμμα φασματομετρίας βασισμένη σε ανιχνευτικό σύστημα HPGe. Επίσης αναφέρονται εκτενώς τα μοντέλα ραδιοχρονολόγησης του ^{210}Pb και ^{137}Cs που χρησιμοποιήθηκαν. Στο κεφάλαιο 3^ο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την ανάλυση των δεδομένων, οι κατακόρυφες κατανομές των συγκεντρώσεων ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων συναρτήσει του βάθους του πυρήνα, ο ρυθμός εναπόθεσης ιζήματος και οι κατανομές των συγκεντρώσεων συναρτήσει του χρόνου. Στο 4^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα κύρια αποτελέσματα και συμπεράσματα της εργασίας καθώς και μελλοντικές δράσεις.

Λίστα Εικόνων

Εικόνα 1.1.1 Η μεταβολή της ενεργότητας του θυγατρικού πυρήνα κατά τη μεταβατική ισορροπία ($\lambda_2 > \lambda_1$), τη διαρκή ισορροπία ($\lambda_2 \gg \lambda_1$) και την έλλειψη συνθήκης ισορροπίας ($\lambda_2 < \lambda_1$). (σελ. 17)

Εικόνα 1.1.2 Σχηματική αναπαράσταση των ραδιενεργών σειρών. (σελ. 18)

Εικόνα 1.1.3 Ο μηχανισμός του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. (σελ. 20)

Εικόνα 1.1.4 Ο μηχανισμός της σκέδασης Compton. (σελ. 20)

Εικόνα 1.1.5 Ο μηχανισμός της δίδυμης γένεσης. (σελ. 21)

Εικόνα 1.1.6 Γράφημα της εξάρτησης των τριών μηχανισμών αλληλεπίδρασης των ακτίνων-γ από τον ατομικό αριθμό Z και την ενέργεια της ακτίνας-γ. (σελ. 22)

Εικόνα 1.2.1 Σχηματική απεικόνιση της δομής των ζωνών στους ημιαγωγούς. (σελ. 24)

Εικόνα 2.1.1 Γεωγραφικός χάρτης απεικόνισης της Σκύρου και της λεκάνης. (σελ. 26)

Εικόνα 2.1.2 α) Βαθυμετρικός χάρτης της περιοχή δειγματοληψίας, β) Μορφολογικός χάρτης της κλίσης της λεκάνης. (σελ. 26)

Εικόνα 2.2.1 Ιζηματολήπτης τύπου Box corer. (σελ. 28)

Εικόνα 2.2.2 Λειτουργία του ιζηματολήπτη Box corer. (σελ. 28)

Εικόνα 2.2.3 Πυρήνας ιζήματος Σκύρου. (σελ. 29)

Εικόνα 2.2.4 Δείγματα μικρής και μεγάλης γεωμετρίας. (σελ.30)

Εικόνα 2.3.1 Σχηματική αναπαράσταση ανιχνευτικής διάταξης p-τύπου HPGe. (σελ. 32)

Εικόνα 2.3.2 Γραφική παράσταση συσχετισμού της ενέργειας με τα αντίστοιχα κανάλια. (μεγάλη γεωμετρία). (σελ. 34)

Εικόνα 2.3.3 Γραφική παράσταση συσχετισμού της ενέργειας με τα αντίστοιχα κανάλια. (μικρή γεωμετρία). (σελ. 35)

Εικόνα 2.3.4 Διάγραμμα FWHM συναρτήσεως ενέργειας (μεγάλη γεωμετρία). (σελ. 36)

Εικόνα 2.3.5 Διάγραμμα FWHM συναρτήσεως ενέργειας (μικρή γεωμετρία). (σελ. 37)

Εικόνα 2.3.6 Καμπύλη της απόλυτης απόδοσης συναρτήσεως της ενέργειας. α) μεγάλης γεωμετρίας και β) μικρής γεωμετρίας. (σελ. 39)

Εικόνα 2.5.1 Αναπαράσταση φυσικών διεργασιών εναπόθεσης ^{210}Pb σε υδάτινα ιζήματα. (σελ. 41)

Εικόνα 3.1.1 :Φάσμα του δείγματος ιζήματος στα 3-5cm χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα SPECTRW. (σελ. 44)

Εικόνα 3.2.1 Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας του ^{208}Tl , ^{228}Ac και του ^{40}K συναρτήσεως του βάθους του πυρήνα. (σελ. 53)

Εικόνα 3.2.2 Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας του ^{214}Bi , ^{214}Pb και του ^{226}Ra συναρτήσει του βάθους του πυρήνα. (σελ. 54)

Εικόνα 3.2.3 Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας του ^{137}Cs , $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ και του ^{210}Pb συναρτήσει του βάθους του πυρήνα. (σελ. 55)

Εικόνα 3.3.1 Διάγραμμα της ενεργότητας του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ συναρτήσει του βάθους σε λογαριθμικό άξονα. (σελ. 56)

Εικόνα 3.3.2 Διάγραμμα της ενεργότητας του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ συναρτήσει του βάθους σε λογαριθμικό άξονα. (σελ. 57)

Εικόνα 3.3.3 Κατανομή ^{137}Cs συναρτήσει του βάθους. (σελ. 58)

Εικόνα 3.4.1 Κατανομή συγκέντρωσης του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ συναρτήσει βάθους και χρονολογίας. (σελ. 59)

Εικόνα 3.4.2 Κατανομή συγκέντρωσης του ^{134}Cs συναρτήσει βάθους και χρονολογίας. (σελ. 60)

Εικόνα 3.4.3 Ο πυρήνας ιζήματος που συλλέχθηκε από την λεκάνη της Σκύρου. (σελ. 60)

Εικόνα 3.4.4 Κατανομή συγκέντρωσης του ^{226}Ra συναρτήσει βάθους και χρονολογίας. (σελ. 61)

Λίστα Πινάκων

Πίνακας 2.3.1 Τιμές ενέργειας και καναλιών. (σελ. 34)

Πίνακας 2.3.2 Τιμές ενέργειας και του FWHM. (σελ. 36)

Πίνακας 2.3.3 Οι κορυφές ενδιαφέροντος της πηγής, οι αντίστοιχες εντάσεις τους και αποτελέσματα υπολογισμού απόλυτης απόδοσης μεγάλης γεωμετρίας και μικρής γεωμετρίας. (σελ. 38)

Πίνακας 3.1.1 Τιμές γεωμετρίας και πυκνότητας. (σελ. 47)

Πίνακας 3.1.2 Τα αποτελέσματα των διορθώσεων των φωτοκορυφών του ^{40}K , του ^{208}Tl και του ^{228}Ac . (σελ. 48)

Πίνακας 3.1.3 Τα αποτελέσματα των διορθώσεων των φωτοκορυφών του ^{214}Bi , ^{214}Pb , ^{137}C και του ^{210}Pb . (σελ. 49)

Πίνακας 3.1.4 Τα αποτελέσματα των συγκεντρώσεων ενεργότητας από την ανάλυση των φωτοκορυφών του ^{40}K , του ^{208}Tl και του ^{228}Ac . (σελ. 50)

Πίνακας 3.1.5 Τα αποτελέσματα των συγκεντρώσεων ενεργότητας από την ανάλυση των φωτοκορυφών του ^{214}Bi , του ^{214}Pb και του ^{226}Ra . (σελ. 51)

Πίνακας 3.1.6 Τα αποτελέσματα των συγκεντρώσεων ενεργότητας από την ανάλυση των φωτοκορυφών του ^{137}Cs , του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ και του ^{210}Pb . (σελ. 52)

Περιεχόμενα

Abstract	3
Περίληψη	5
Λίστα Εικόνων	7
Λίστα Πινάκων	9
1. Κεφάλαιο 1 - Θεωρητικό Μέρος	12
1.1. Στοιχεία θεωρίας	12
1.1.1. Ραδιενέργεια και μηχανισμοί διάσπασης.....	12
1.1.2. Νόμοι ραδιενεργών διασπάσεων	15
1.1.3. Ραδιενέργεια Περιβάλλοντος.....	18
1.1.4. Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας-γ με την ύλη	19
1.2. Ανίχνευση ακτινοβολίας γ με ανιχνευτές ημιαγωγών	22
1.2.1. Ανιχνευτής ημιαγωγών	23
1.2.2. Φαινόμενο Πραγματικής Σύμπτωσης	25
2. Κεφάλαιο 2 – Περιοχή μελέτης, Υλικά και Μεθοδολογία	26
2.1. Περιοχή Μελέτης	26
2.1.1. Μορφολογία λεκάνης Σκόρου.....	27
2.1.2. Βαρυτικές ροές	27
2.2. Δειγματοληψία και προετοιμασία δειγμάτων.....	28
2.2.1. Δειγματοληψία.....	28
2.2.2. Επεξεργασία δειγμάτων.....	30
2.3. Ανιχνευτής υψηλής διακριτικής ικανότητας ακτινοβολίας-γ (HPGe)	31
2.3.1. Περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος HPGe	31
2.3.2. Ενεργειακή βαθμονόμηση και ενεργειακή διακριτική ικανότητα	32
2.3.2.2. Ενεργειακή διακριτική ικανότητα	35
2.3.3. Βαθμονόμηση απόλυτης απόδοσης.....	37
2.4. Ποσοτικός προσδιορισμός της συγκέντρωσης ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων ενδιαφέροντος	40
2.4.1. Διόρθωση των τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης με τον κώδικα EFFRAN	40
2.5. Μοντέλα ραδιοχρονολόγησης	40
2.5.1. Ραδιοχρονολόγηση με ^{210}Pb	41
2.5.2. Ραδιοχρονολόγηση με ^{137}Cs	43
3. Κεφάλαιο 3 – Μετρήσεις και αποτελέσματα	44
3.1. Ανάλυση φασμάτων ακτινοβολίας ακτίνων-γ.....	44

3.2.	Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων ενδιαφέροντος συναρτήσει του βάθους του πυρήνα.....	53
3.3.	Προσδιορισμός ρυθμού εναπόθεσης ιζήματος και ραδιοχρονολόγηση	55
3.3.1.	Ραδιοχρονολόγηση με ^{210}Pb	55
3.3.2.	Ραδιοχρονολόγηση με ^{137}Cs	58
3.4.	Ερμηνεία των κατακόρυφων κατανομών συναρτήσει του χρόνου	59
4.	Κεφάλαιο 4 - Συμπεράσματα	62
5.	Βιβλιογραφία.....	63

1. Κεφάλαιο 1 - Θεωρητικό Μέρος

1.1. Στοιχεία θεωρίας

1.1.1. Ραδιενέργεια και μηχανισμοί διάσπασης

Η πυρηνική αποδιέγερση είναι ένα αυθόρμητο φαινόμενο, σύμφωνα με το οποίο ένα πυρηνικό σύστημα μεταπίπτει σε ένα θυγατρικό πυρηνικό σύστημα μικρότερης ενέργειας. Η πιθανότητα να αποδιεγερθεί ο πυρήνας σε χρονικό διάστημα Δt αποτελεί χαρακτηριστική ιδιότητα κάθε στοιχείου και είναι ανεξάρτητη του χρόνου, δηλαδή σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή ένας ραδιενεργός πυρήνας έχει συγκεκριμένη πιθανότητα μετάπτωσης. Εξαιτίας της στατιστικής φύσης του φαινομένου δεν μπορεί να καθοριστεί η χρονική στιγμή κατά την οποία θα αποδιεγερθεί ένας συγκεκριμένος πυρήνας, μπορεί όμως να καθοριστεί ο ρυθμός αποδιέγερσης ενός πλήθους όμοιων πυρήνων στη μονάδα του χρόνου (Ασημακόπουλος, 2005).

Υπάρχουν 3 διαδικασίες με τις οποίες ένας πυρήνας να μεταπίπτει σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση: είτε μέσω αποδιέγερσης του πυρήνα σε χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη είτε μέσω μεταβολής του μαζικού αριθμού του, ή μέσω μεταβολής του ατομικού αριθμού του, που οδηγεί σε μεταστοιχείωση του πυρήνα. Όλοι οι μηχανισμοί πυρηνικής αποδιέγερσης υπακούν στους νόμους της διατήρησης της ορμής, στροφορμής και ολικής ενέργειας και προκαλούν εξώθερμες αντιδράσεις. Η μετάπτωση ενός πυρήνα έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ενός συστήματος νουκλεονίων (θυγατρικό πυρήνα), με χαμηλότερη δυναμική ενέργεια. Η περίσσεια ενέργειας εκλύεται από το σύστημα στο περιβάλλον με μορφή ακτινοβολίας, ηλεκτρομαγνητικής ή σωματιδιακής φύσης. Η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται ραδιενέργεια και το είδος της καθορίζεται από την εκάστοτε φυσική διαδικασία αποδιέγερσης. Τα τρία είδη ακτινοβολίας που παρατηρούνται προκύπτουν από τους παρακάτω μηχανισμούς:

Αποδιέγερση α: Μηχανισμός μετάπτωσης πυρήνων με μεγάλο μαζικό αριθμό ($A > 200$) κατά τον οποίο γίνεται από τον αρχικό πυρήνα $\Pi(p,n)$ εκπομπή ενός πυρήνα ${}^4\text{He}$ και μετάπτωση αυτού στον λεγόμενο θυγατρικό πυρήνα $\Theta(p-2,n-2)$. Η διάσπαση α μπορεί να συνοδεύεται και από εκπομπή ακτίνων γ . Η συνολική δυναμική ενέργεια του θυγατρικού πυρήνα και του πυρήνα Ηλίου είναι μικρότερη από τη δυναμική ενέργεια του μητρικού πυρήνα και η διαφορά τους μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια K των δύο παραγώγων της αντίδρασης.

$$\Pi(p,n) \rightarrow \Theta(p-2,n-2) + \alpha(2,2) + \text{Κινητική ενέργεια θυγατρικού πυρήνα} + K_{\alpha} \quad (1.1.1)$$

Τα σωματίδια-α εκπέμπονται πάντα με διακεκριμένες τιμές κινητικής ενέργειας, η οποία καθορίζεται από τη διατήρηση της ορμής και της ενέργειας. Τα σωματίδια α παρουσιάζουν έντονες κρούσεις με τα μόρια της ύλης εξαιτίας του μεγάλου μεγέθους τους με συνέπεια να διανύουν μικρές σχετικά αποστάσεις στον αέρα και σε άλλα υλικά.

Ικανή και αναγκαία συνθήκη για την εκδήλωση διάσπασης α είναι η:

$$Μάζα\ αρχικού\ πυρήνα > Μάζα\ θυγατρικού\ πυρήνα + Μάζα\ σωματίου\ \alpha \quad (1.1.2)$$

Αποδιέγερση β : Διακρίνεται σε δυο είδη στην β^+ και την β^- και βασίζεται στην ασθενή αλληλεπίδραση και είναι δυνατόν να πραγματοποιηθούν οι δύο παρακάτω αντιδράσεις

$$p \leftrightarrow n + e^+ + \nu$$

$$n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

επίσης παρατηρείται άλλο ένα φαινόμενο μεταστοιχείωσης με το οποίο προκύπτουν ίδια αποτελέσματα με αυτά της διάσπασης β^+ και ονομάζεται παγίδευση ηλεκτρονίου (electron capture, EC).

Στην διάσπαση β^+ έχουμε μετατροπή ενός πρωτονίου του μητρικού πυρήνα $\Pi(p,n)$ σε νετρόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή ενός ποζιτρονίου e^+ και ενός νετρίνου ν_e . Ο μητρικός πυρήνας μεταστοιχείωνεται στον θυγατρικό $\Theta(p-1,n+1)$, ο οποίος βρίσκεται σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση. Η δυναμική ενέργεια του αρχικού πυρήνα είναι μεγαλύτερη από την συνολική δυναμική ενέργεια των μαζών των προϊόντων της αντίδρασης. Η περίσσεια μάζας μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια K του ποζιτρονίου και του νετρίνου [Ασημακόπουλος,2005].

$$\Pi(p,n) \rightarrow \Theta(p-1,n+1) + e^+ + K(e^+) + \nu_e + K_{\nu_e} \quad (1.1.3)$$

Η συνθήκη για την πραγματοποίηση της διάσπασης β^+ είναι:

$$Μάζα\ αρχικού\ πυρήνα > Μάζα\ θυγατρικού\ πυρήνα + M_{e^+} + M_{\nu_e} \quad (1.1.4)$$

Στην διάσπαση β^- έχουμε μετατροπή ενός νετρονίου του πυρήνα σε πρωτόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή ενός ηλεκτρονίου e^- και ενός αντινετρίνου $\bar{\nu}_e$. Ο πυρήνας $\Pi(p,n)$ μεταστοιχείωνεται στον $\Theta(p+1,n-1)$ ο οποίος βρίσκεται σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση. Η συνολική δυναμική ενέργεια των μαζών των προϊόντων της αντίδρασης είναι μικρότερη από τη δυναμική ενέργεια του αρχικού πυρήνα. Η περίσσεια μάζας μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου και του αντινετρίνου. Ο τρόπος κατανομής της Κινητικής ενέργειας στα προϊόντα της αντίδρασης είναι σε όλες τις περιπτώσεις τυχαίος [Ασημακόπουλος,2005].

$$\Pi(p,n) \rightarrow \Theta(p+1,n-1) + e^- + K(e^-) + \bar{\nu}_e + K_{\bar{\nu}_e} \quad (1.1.5)$$

Η συνθήκη για την πραγματοποίηση της διάσπασης β^- είναι:

$$Μάζα αρχικού πυρήνα > Μάζα θυγατρικού πυρήνα + M_{e^-} + $M_{\bar{\nu}_e}$ (1.1.6)$$

Στην παγίδευση ηλεκτρονίου ένα ηλεκτρόνιο του ατόμου καταφέρνει να εισέλθει μέσα στο πυρήνα αυτού, εξαιτίας της κυματοσυνάρτησης Ψ του ηλεκτρονίου, η οποία μας δίνει ένα κύμα πιθανότητας για το που μπορεί να βρεθεί το ηλεκτρόνιο. Η παγίδευση ηλεκτρονίου είναι φαινόμενο ανταγωνιστικό της β^+ διάσπασης. Κάθε πυρήνας ο οποίος ικανοποιεί την ανίσωση:

$$M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e (1.1.7)$$

μπορεί να εκτελέσει και τα δυο φαινόμενα. Όταν η διαφορά μάζας μεταξύ του θυγατρικού και του αρχικού πυρήνα είναι μικρότερη από $2m_e = 1.022 \text{ MeV}$ ο μόνος δυνατός τρόπος αποδιέγερσης είναι η ηλεκτρονιακή παγίδευση [Ασημακόπουλος,2005].

Αποδιέγερση γ :

Κατά την μετάπτωση ενός πυρήνα σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση εκπέμπεται ακτινοβολία γ . Κατά την εκπομπή δεν πραγματοποιείται μεταστοιχείωση του πυρήνα, μόνο απώλεια ενέργειας. Λόγω της κβαντισμένης φύσης των ενεργειακών σταθμών ενός πυρήνα, τα εκπεμπόμενα φωτόνια έχουν καθορισμένες ενέργειες με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η χρήση της ακτινοβολίας γ για ταυτοποίηση και ποσοτικοποίηση των στοιχείων της εκάστοτε πηγής. Υπάρχουν 3 τρόποι εκπομπής ακτινοβολίας γ από ένα πυρήνα:

- η καθαρή εκπομπή, κατά την οποία μονοενεργειακές ακτίνες- γ εκπέμπονται κατά τη μετάπτωση μεταξύ ενεργειακών σταθμών του πυρήνα.
- η δίδυμη γένεση, κατά την οποία δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου με την ενέργεια αποδιέγερσης του πυρήνα, το οποίο διαφεύγει από τον πυρήνα.
- και η εσωτερική μετατροπή κατά την οποία ο διεγερμένος πυρήνας αποδιεγείρεται μεταφέροντας την ενέργεια διέγερσής του σε ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο, το οποίο εκπέμπεται από το άτομο.

Εκτός της άμεσης αποδιέγερσης ενός πυρήνα μπορεί να εκτελεστούν διαδοχικές αποδιεγέρσεις μεταπίπτοντας σε ενδιάμεσες ενεργειακές στάθμες πριν φτάσει στη βασική. Σε ένα πλήθος όμοιων διεγερμένων πυρήνων παρατηρούνται όλοι οι πιθανοί τρόποι αποδιέγερσης αυτού και κατά συνέπεια η παραγωγή πολλαπλών ακτίνων γ από το εκάστοτε στοιχείο. Εάν υπάρχουν περισσότεροι το ενός τρόποι αποδιέγερσης, σε μία πηγή που περιέχει μεγάλο αριθμό πυρήνων θα εμφανιστούν όλοι οι πιθανοί τρόποι με μία στατιστική κατανομή. Οι πιθανοί τρόποι αποδιέγερσης και πιθανότητα εκπομπής

των φωτονίων καθορίζονται από τα χαρακτηριστικά της εκάστοτε ενεργειακής στάθμης του πυρήνα [Ασημακόπουλος,2005]. Τέλος, οι αποδιεγέρσεις α και β συνοδεύονται συνήθως με ταυτόχρονη εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

1.1.2. Νόμοι ραδιενεργών διασπάσεων

Η ραδιενεργός διάσπαση είναι μία τυχαία διαδικασία, δεν υπάρχει η δυνατότητα πρόβλεψης της στιγμής της μεταστοιχείωση ενός πυρήνα, αλλά μπορεί να προσδιοριστεί ο ρυθμός αποδιέγερσης (ενεργότητα) από τη σχέση:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (1.1.8)$$

Όπου

- N ο αριθμός των πυρήνων του συγκεκριμένου ραδιονουκλιδίου
- λ η σταθερά αποδιέγερσης που δηλώνει τη πιθανότητα ένας πυρήνας να αποδιεγερθεί στη μονάδα του χρόνου και υπολογίζεται από τον τύπο

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2},$$

όπου $T_{1/2}$ ο χρόνος ημιζωής, δηλαδή ο χρόνος που απαιτείται ώστε να αποδιεγερθούν οι μισοί πυρήνες.

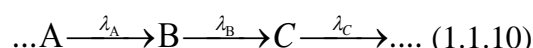
Το αρνητικό πρόσημο υποδεικνύει ότι το N μειώνεται με την πάροδο του χρόνου. Η μονάδα μέτρησής της ενεργότητας είναι το Becquerel, το οποίο συμβολίζεται ως Bq, και ορίζεται ως μία αποδιέγερση το δευτερόλεπτο.

Με ολοκλήρωση της εξίσωσης 1.1.8 προκύπτει η χρονική εξέλιξη ενός συνόλου ραδιενεργών πυρήνων και δίνεται από τη σχέση:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.1.9)$$

όπου $N(0)$ είναι ο αριθμός των πυρήνων για $t = 0$.

Υπάρχουν περιπτώσεις όπου η αποδιέγερση του πυρήνα πραγματοποιείται με διαδοχικές αποδιεγέρσεις έως ότου να προκύψει ένα σταθερό σύστημα. Σε μια αλυσίδα αποδιεγέρσεων:



στην οποία δεν υπάρχουν απώλειες ραδιονουκλιδίων, ο πληθυσμός κάθε πυρήνα συνεχώς μεγαλώνει καθώς τροφοδοτείται από τον αμέσως προηγούμενο μητρικό πυρήνα και παράλληλα μειώνεται με κάθε αποδιέγερση προς τον αμέσως επόμενο θυγατρικό. Σε μια συγκεκριμένη στιγμή, ο πληθυσμός κάθε πυρήνα ενός δείγματος, εξαρτάται από τις τιμές των σταθερών διάσπασης $\dots, \lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \dots$

Η διερεύνηση της σειράς αποδιέγερσης μπορεί να πραγματοποιηθεί με την εξέταση της διπλής σειράς αποδιέγερσης. Έστω N_A και N_B οι πληθυσμοί των πυρήνων A και B σε μια δεδομένη χρονική στιγμή και $N_A(0)$, $N_B(0)$ ο πληθυσμός των πυρήνων A και B για $t = 0$, αντίστοιχα ισχύει [Ασημακόπουλος, 2005]:

$$\lambda_B \cdot N_B(t) = \lambda_B \cdot N_B(0) \cdot e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_B \cdot \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot N_A(0) \cdot (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (1.1.11)$$

Για $t = 0$ το ραδιενεργό δείγμα αποτελείται αποκλειστικά από πυρήνες A ($N_B(0) = 0$) η εξίσωση (1.1.11) παίρνει τη μορφή:

$$\lambda_B \cdot N_B(t) = \frac{\lambda_B \cdot \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot N_A(0) \cdot (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (1.1.12)$$

και με μορφή συνέλιξης των δύο ραδιενεργών:

$$\frac{\lambda_B \cdot N_B(t)}{\lambda_A \cdot N_A(t)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot N_A(0) \cdot (1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A)t}) \quad (1.1.13)$$

Για το C και τους υπόλοιπους θυγατρικούς πυρήνες της σειράς ισχύουν παρόμοιες εξισώσεις και προέρχονται από την εφαρμογή των γενικευμένων εξισώσεων του Bateman (Lilley, 2001). Ανάλογα με τις τιμές των σταθερών διάσπασης λ_A και λ_B , διακρίνονται τρεις περιπτώσεις.

Μεταβατική συνθήκη ισορροπίας ($\lambda_A < \lambda_B$)

Μεταβατική ισορροπία αποκαθίσταται στην περίπτωση κατά την οποία ο μητρικός πυρήνας A έχει μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής από το θυγατρικό B. Στην περίπτωση αυτή ο εκθετικός όρος της εξίσωσης 1.1.13 φθίνει με το χρόνο και ο λόγος των δύο ραδιενεργειών τείνει να είναι σταθερός και ίσος με:

$$\frac{\lambda_B \cdot N_B(t)}{\lambda_A \cdot N_A(t)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \quad (1.1.14)$$

Όταν επιτευχθεί η ισορροπία η ραδιενέργεια του θυγατρικού υπερβαίνει εκείνη του μητρικού. Κατόπιν, ο λόγος ραδιενέργειας θυγατρικού/μητρικού αυξάνεται έως ότου αποκτήσει μια σταθερή τιμή μετά την οποία η σταθερά χρόνου του θυγατρικού πυρήνα ακολουθεί αυτή του μητρικού.

Διαρκής ισορροπία ($\lambda_A \ll \lambda_B$)

Διαρκής ισορροπία αποκαθίσταται στην περίπτωση κατά την οποία ο μητρικός πυρήνας A έχει πολύ μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής από το θυγατρικό B, οπότε ο εκθετικός όρος της εξίσωσης 1.1.13 αυξάνει συνεχώς. Η ραδιενέργεια του μητρικού πυρήνα A φθίνει ενώ η ραδιενέργεια του θυγατρικού B τείνει προς αυτήν του A και ύστερα μειώνεται. Μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι $(\lambda_B - \lambda_A) \approx \lambda_B$. Επομένως, μετά την επίτευξη της ισορροπίας μητρικού και θυγατρικού πυρήνα, ισχύει [Ασημακόπουλος, 2005]:

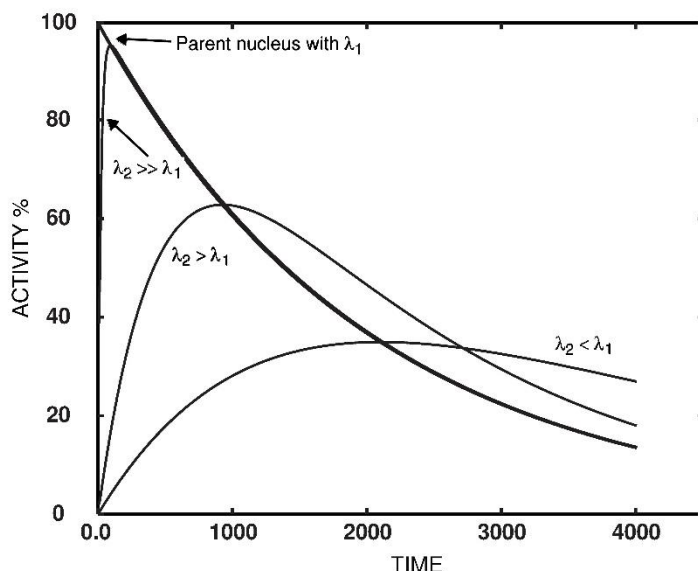
$$\lambda_A \cdot N_A(t) = \lambda_B \cdot N_B(t) \quad (1.1.15)$$

και η σταθερά χρόνου του θυγατρικού πυρήνα ακολουθεί αυτή του μητρικού.

Έλλειψη συνθήκης ισορροπίας ($\lambda_A > \lambda_B$)

Στην περίπτωση κατά την οποία ο χρόνος ημιζωής του μητρικού πυρήνα A είναι μικρότερος του θυγατρικού πυρήνα B δεν επέρχεται ραδιενεργός ισορροπία. Η ραδιενέργεια του μητρικού φθίνει συνεχώς ώσπου προσεγγίσει το μηδέν, ενώ η ραδιενέργεια του θυγατρικού αυξάνει μέχρι ένα μέγιστο και στη συνέχεια μειώνεται και αυτή.

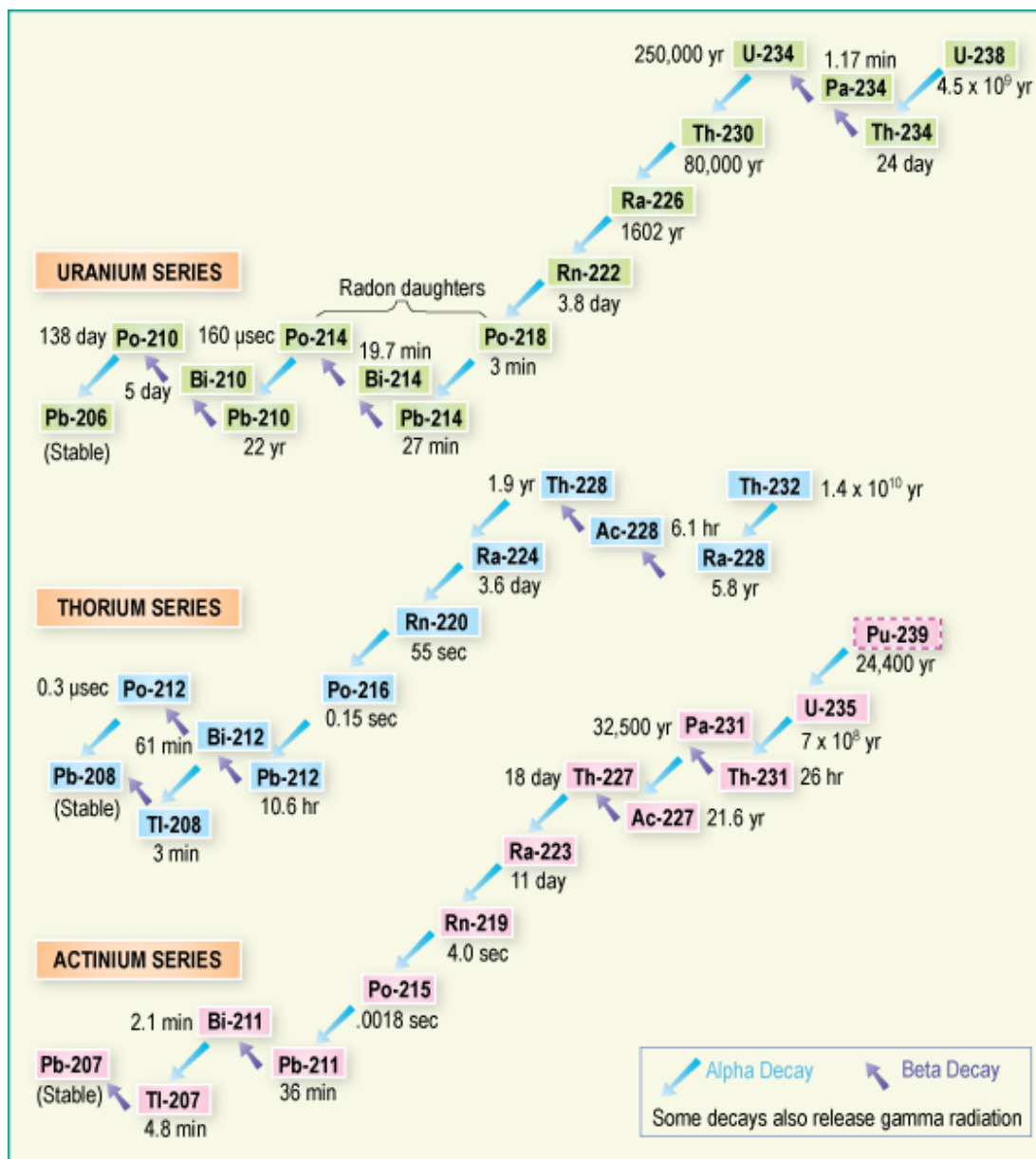
Στο σχήμα 1.1.1 απεικονίζεται η μεταβολή της ενεργότητας του θυγατρικού πυρήνα για τις τρεις παραπάνω περιπτώσεις.



Εικόνα 1.1.1: Η μεταβολή της ενεργότητας του θυγατρικού πυρήνα κατά τη μεταβατική ισορροπία ($\lambda_2 > \lambda_1$), τη διαρκή ισορροπία ($\lambda_2 \gg \lambda_1$) και την έλλειψη συνθήκης ισορροπίας ($\lambda_2 < \lambda_1$).

1.1.3. Ραδιενέργεια Περιβάλλοντος

Η φυσική ραδιενέργεια αποτελεί το σύνολο των προϊόντων πυρηνικών αντιδράσεων που συμβαίνουν στη φύση. Πηγές φυσικής ραδιενέργειας αποτελούν τα φυσικά ραδιενεργά ισότοπα και η κοσμική ακτινοβολία. Τα φυσικά ραδιενεργά ισότοπα προέρχονται από την αρχική πυρηνοσύνθεση (Big Bang) και την πυρηνοσύνθεση που συμβαίνει στο εσωτερικό των άστρων κατά την κοσμογονία και αποτελούν προϊόν των φυσικών πυρηνικών αντιδράσεων που συντελούνται στο φλοιό και την ατμόσφαιρα της Γης.



Εικόνα 1.1.2: Σχηματική αναπαράσταση των ραδιενεργών σειρών.

Τα στοιχεία με ατομικό αριθμό $Z > 82$ είναι ασταθή λόγω του φαινομένου του κορεσμού, και με διαδοχικές α & β μεταπτώσεις καταλήγουν σε ένα σταθερό ισότοπο. Τα φυσικά ραδιονουκλίδια με ατομικό αριθμό $Z > 82$ που απαντώνται στη Γη χωρίζονται σε 3 φυσικές ραδιενεργές σειρές. Η κάθε μια από αυτές ξεκινά από ένα μητρικό πυρήνα (^{238}U , ^{235}U ή ^{232}Th) με πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής, που ρυθμίζει τις αποδιεγέρσεις των ασταθών θυγατρικών του, τα οποία έχουν όλα μικρότερους χρόνους ημιζωής. Στη φύση υπήρχε μία ακόμα ραδιενεργή σειρά, με μακροβιότερο πυρήνα το ^{237}Np , ο οποίος έχει χρόνο ημιζωής $2.25 \cdot 10^6$ χρόνια, που εξηγεί την απουσία της σειράς αυτής από τα φυσικά ραδιοϊσότοπα. Εκτός των παραπάνω, πολλά στοιχεία με $Z \leq 82$ διαθέτουν ραδιενεργά ισότοπα τα οποία απαντώνται ως προσμίξεις με τα σταθερά τους ισότοπα. Ένα τέτοιο σημαντικό παράδειγμα είναι το ^{40}K (Ασημακόπουλος, 2005).

Επιπλέον, υπάρχουν τεχνητές πηγές ραδιενέργειας που οφείλονται σε πυρηνικά όπλα, πυρηνικές δοκιμές, πυρηνικά ατυχήματα, όπως το ατύχημα στον πυρηνικό σταθμό παραγωγής ενέργειας του Τσερνόμπιλ το 1986 και απόβλητα από πυρηνικούς σταθμούς παραγωγής ενέργειας (Lilley, 2001).

1.1.4. Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας- γ με την ύλη

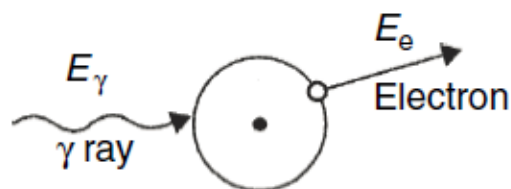
Ο τρόπος και οι μηχανισμοί με τους οποίους αλληλοεπιδρούν οι ακτίνες- γ με την ύλη δίνουν την δυνατότητα ταυτοποίησης ραδιενεργών στοιχείων και την εύρεση των συγκεντρώσεων τους μέσω της φασματοσκοπίας γ . Οι κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας- γ με την ύλη είναι: α) το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, β) η σκέδαση Compton και γ) η δίδυμη γένεση. Το αποτέλεσμα της κάθε αλληλεπίδρασης είναι η μεταφορά κάποιας ποσότητας ή ολόκληρης της ενέργειας της ακτίνας- γ σε κινητική ενέργεια ηλεκτρονίου, ή στην περίπτωση της δίδυμης γένεσης στη δημιουργία ενός ηλεκτρονίου και ενός ποζιτρονίου. Παρακάτω παρουσιάζονται οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης αναλυτικά.

ι. Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Κατά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο η ακτίνα- γ αλληλοεπιδρά με ένα δεσμευμένο ατομικό ηλεκτρόνιο, στο οποίο εναποτίθεται ενέργεια μεγαλύτερη της ενέργειας σύνδεσης και απελευθερώνεται. (εικόνα 1.1.3). η ενέργεια με την οποία διαφεύγει από το άτομο (E_{e^-}) είναι ίση με:

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_b \quad (1.1.16)$$

όπου E_{γ} η αρχική ενέργεια της ακτίνας- γ και E_b η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στην αρχική του στοιβάδα.



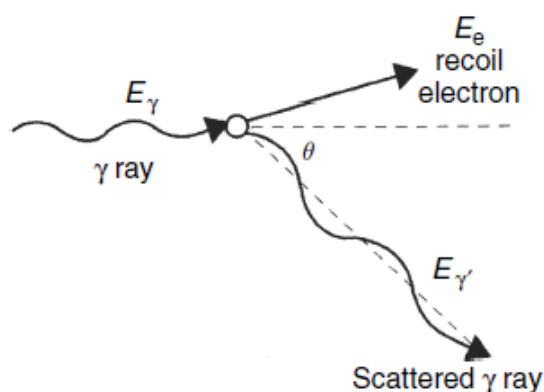
Εικόνα 1.1.3: Ο μηχανισμός του φωτοηλεκτρικού φαινομένου (Gilmore and Wiley, 2011).

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο αποτελεί τον κυρίαρχο τρόπο αλληλεπίδρασης για ακτίνες-γ χαμηλών ενεργειών. Επίσης το φαινόμενο ενισχύεται για υλικά απορροφητών μεγάλου ατομικού αριθμού (Z). Η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση (Knoll and Kraner, 1981):

$$\tau = \text{σταθερά} \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}, \quad 4 < n < 5 \quad (1.1.17)$$

ii. Σκέδαση Compton

Κατά τη σκέδαση Compton μέρος της αρχικής ενέργειας της ακτίνας-γ μεταφέρεται σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο του μέσου, γνωστό ως ηλεκτρόνιο ανάκρουσης (recoil electron). Το ηλεκτρόνιο αρχικά ηρεμεί και ύστερα από την απορρόφηση της ενέργειας της ακτίνας-γ σκεδάζεται υπό γωνία ϕ και το φωτόνιο υπό γωνία θ (εικόνα 1.1.4). Είναι δυνατές όλες οι γωνίες σκέδασης και έτσι η ενέργεια που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο, μπορεί να κυμαίνεται από μηδέν έως ένα μεγάλο ποσοστό της αρχικής ενέργειας της ακτίνας-γ.



Εικόνα 1.1.4: Ο μηχανισμός της σκέδασης Compton (Gilmore and Wiley, 2011).

Η ενέργεια της σκεδαζόμενης ακτίνας-γ (E'_γ), σύμφωνα με την αρχή διατήρησης ενέργειας και ορμής, δίνεται από τη σχέση (Gilmore and Wiley, 2011; Knoll and Kraner, 1981):

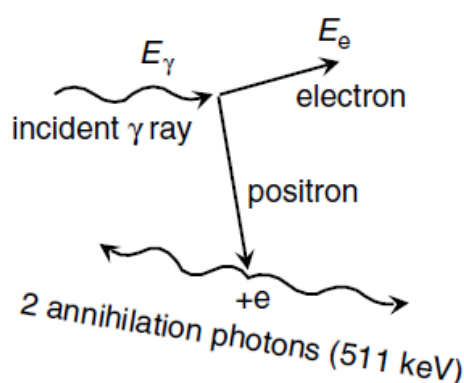
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (1.1.18)$$

όπου $m_0 c^2$ η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου (0.511 MeV).

Η πιθανότητα να συμβεί σκέδαση Compton εξαρτάται από τον αριθμό των ηλεκτρονίων που είναι διαθέσιμα ως στόχοι της σκέδασης, επομένως αυξάνεται γραμμικά με το Z και μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας της ακτίνας-γ (Knoll and Kraner, 1981).

iii. Δίδυμη γένεση

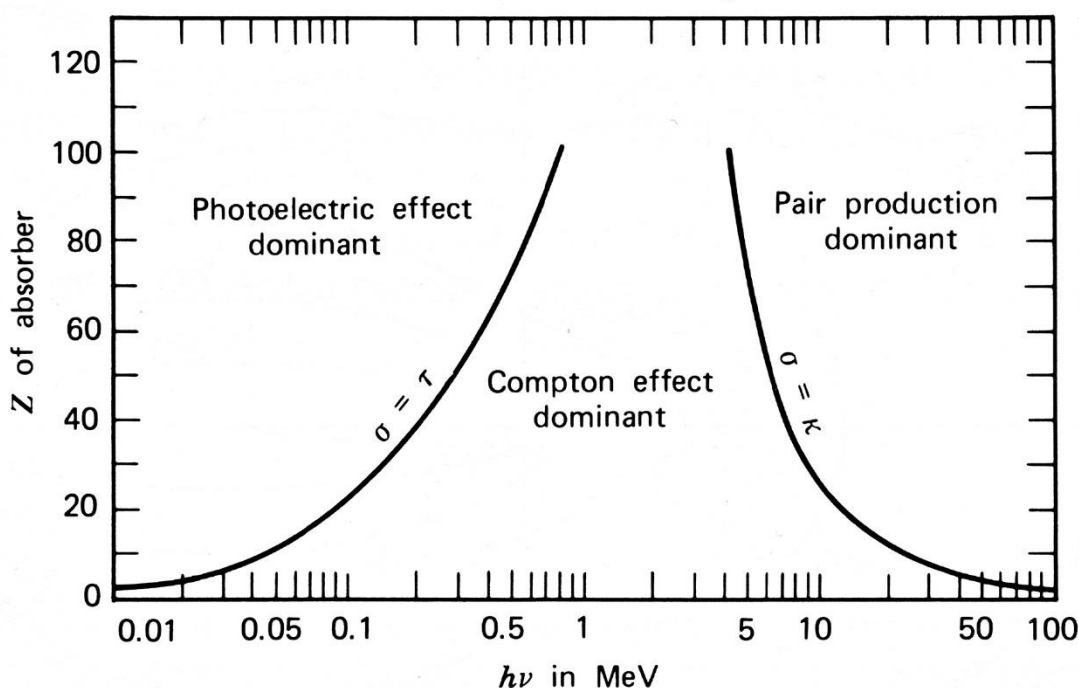
Η δίδυμη γένεση είναι ενεργειακά δυνατή μόνο όταν η ακτίνα-γ έχει ενέργεια μεγαλύτερη από το διπλάσιο της μάζας ηρεμίας του ηλεκτρονίου (1.02 MeV). Κατά το φαινόμενο αυτό ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας διέρχεται από το ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο κοντά στον πυρήνα ενός ατόμου και η ακτίνα-γ απορροφάται πλήρως και δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Η περίσσεια ενέργειας, πάνω από τα 1.02 MeV που απαιτείται για τη δημιουργία του ζεύγους, μοιράζεται σε κινητική ενέργεια μεταξύ του ηλεκτρονίου και του ποζιτρονίου. Το ποζιτρόνιο, μετά την επιβράδυνσή του στο μέσο, εξαυλώνεται παράγοντας δύο φωτόνια, ενέργειας 0.511 MeV το καθένα, ως δευτερεύοντα προϊόντα της αλληλεπίδρασης (σχήμα 1.1.5).



Εικόνα 1.1.5: Ο μηχανισμός της δίδυμης γένεσης (Gilmore and Wiley, 2011).

Η πιθανότητα να συμβεί δίδυμη γένεση εξαρτάται από την ενέργεια της ακτίνας-γ και από το Z^2 του μέσου. Αποτελεί τον κύριο μηχανισμό αλληλεπίδρασης για ακτίνες-γ ενέργειας μεγαλύτερης των 10 MeV (Gilmore and Wiley, 2011).

Ανάλογα της ενέργειας των φωτονίων και του ατομικού αριθμού του πυρήνα του κάθε στόχου, επικρατεί διαφορετικός μηχανισμός αλληλεπίδρασης μεταξύ της δέσμης φωτονίων και του στόχου (εικόνα 1.1.6).



Εικόνα 1.1.6: Γράφημα της εξάρτησης των τριών μηχανισμών αλληλεπίδρασης των ακτίνων- γ από τον ατομικό αριθμό Z και την ενέργεια της ακτίνας- γ (Knoll and Kraner, 1981).

Η γραμμή στα αριστερά αντιπροσωπεύει την ενέργεια για την οποία είναι ισοπίθανη η αλληλεπίδραση μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου και της σκέδασης Compton, συναρτήσει του Z . Αντίστοιχα, η γραμμή στα δεξιά αντιπροσωπεύει την ενέργεια για την οποία είναι ισοπίθανη η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση, ως συναρτήσει του Z .

1.2. Ανίχνευση ακτινοβολίας γ με ανιχνευτές ημιαγωγών

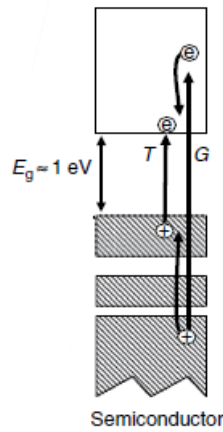
Γενικά οι ακτίνες- γ αλληλοεπιδρούν με τα υλικά ενός ανιχνευτή με τους τρεις μηχανισμούς που αναφέρθηκαν παραπάνω, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, τη σκέδαση Compton και τη δίδυμη γένεση. Ο τρόπος με τον οποίο μία ακτίνα- γ θα αλληλοεπιδράσει με τον ανιχνευτή εξαρτάται από την ενέργεια του φωτονίου, τον ατομικό αριθμό του κρυστάλλου του ανιχνευτή και στην περίπτωση της σκέδασης Compton επιπλέον από τη γωνία σκέδασης. Κάθε αλληλεπίδραση δημιουργεί μια ροή ηλεκτρονίων η οποία αποτελεί το σήμα ανίχνευσης το οποίο συλλέγεται, ενισχύεται και καταγράφεται σε ένα ιστόγραμμα γεγονότων συναρτήσει της ενέργειας το οποίο ονομάζεται φάσμα της πηγής. Το κάθε γεγονός αντιστοιχεί στην ανίχνευση ενός φωτονίου συγκεκριμένης ενέργειας. Η μορφή και ακρίβεια του φάσματος στην απεικόνιση της ακτινοβολίας της

πηγής εξαρτάται κυρίως από την ενεργειακή διακριτική ικανότητα και την ανιχνευτική απόδοση του ανιχνευτή. Αυτές οι δύο ποσότητες αποτελούν χαρακτηριστικά του ανιχνευτικού συστήματος. Η λήψη ενός φάσματος ακτινοβολίας γ (μέτρηση), με σκοπό τη ταυτοποίηση των ραδιενεργών στοιχείων μίας πηγής και τον υπολογισμό της ενεργότητας αυτής ονομάζεται φασματοσκοπία γ (Gilmore and Wiley, 2011).

1.2.1. Ανιχνευτής ημιαγωγών

Γενικά στους ημιαγωγούς η ζώνη σθένους είναι γεμάτη και το ενεργειακό χάσμα είναι της τάξης του 1 eV, το οποίο είναι συγκρίσιμο με τις ενέργειες που επιτυγχάνονται με θερμική διέγερση. Με αποτέλεσμα το ηλεκτρόνιο μπορεί μέσω θερμικής διέγερσης να αποκτήσει αρκετή ενέργεια για να μετακινηθεί στην ζώνη αγωγιμότητας. Υπό κανονικές συνθήκες θα υπάρχει πάντα ένας μικρός πληθυσμός ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας και το υλικό θα παρουσιάζει ένα μικρό βαθμό αγωγιμότητας. Η πιθανότητα ένα ηλεκτρόνιο να βρεθεί στη ζώνη αγωγιμότητας εξαρτάται έντονα από τη θερμοκρασία (Gilmore and Wiley, 2011).

Ψύχοντας το υλικό μειώνεται ο αριθμός των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας, μειώνοντας έτσι το ρεύμα διαρροής και καθιστώντας πιο εύκολη την ανίχνευση των επιπλέον διεγέρσεων λόγω των αλληλεπιδράσεων των ακτίνων- γ . Σε αυτή την διαδικασία βασίζεται ο ανιχνευτής ημιαγωγών. Η αλληλεπίδραση μιας ακτίνας- γ με το ημιαγωγικό υλικό θα παράγει πρωτεύοντα ηλεκτρόνια με ενέργειες πολύ μεγαλύτερες από τις θερμικές ενέργειες. Η αλληλεπίδραση αυτή, μπορεί να μετακινήσει ηλεκτρόνια από κατειλημμένες ζώνες βαθιά κάτω από τη ζώνη σθένους σε ενεργειακά επίπεδα πολύ πάνω τη βάση της ζώνης αγωγιμότητας. Οι πολύ βαθιές οπές που δημιουργούνται και τα διεγερμένα ηλεκτρόνια έχουν την τάση να ανακατανέμονται εντός των διαθέσιμων ενεργειακών ζωνών έως ότου οι οπές να βρεθούν στην επιφάνεια της ζώνης σθένους και τα ηλεκτρόνια στη βάση της ζώνης αγωγιμότητας (εικόνα 1.2.1). Σε αυτή τη διαδικασία, περαιτέρω διέγερση μπορεί να προκληθεί από την διαδοχική δημιουργία (cascade) ζευγών ηλεκτρονίων-οπών από κάθε αλληλεπίδραση πρωτογενών ηλεκτρονίων. Υπό κανονικές συνθήκες, τα επιπλέον διεγερμένα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας αναμένεται τελικά να αποδιεγερθούν αποκαθιστώντας τον πληθυσμό της ζώνης αγωγιμότητας σε αυτόν που αναμένεται μόνο από τη θερμική διέγερση. Όμως παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, αντ' αυτού θα μετακινήσουν τα ηλεκτρόνια τις οπές και θα δημιουργηθεί ηλεκτρικό σήμα (Gilmore and Wiley, 2011).



Εικόνα 1.2.1: Σχηματική απεικόνιση της δομής των ζωνών στους ημιαγωγούς (Gilmore and Wiley, 2011).

Η κατασκευή πλήρως καθαρών ημιαγωγικών κρυστάλλων είναι αδύνατη στην πραγματικότητα καθώς υπάρχουν διάφορες προσμίξεις ή προστίθενται σκόπιμα επιδρώντας σημαντικά στις ιδιότητές τους. Οι προσμίξεις αυτές αντικαθιστούν ουδέτερα άτομα πλεγματικών θέσεων του κρυστάλλου και έχουν είτε ένα περισσότερο είτε ένα λιγότερο ηλεκτρόνιο σθένους. Με αποτέλεσμα να προκύπτει μια νέα ενεργειακή στάθμη ανάμεσα στις ζώνες η οποία ονομάζεται στάθμη δότη στην πρώτη περίπτωση της περίσσειας ηλεκτρονίων και οι ημιαγωγοί είναι τύπου-n, ενώ στην περίπτωση λιγότερων ηλεκτρονίων ονομάζεται στάθμη δέκτη και οι ημιαγωγοί είναι τύπου-p.

Όταν οι δύο τύποι ημιαγωγών έρχονται σε επαφή με εφαρμογή σε αυτούς αντίστροφης τάσης (εφαρμογή θετικής τάσης στην n-πλευρά και αρνητικής στην p-πλευρά), στο σημείο επαφής πραγματοποιείται μετακίνηση ηλεκτρονίων και οπών στις περιοχές p- και n-ζώνης αντίστοιχα. Έτσι, στο σημείο επαφής δημιουργείται μια ουδέτερη περιοχή που ονομάζεται περιοχή κενώσεως ή ενδογενής περιοχή και διευρύνεται με την εφαρμογή αντίστροφης τάσης. Όταν εισέλθει ακτινοβολία στην περιοχή αυτή, δημιουργούνται ζεύγη ηλεκτρονίων- οπών και οι φορείς αυτοί κινούνται προς αντίθετες κατευθύνσεις. Ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων που συλλέγεται, δημιουργεί έναν ηλεκτρικό παλμό, το πλάτος του οποίου αντιστοιχεί στην ενέργεια της ακτινοβολίας (Krane et al., 1988).

Τα χαρακτηριστικά ενός ανιχνευτή ημιαγωγών δεν εξαρτώνται μόνο από τον τύπο του χρησιμοποιούμενου υλικού-π.χ. Si ή Ge-αλλά και στον τρόπο που ο ημιαγωγός διαμορφώνεται και αντιμετωπίζεται. Ο τύπος, το μέγεθος, το σχήμα και η επεξεργασία του κρυστάλλου παίζει ρόλο στη λειτουργία και την απόδοση του (Tsoulfanidis, Landsberger, Sheldon., 2015).

1.2.2. Φαινόμενο Πραγματικής Σύμπτωσης

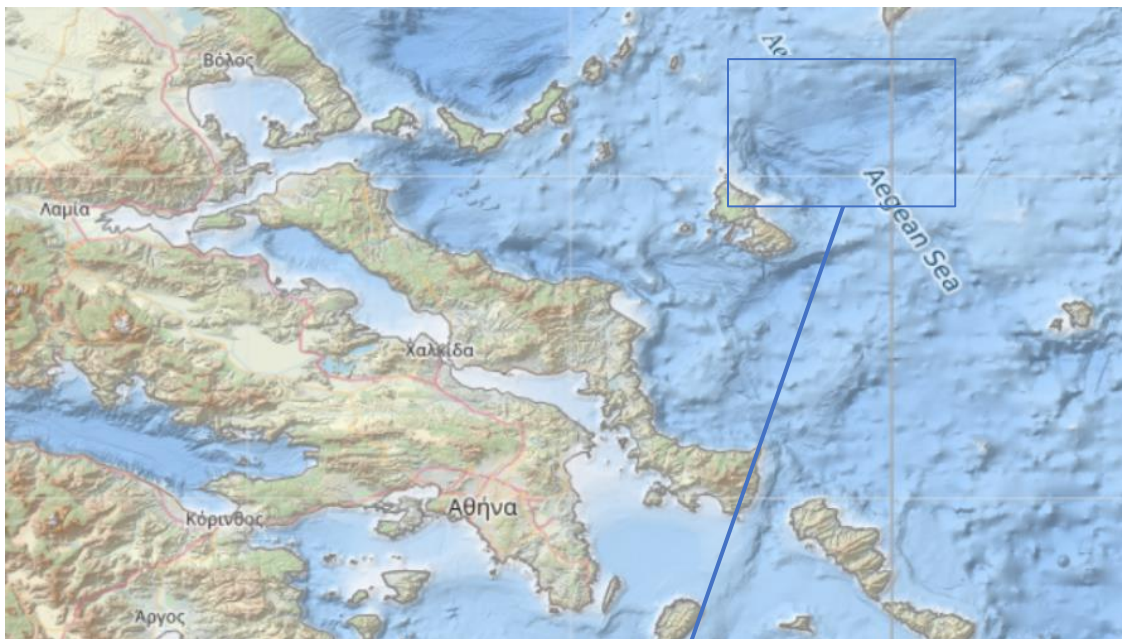
Το φαινόμενο αυτό εμφανίζεται στην περίπτωση που η μετάπτωση ενός πυρήνα πραγματοποιείται από την διαδοχική εκπομπή ακτίνων-γ, με διαφορά στο χρόνο εκπομπής τους μικρότερο από το χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή, με αποτέλεσμα να καταγραφούν στο φάσμα ως ένα γεγονός με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των δύο φωτονίων. Έτσι εμφανίζεται μία φωτοκορυφή άθροισης στο φάσμα και από τις δύο φωτοκορυφές χάνονται γεγονότα από αυτά της πηγής, η περίπτωση αυτή ονομάζεται *summing-out*. Υπάρχει και μια δεύτερη περίπτωση, η περίπτωση του *summing-in*, κατά την οποία οι ακτίνες-γ καταγράφονται ως ένα γεγονός με ενέργεια που αντιστοιχεί στην ενέργεια μιας άλλης ακτίνας-γ ενός στοιχείου που μετράται επομένως, καταγράφονται περισσότερα γεγονότα από αυτά που εκπέμπει η πηγή.

Η πιθανότητα να συμβεί το φαινόμενο της σύμπτωσης εξαρτάται κυρίως από τη στερεά γωνία μέτρησης (την απόσταση μεταξύ πηγής και ανιχνευτή και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της πηγής και του ανιχνευτή) και τα χαρακτηριστικά (πυκνότητα, ατομικός αριθμός) των υλικών του ανιχνευτή και της πηγής. Το φαινόμενο αποτελεί ένα μεγάλο παράγοντα αβεβαιότητας στον πειραματικό υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης ενός ανιχνευτικού συστήματος. Η αντιμετώπιση του γίνεται μέσω υπολογισμού διορθωτικών παραγόντων. Σε κοντινές αποστάσεις η πραγματική σύμπτωση μπορεί να αλλοιώσει τις μετρήσεις μας σε κάποιες κορυφές έως και 20%. Όσο μεγαλύτερη απόσταση έχει η πηγή από τον ανιχνευτή τόσο εξασθενεί το φαινόμενο. Από κάποια απόσταση και μετά, η οποία εξαρτάται από το μέγεθος του ανιχνευτή, οι απώλειες λόγω της πραγματικής άθροισης θεωρούνται αμελητέες (Gilmore and Wiley, 2011; Knoll and Kraner, 1981).

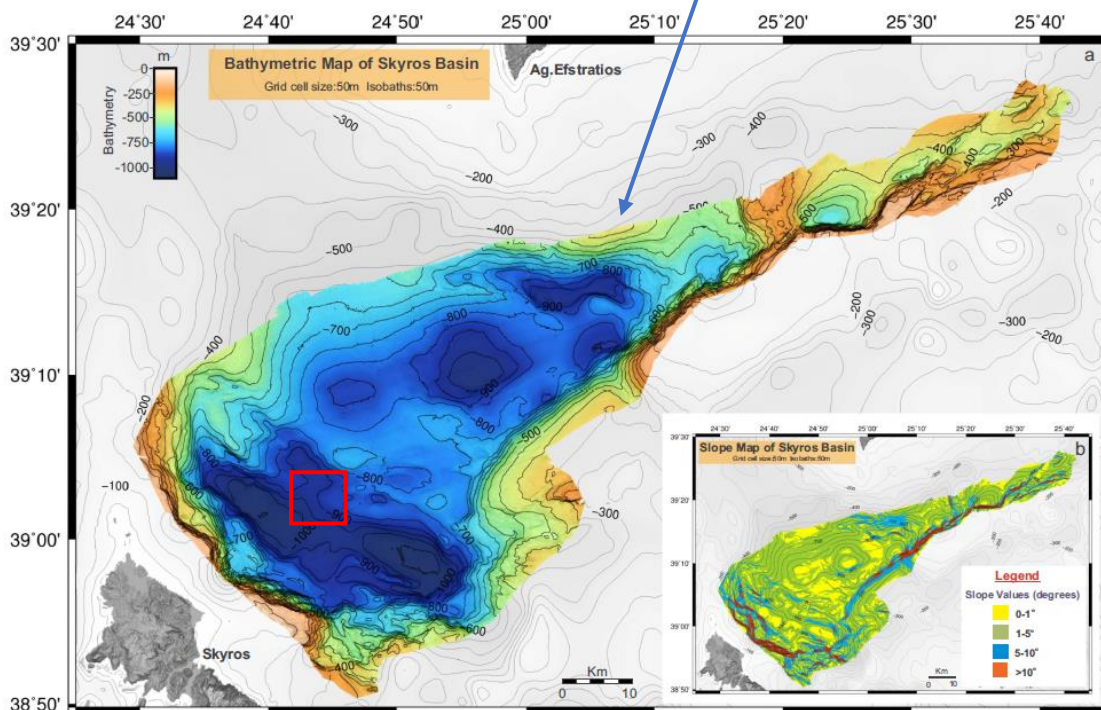
2. Κεφάλαιο 2 – Περιοχή μελέτης, Υλικά και Μεθοδολογία

2.1. Περιοχή Μελέτης

Η λεκάνη της Σκύρου βρίσκεται βόρεια ανατολικά του νησιού, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.1.1, με μέγιστο βάθος τα 1060m. Η λεκάνη σε σχέση με την κλίση των πρανών χωρίζεται σε τέσσερις περιοχές (εικόνα 2.1.2 β). Περιοχές με κλίσεις 0–1° καλύπτουν το 22% της συνολικής έκτασης αντικατοπτρίζοντας τις βαθύτερες περιοχές της λεκάνης ή την ρηχή ηπειρωτική πλάκα, το 56% αντιστοιχεί στα πρανή με κλίση 1–5° και το 12% έχει κλίσεις 5–10° στις ενδιάμεσες ζώνες με το υπόλοιπο 10% να έχει κλίσεις >10°.(Ραρανικολαου et al., 2019).



Εικόνα 2.1.1: Γεωγραφικός χάρτης απεικόνισης της Σκύρου και της λεκάνης.



Εικόνα 2.1.2: α) Βαθυμετρικός χάρτης της περιοχή δειγματοληψίας, β) Μορφολογικός χάρτης της κλίσης της λεκάνης.

2.1.1. *Μορφολογία λεκάνης Σκύρου*

Η λεκάνη της Σκύρου βρίσκεται στο βόρειο αιγαίο και η δημιουργία - ανάπτυξη της οφείλεται στην κατευθυνόμενη προς τα δυτικά διάδοση του Βορείου Ανατολικού ρήγματος εκατομμύρια χρόνια πριν. Σχετικά με την μορφολογία εντός της λεκάνης της Σκύρου υπάρχουν 9 μικρότερες υπολεκάνες σε βάθη που κυμαίνονται από 1050m στα νοτιοδυτικά έως 600m στα βορειοανατολικά και παρατηρούνται οριζόντιες περιοχές ιζήματος σε σχετικά περιορισμένες περιοχές. Γενικά, η μορφολογία αυτών των μικρότερων υπολεκανών είναι πολύπλοκη, με κορυφογραμμές μεταξύ των λεκανών, που αντικατοπτρίζουν την παραμόρφωση του βυθού της θάλασσας. Έτσι, δεν εμφανίζεται ως μια λεκάνη που καταρρέει με οριζόντια ιζήματα σε όλη την περιοχή της λεκάνης, αλλά ως μια παραμορφωμένη περιοχή όπου η αναδίπλωση και το ρήγμα δημιουργούν ένα περίπλοκο παραμορφωμένο μοτίβο (Paranikolaou et al., 2019).

Πριν από το 1960 δεν έχουν καταγραφεί σημαντικά ιστορικά γεγονότα στη Σκύρο ή λεκάνη της Σκύρου ωστόσο, μπορεί να οφείλεται σε ελλειπείς ιστορικές καταγραφές. Μετά το 1960, έχουν σημειωθεί 10 γεγονότα ($M \geq 5.4$) στην λεκάνη της Σκύρου και το περιβάλλοντα χώρο. Για παράδειγμα, καταστροφικοί σεισμοί πραγματοποιήθηκαν στις 4 Μαρτίου 1967 ($M \sim 6$) στην λεκάνη της Σκύρου, στις 19 Φεβρουαρίου 1968 ($M=7,1$) με επίκεντρο κοντά στο νησί της Άγιος Ευστράτιος και στις 19 Δεκεμβρίου 1981 ($M \sim 7$) με επίκεντρο το ανατολικό τμήμα της λεκάνης με αποτέλεσμα να επηρεάσει την Σκύρο λιγότερο και να προκαλέσει ζημιές στην Λέσβο (Paranikolaou et al., 2019).

2.1.2. *Βαρυτικές ροές*

Οι βαρυτικές ροές είναι ένας από τους κυριότερους μηχανισμούς μεταφοράς ιζήματος στο θαλάσσιο περιβάλλον και ειδικότερα στις βαθιές λεκάνες. Μπορούν να χωριστούν σε τέσσερις τύπους: στην ροή κόκκων, την υγροποιημένη ροή, την δεβριτική ροή και στα τουρβιδιτικά ρεύματα. Στην βαθιά θάλασσα οι εναποθέσεις ιζήματος είναι αποτέλεσμα κυρίως των τουρβιδιτικών ρευμάτων, στα οποία το ίζημα αιωρείται λόγω στροβιλισμών. Ωστόσο, ένα γεγονός μπορεί να είναι αποτέλεσμα περισσότερων από ενός είδους ροών ή ακόμα ένας τύπος ροής να μετατραπεί σε έναν άλλο (Zhao et al., 2020). Οι Middleton και Hampton το 1973 ορίσαν την ιζηματική βαρυτική ροή ως την ροή ιζήματος υπό την επίδραση της βαρύτητας και την διαχωρίσαν από την βαρυτική ροή ρευστού. Στην βαρυτική ροή ρευστού το υγρό μεταφέρεται από την βαρύτητα ενώ στην ιζηματική ροή το ίζημα μεταφέρεται λόγω της βαρύτητας και προκαλεί την κίνηση του ενδιάμεσου ρευστού (Dasgupta, 2003).

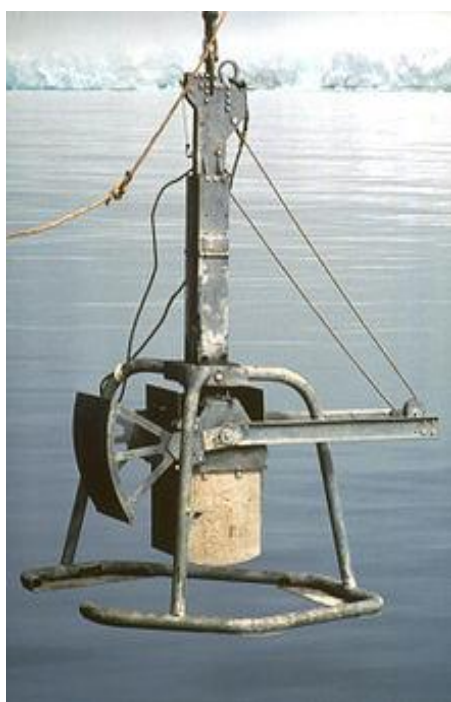
Ένα τέτοιο γεγονός μπορεί να προέρχεται από ολίσθηση ασταθούς μάζας ιζήματος από τα πρηνή, που προκαλείται συνήθως από καταιγίδα, τσουνάμι, σεισμό ή έντονες βροχοπτώσεις. Μπορεί επίσης να προέρχεται από την υπερχειλίση ενός ποταμού που εκβάλλεται στα πρηνή όπου, αν είναι πυκνότερο από το νερό της λεκάνης, πρώτα κατακυλάει ως υπέρπυκνη ροή και συνεχίζει ως ιζηματική βαρυτική ροή. Οι ιζηματι-

κές βαρυτικές ροές έχουν την ικανότητα να μεταφέρουν μεγάλες μάζες τραχέος ιζήματος και οι εναποθέσεις τους έχουν βρεθεί σε ωκεάνιες λεκάνες στα 5 km βάθος σε περισσότερο από 2.000 km μακριά από την ηπειρωτική πλαγιά. Επίσης, εμφανίζονται σχεδόν σε όλη τη στεριά, μέσα σε ρηχές θάλασσες, λίμνες και σε περιβάλλοντα με παγετώνες. Τέλος, το εναποτιθέμενο ίζημα σχετίζεται με τη ρεολογία της ροής που το μεταφέρει και τα χαρακτηριστικά της όπως η ταχύτητα και η συγκέντρωση σωματιδίων και το μέγεθος τους (Postma, 2011).

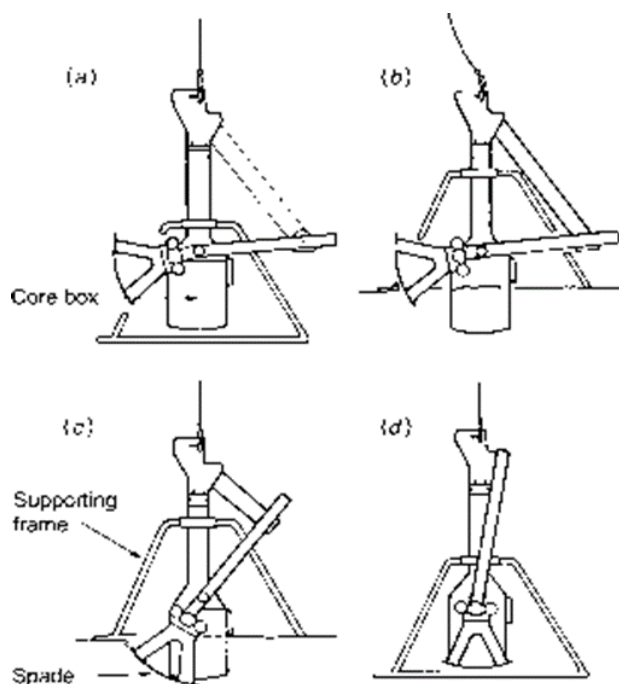
2.2. Δειγματοληψία και προετοιμασία δειγμάτων

2.2.1. Δειγματοληψία

Η δειγματοληψία πραγματοποιήθηκε από ομάδα ερευνητών του Ελληνικού Κέντρου Θαλάσσιων Ερευνών (ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε). Για τη λήψη των δειγμάτων χρησιμοποιήθηκε δειγματολήπτης “box corer” ο οποίος αποτελείται από ένα μεταλλικό πλαίσιο το οποίο συγκρατεί ένα κυβικό δοχείο ανοιχτό από τη κάτω πλευρά του. Το δοχείο βυθίζεται στην θάλασσα με ελεγχόμενη ταχύτητα μέσω ενός βαρούλκου, που βρίσκεται στο κατάστρωμα του ανιχνευτικού πλοίου και τοποθετείται μέσα στο πυθμένα. Στην συνέ-



Εικόνα 2.2.1: Ιζηματολήπτης τύπου Box corer



Εικόνα 2.2.2: Λειτουργία του ιζηματολήπτη Box corer

χεια ένα “φτυάρι” μετακινείται και σφραγίζει το δοχείο από κάτω (εικόνα 2.2.2) και έπειτα ανυψώνεται στο κατάστρωμα. Όταν το δοχείο τοποθετηθεί στο κατάστρωμα βυθίζονται στο δείγμα κύλινδροι που αναφέρονται ως πυρήνες ή καρότα. Καθώς το εκάστοτε κυλινδρικό δοχείο βυθίζεται στον box corer διατηρείται η κατανομή του ιζήματος στο εσωτερικό του πυθμένα. Λόγω της μικρής επιφάνειας επαφής του δείγματος με τα τοιχώματα σε σχέση με το συνολικό όγκο του δείγματος έχουμε μικρή συμπίεση

αυτού. Στην συνέχεια, πραγματοποιείται διάνοιξη του πυρήνα με κοπτικά εργαλεία και με σκληρό νήμα, ώστε να μην υπάρχουν απώλειες και ανάμειξη των επιμέρους στρωμάτων ιζήματος, χωρίζεται το ίζημα. Από την κατακόρυφη διατομή που προκύπτει γίνεται ένας οπτικός γεωλογικός χαρακτηρισμός (διαστρωματώσεις, χρώμα, υφή κλπ.).



Ο πυρήνας ιζήματος που μελετήθηκε είναι από την βόρεια λεκάνη της Σκύρου ($39^{\circ} 1'12.00''N$ $24^{\circ}41'24.00''E$) και λήφθηκε περίπου από τα 1020m (εικόνα 2.1.1). Η λήψη πραγματοποιήθηκε τον Σεπτέμβριο του 2020, στα πλαίσια του προγράμματος Marre του ΕΛΚΕΘΕ.

Στην εικόνα 2.2.3 απεικονίζεται ο πυρήνας της Σκύρου, ο οποίος μπορεί να χωριστεί σε 5 ενότητες. Η πρώτη ενότητα αποτελείται από το επιφανειακό τμήμα του ιζήματος και εκτείνεται περίπου μέχρι τα 6 cm. Την δεύτερη ενότητα αποτελεί μια γραμμή πάχους περίπου ένα εκατοστό (6-7 cm), στην οποία το ίζημα έχει πιο σκούρο χρώμα. Ύστερα, η τρίτη ενότητα αρχίζει από τα 7 cm και εκτείνεται μέχρι τα 10 cm και έχει το ίδιο χρώμα με την πρώτη ενότητα. Στα 10- 12 cm βρίσκεται η τέταρτη ενότητα, στην οποία το ίζημα έχει σκούρο χρώμα, πιο έντονο από αυτό της δεύτερης ενότητας και τέλος, από 12 cm και κάτω είναι η πέμπτη ενότητα, η οποία έχει ίδιο ίζημα με της πρώτη και την τρίτη ενότητα και εμφανίζει στο τέλος του πυρήνα γκρι χρώμα που οφείλεται στην οξείδωση του ιζήματος.

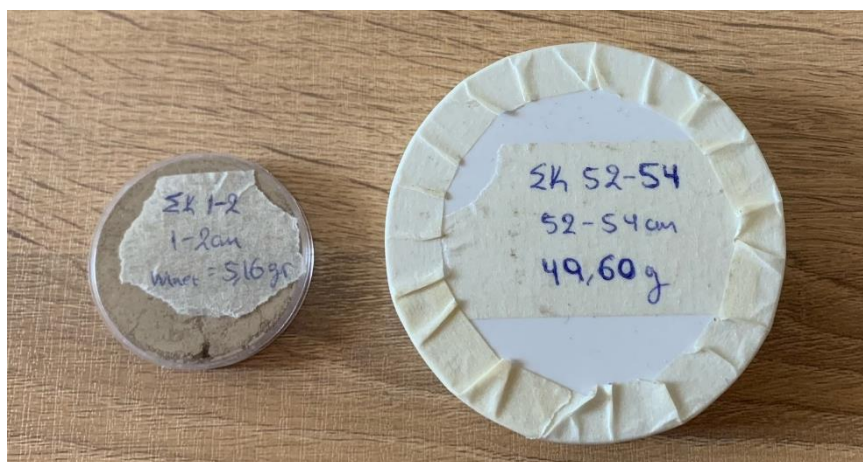
Εικόνα 2.2.3: Πυρήνας ιζήματος Σκύρου

2.2.2. Επεξεργασία δειγμάτων

Με τη χρήση μέτρου ο πυρήνας διαχωρίστηκε ανά εκατοστό και μετά από τα είκοσι εκατοστά αν δυο εκατοστά. Κάθε δείγμα τοποθετήθηκε σε ειδικά κυλινδρικά δοχεία (petri) στα οποία αναγράφεται πάνω από ποιον πυρήνα και σε ποιο εκατοστό αντιστοιχεί το υλικό που περιέχει. Πριν την τοποθέτηση του υλικού, μετρήθηκε το βάρος του κάθε δοχείου και ύστερα η ολική μάζα petri και ιζήματος ώστε να καθοριστεί η καθαρή μάζα του υγρού δείγματος.

Η επεξεργασία των δειγμάτων πραγματοποιήθηκε σύμφωνα με τις οδηγίες του Διεθνούς Οργανισμού Ατομικής Ενέργειας [ΙΑΕΑ, 2003]. Στόχος της επεξεργασίας των δειγμάτων είναι η όσο το δυνατό καλύτερη προσομοίωσή τους με την γεωμετρία, πυκνότητα, κλπ. της πρότυπης πηγής που χρησιμοποιείται για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή (ενότητα 2.3.3). Αρχικά, τα δείγματα τοποθετήθηκαν σε ειδικό φούρνο ο οποίος διατηρεί σταθερή θερμοκρασία 60°C για τουλάχιστον 2 ημέρες, μέχρι να εξατμιστεί όλο το νερό και να μείνει μόνο η ξηρή μάζα του δείγματος. Στην συνέχεια ακολούθησε μέτρηση της στεγνής μάζας των αποξηραμένων δειγμάτων και κονιοποίηση χρησιμοποιώντας γουδί από αχάτη. Ύστερα τα δείγματα τοποθετήθηκαν σε κυλινδρικά δοχεία, συγκεκριμένα τα δυο πρώτα δείγματα τοποθετήθηκαν σε μικρής γεωμετρίας δοχεία, λόγω μικρής ποσότητας δείγματος, και τα υπόλοιπα σε μεγάλης γεωμετρίας (εικόνα 2.2.4). Μετρήθηκε η μάζα του ιζήματος κάθε δείγματος από την οποία μετά τη μέτρηση στον ανιχνευτή, υπολογίστηκε η συγκέντρωση ενεργότητας (σε Bq/kg) κάθε δείγματος. Τα κυλινδρικά δοχεία στα οποία τοποθετήθηκαν τα δείγματα είναι γνωστής ακτίνας και μέσω της μέτρησης του ύψους του δείγματος μέσα στο δοχείο υπολογίστηκε ο όγκος τους και κατ' επέκταση η ξηρή πυκνότητα αυτών.

Τα δείγματα παρέμειναν για τουλάχιστον 21 ημέρες αεροστεγώς σφραγισμένα ώστε να αποφευχθεί η απομάκρυνση ή προσθήκη του αερίου ραδονίου από ή προς το δείγμα και να επέλθει ραδιενεργός ισορροπία μεταξύ θυγατρικών και μητρικών πυρήνων. Ο χρόνος αυτός είναι αναγκαίος για την αποκατάσταση της ραδιενεργού ισορροπίας του ^{226}Ra και του ^{222}Rn με τα θυγατρικά τους προϊόντα.



Εικόνα 2.2.4: Δείγματα μικρής και μεγάλης γεωμετρίας.

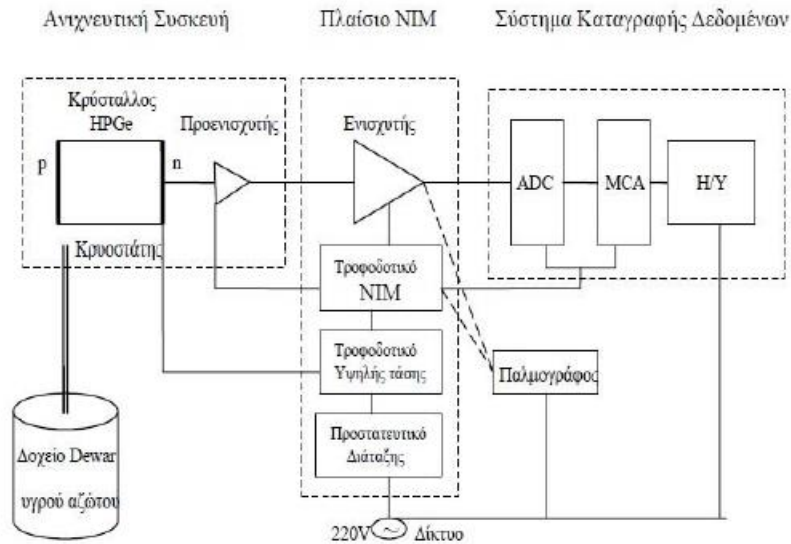
2.3. Ανιχνευτής υψηλής διακριτικής ικανότητας ακτινοβολίας-γ (HPGe)

2.3.1. Περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος HPGe

Για τις μετρήσεις φασματοσκοπίας-γ των δειγμάτων χρησιμοποιήθηκε ο ανιχνευτής HPGe του εργαστηρίου του Ινστιτούτου Ωκεανογραφίας του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. Η αρχή λειτουργίας του βασίζεται στον ημιαγωγίμο χαρακτήρα του κρυστάλλου Ge που διαθέτει, που λόγω της μικρής ενεργειακής απόστασης μεταξύ των ζωνών σθένους-αγωγιμότητας (~ 0.66 keV) αλληλεπιδρά έντονα με την προσπίπτουσα σε αυτόν ακτινοβολία.

Το ανιχνευτικό σύστημα αποτελείται από έναν ομοαξονικό κυλινδρικό κρύσταλλο γερμανίου Ge υψηλής καθαρότητας p-τύπου ($\sim 10^3$ άτομα τυχαίων πλεγματοκίων προσμίξεων/cm³), ύψους και διαμέτρου 6.668 cm. Ο κύλινδρος κλειστού άκρου έχει μια εσωτερική αξονική οπή, για την παροχή υψηλής τάσης. Στην εξωτερική επιφάνεια του κρυστάλλου βρίσκεται μια επαφή n-τύπου, που πρόκειται για διασκορπισμένο στρώμα Λιθίου Li, και μια p-τύπου στην επιφάνεια της εσωτερικής οπής από εμφυτευμένο Βόριο B, οι οποίες αποτελούν τα ηλεκτρόδια της διάταξης. Κατά τη διάρκεια της μέτρησης ο κρύσταλλος ψύχεται με τη χρήση υγρού αζώτου στους 77 K και είναι απαραίτητο η τιμή της θερμοκρασίας του κρυστάλλου να παραμένει σταθερή.

Η διάταξη (εικόνα 2.3.1) αποτελείται από τρία μέρη: (α) τον ανιχνευτή HPGe, (β) ένα κιβώτιο ηλεκτρικών μονάδων πυρηνικής φασματοσκοπίας NIM υπό μορφή ειδικών πλαισίων και (γ) το ηλεκτρονικό σύστημα καταγραφής των δεδομένων. Το ανιχνευτικό σύστημα τροφοδοτείται με συνεχή υψηλή τάση για τη λειτουργία της p-n επαφής του ημιαγωγού Ge και χαμηλή για την λειτουργία του ενσωματωμένου προενισχυτή PRE. Το πλαίσιο NIM περιλαμβάνει το τροφοδοτικό υψηλής τάσης HV, τον ενισχυτή AMP του σήματος εξόδου από τον ανιχνευτή, καθώς και το σύστημα μετατροπής και καταγραφής παλμών ADC/MCA, ενώ προσαρμόζεται και προστατευτικό τάσης UPS των ηλεκτρονικών της διάταξης, τα οποία τροφοδοτούνται με κατάλληλη τάση. Τα δεδομένα αποθηκεύονται σε μορφή φάσματος σε ηλεκτρονικό υπολογιστή H/Y, ενώ τα αναλογικά ηλεκτρικά σήματα του προενισχυτή και του ενισχυτή μπορούν να ελεγχτούν από παλμογράφο. Το σύστημα συμπεριλαμβάνει και ένα δοχείο Dewar, στο οποίο βρίσκεται το υγρό άζωτο και διοχετεύεται στον ανιχνευτή κατά τη διάρκεια της μέτρησης. Στο ανιχνευτικό σύστημα χρησιμοποιείται θωράκιση, η οποία αποτελείται από κοίλο κύλινδρο και χωρίζεται σε 2 τμήματα. Το εξωτερικό περίβλημα έχει 3 στρώματα, το εξωτερικό από μόλυβδο Pb και πάχους 50 mm, το δεύτερο από κάδμιο Cd πάχους 2.5 mm και τέλος ένα στρώμα χαλκού Cu πάχους 2.5 mm.



Εικόνα 2.3.1: Σχηματική αναπαράσταση ανιχνευτικής διάταξης p-τύπου HPGe (Ελευθερίου, 2014).

Το αρχικό σήμα ενισχύεται ελάχιστα γύρω στα 100 mV στον προενισχυτή, ενώ ο ενισχυτής ενισχύει το σήμα στις τάξεις των Volt και το διαμορφώνει ώστε να αποκτήσει γκαουσιανή μορφή. Το σύστημα ADC/MCA μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακό και το καταχωρεί σε κανάλια. Η τάση λειτουργίας του συστήματος είναι στα + 3500 V . Το κάθε φάσμα έχει 4096 κανάλια και ενεργειακό εύρος από 0 έως 2000 keV. Το σύστημα παρουσιάζει σχετική ανιχνευτική απόδοση 50% στα 1332 keV.

2.3.2. Ενεργειακή βαθμονόμηση και ενεργειακή διακριτική ικανότητα

Το σύστημα του ΕΛΚΕΘΕ ήταν ήδη βαθμονομημένο και στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκαν ενδεικτικές μετρήσεις επιβεβαιώνοντας την βαθμονόμηση. Ποιο συγκεκριμένα, η ενεργειακή βαθμονόμηση αφορά στην αντιστοίχιση ενεργειών ακτίνων-γ σε κανάλια του πολύ-διαλυτικού αναλυτή (MCA). Και η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή, αναδεικνύει την ικανότητα του ανιχνευτή να ξεχωρίσει φωτόνια που έχουν παραπλήσια ενέργεια.

Οι παραπάνω βαθμονομήσεις πραγματοποιήθηκαν με πρότυπη πηγή ^{152}Eu , που περιέχει πρόσμειξη ^{154}Eu , γνωστής ενεργότητας. Η πηγή Eu εκπέμπει πολλές ακτίνες-γ και από το ^{152}Eu και από το ^{154}Eu . Η πειραματική βαθμονόμηση περιλαμβάνει την καταγραφή δύο φασμάτων της πηγής αναφοράς και από τις δύο όψεις για 30 min το καθένα, την άθροιση των δύο φασμάτων και την αφαίρεση φάσματος υποβάθρου το οποίο έχει μετρηθεί για 24 h. Αφού πραγματοποιηθεί χρονική κανονικοποίηση προσδιορίζεται η απόλυτη απόδοση ανίχνευσης ως συνάρτηση της ενέργειας από την ανάλυση των δέκα ισχυρότερων κορυφών του ^{152}Eu . Χρησιμοποιήθηκε μία μεγάλης γεωμετρίας όγκου 65.4 cm^3 και μια μικρής γεωμετρίας όγκου 5.4 cm^3 , ίδιων διαστάσεων με αυτή των δειγμάτων. Το φάσμα υποβάθρου καταγράφηκε αμέσως μετά την κατα-

γραφή του φάσματος βαθμονόμησης με τις ίδιες ρυθμίσεις ώστε να αποφευχθεί οποιαδήποτε τυχαία μετατόπιση καναλιών στα δύο φάσματα. Το φάσμα υποβάθρου πραγματοποιήθηκε με αδρανές υλικό (talc, πυκνότητας $\rho=0.8 \text{ g/cm}^3$) τοποθετημένο στις ίδιες γεωμετρίες με αυτές της βαθμονόμησης.

Η πηγή αναφοράς $^{152,154}\text{Eu}$ της μεγάλης γεωμετρίας είναι αναλογίας 93% : 7%, ενεργότητας (6700 ± 200) : (504 ± 15) Bq στις 20/02/2001 πυκνότητας $\rho=0.02 \text{ g/cm}^3$ και της μικρής γεωμετρίας είναι αναλογίας 99.4% : 0.6%, ενεργότητας (1380 ± 30) : (8.3 ± 0.2) Bq στις 14/10/2009 πυκνότητας $\rho=1.47 \text{ g/cm}^3$.

Επίσης, χρησιμοποιήθηκε εκτεταμένη πηγή ^{40}K μεγάλης γεωμετρίας με ενεργότητα $1133.3 \pm 0.1 \text{ Bq}$ στις 01/01/2006 πυκνότητας $\rho=1.06 \text{ g/cm}^3$ και μικρής με ενεργότητα $123 \pm 16 \text{ Bq}$ στις 20/12/2013 πυκνότητας $\rho=1.40 \text{ g/cm}^3$. Η πηγή αποτελείται από κονιορτοποιημένο άλας KCl και η ενεργότητα του προσδιορίστηκε από την ακριβή μέτρηση του βάρους του και τη μετατροπή του σε Bq αφού το ^{40}K βρίσκεται σε αναλογία 0.0117% στο φυσικό Κάλιο. Το πειραματικό φάσμα βαθμονόμησης ήταν 1 h και ο υπολογισμός της απόδοσης γίνεται από την ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας- γ στα 1460.8 keV.

Τέλος χρησιμοποιήθηκε άλλη μια πηγή αναφοράς, δείγμα μεσοζωικού ιζηματογενούς πετρώματος από τεκτονισμένο πλούσιο σε οργανικό υλικό φωσφορικό ασβεστόλιθο (tectonized organic rich phosphatized limestones) που συλλέχθηκε από την περιοχή του Περιβλεπτου της Ηπείρου, ΒΔ Ελλάδα. Το δείγμα (PER2B) έχει ιδιαίτερα έντονη παρουσία ραδιονουκλιδίων των φυσικών σειρών του ^{238}U και ^{235}U . Η ενεργότητα της πηγής της μεγάλης γεωμετρίας ήταν $638 \pm 34 \text{ Bq}$ στις 6/12/2011 και η πυκνότητά του $\rho=1.45 \text{ g/cm}^3$ και της μικρής ήταν $70.5 \pm 3.8 \text{ Bq}$ στις 6/12/2011 και η πυκνότητά του $\rho=1.65 \text{ g/cm}^3$. Η πηγή αυτή δίνει τη δυνατότητα για ακριβή προσδιορισμό της καμπύλης βαθμονόμησης στις χαμηλές ενέργειες, λόγω της μεγάλης ενεργότητας του και το πλήθος των φωτοκορυφών αναφοράς για ενέργειες κάτω από τα 100 keV.

2.3.2.1. Ενεργειακή βαθμονόμηση

Για την ενεργειακή βαθμονόμηση πραγματοποιήθηκε η αντιστοίχιση των τιμών της ενέργειας των ακτίνων- γ των 10 ισχυρότερων κορυφών του ^{152}Eu και του ^{40}K (πίνακας 2.3.1) και των καναλιών με την παρακάτω σχέση:

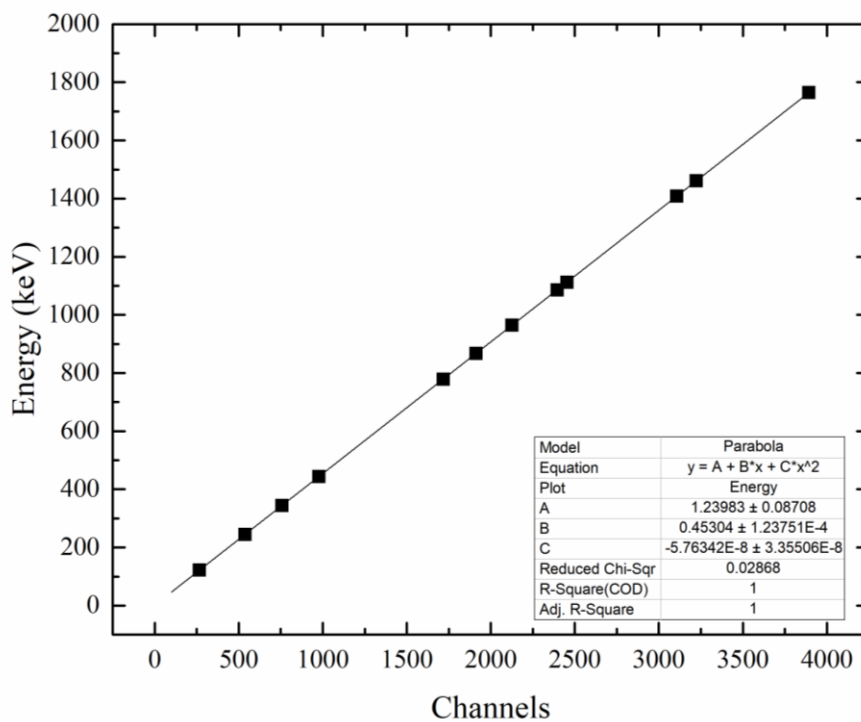
$$E = a + b \cdot x + c \cdot x^2 \quad (2.3.1)$$

όπου E (keV) είναι η ενέργεια των ακτίνων- γ και x το αντίστοιχο κανάλι. Σκοπός είναι ο πειραματικός προσδιορισμός των παραμέτρων της ενεργειακής βαθμονόμησης a, b, c.

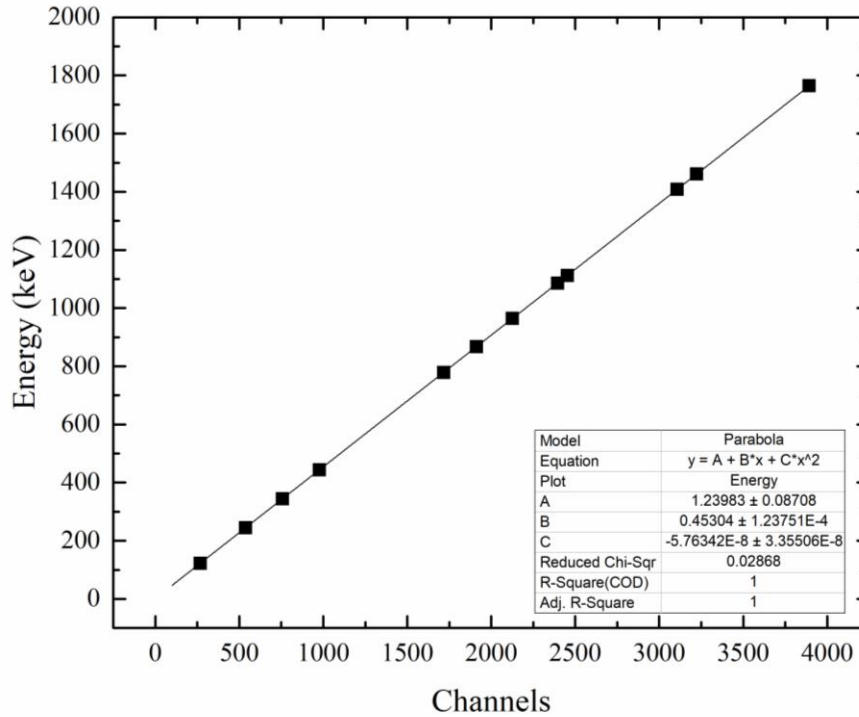
Μεγάλη γεωμετρία		Μικρή γεωμετρία	
Ενέργεια (keV)	x (κανάλι)	Ενέργεια (keV)	x (κανάλι)
121.8	266	121.8	267
244.7	537	244.7	538
344.3	757	344.3	758
444.0	977	444.0	978
778.9	1717	778.9	1717
867.4	1912	867.4	1912
964.1	2126	964.1	2126
1085.8	2395	1085.8	2395
1112.1	2453	1112.1	2453
1408.0	3106	1408.0	3107
1460.8	3223	1460.8	3223

Πίνακας 2.3.1: Τιμές ενέργειας και καναλιών

Με βάση τα δεδομένα του πίνακα 2.3.1 κατασκευάστηκε η γραφική παράσταση συσχετισμού καναλιών και ενέργειας των ακτίνων-γ για τις δυο γεωμετρίες (Εικόνες 2.3.2 και 2.3.3).



Εικόνα 2.3.2: Γραφική παράσταση συσχετισμού της ενέργειας με τα αντίστοιχα κανάλια. (μεγάλη γεωμετρία).



Εικόνα 2.3.3:Γραφική παράσταση συσχετισμού της ενέργειας με τα αντίστοιχα κανάλια. (μικρή γεωμετρία).

Οι τιμές των καναλιών για τις αντίστοιχες ενέργειες στις δυο γεωμετρίες διαφέρουν ελάχιστα και προκύπτουν οι ίδιες τιμές στις σταθερές: $a = 1.24$, $b = 0.45$, $c = - 5.76 \cdot 10^{-8}$.

2.3.2.2. Ενεργειακή διακριτική ικανότητα

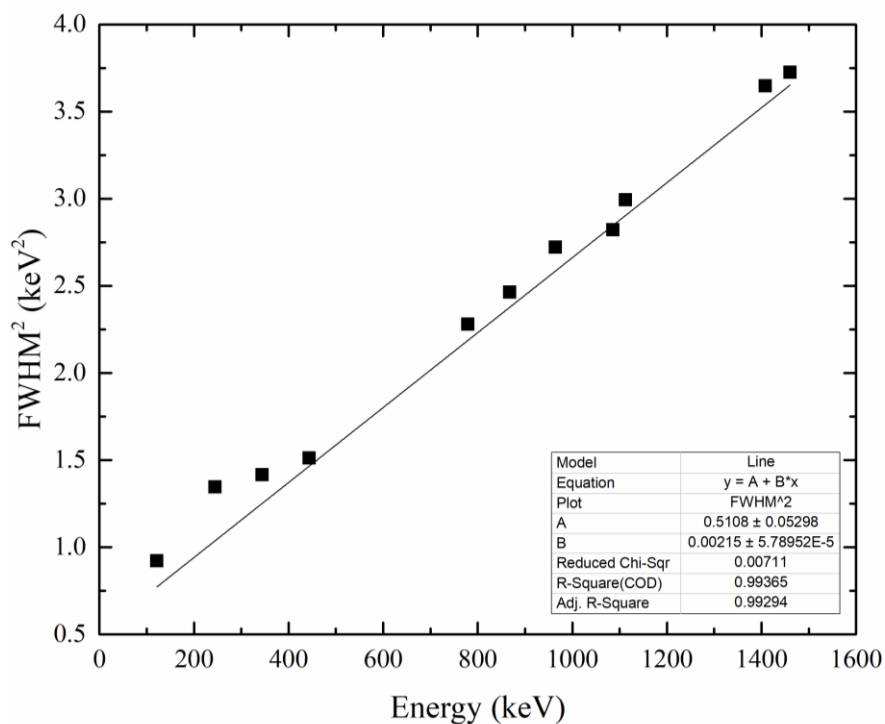
Η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή, η ικανότητα δηλαδή του ανιχνευτή να ξεχωρίσει δυο φωτόνια που έχουν παραπλήσια ενέργεια. Για τις κορυφές των πηγών (πίνακας 2.3.2) μετρήθηκε το πλάτος της κάθε φωτοκορυφής στο μέσο του ύψους της (FWHM). Από τα δεδομένα αυτά πραγματοποιήθηκε η προσαρμογή της ενέργειας (E) και του τετραγώνου του FWHM ($FWHM^2$) σύμφωνα με τη σχέση:

$$FWHM^2 = \alpha + b \cdot E \quad (2.3.2)$$

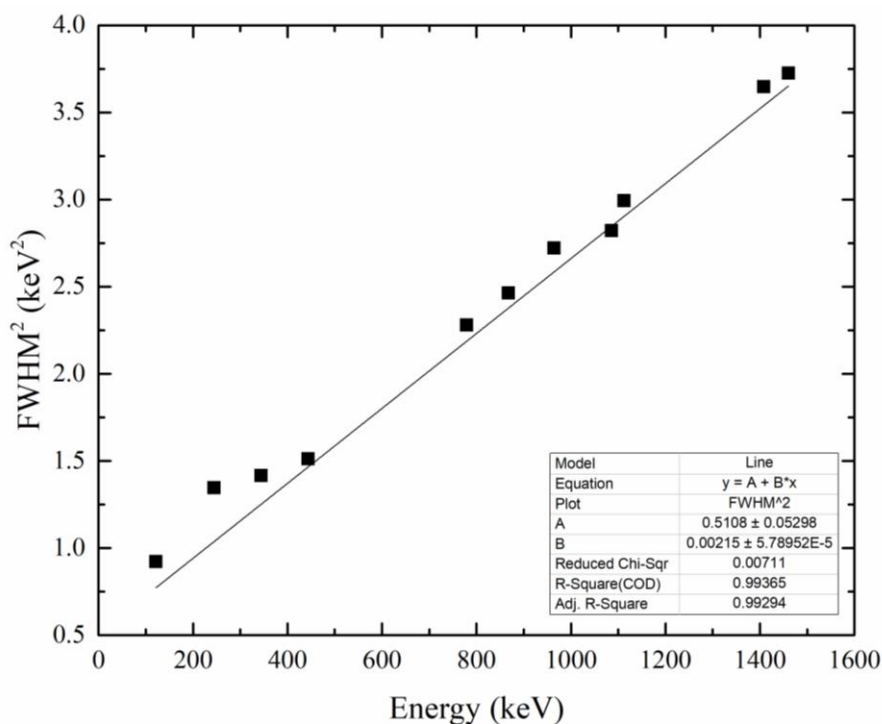
Μεγάλη γεωμετρία		Μικρή γεωμετρία	
Ενέργεια (keV)	FWHM (keV)	Ενέργεια (keV)	FWHM (keV)
121.8	0.87 ± 0.01	121.8	0.96 ± 0.05
244.7	1.02 ± 0.01	244.7	1.16 ± 0.01
344.3	1.12 ± 0.01	344.3	1.19 ± 0.01
444.0	1.20 ± 0.80	444.0	1.23 ± 0.03
778.9	1.48 ± 0.01	778.9	1.51 ± 0.01
867.4	1.54 ± 0.03	867.4	1.57 ± 0.05
964.1	1.64 ± 0.01	964.1	1.65 ± 0.02
1085.8	1.72 ± 0.01	1085.8	1.68 ± 0.02
1112.1	1.72 ± 0.01	1112.1	1.73 ± 0.02
1408.0	1.91 ± 0.01	1408.0	1.91 ± 0.02
1460.8	1.87 ± 0.02	1460.8	1.93 ± 0.05

Πίνακας 2.3.2: Τιμές ενέργειας και του FWHM

Τα δεδομένα παρουσιάζονται στις παρακάτω γραφικές παραστάσεις (Εικόνες 2.3.4 και 2.3.5):



Εικόνα 2.3.4: Διάγραμμα FWHM συναρτήσει ενέργειας (μεγάλη γεωμετρία).



Εικόνα 2.3.5: Διάγραμμα FWHM συναρτήσει ενέργειας (μικρή γεωμετρία).

Οι τιμές του FWHM για τις αντίστοιχες ενέργειες στις δυο γεωμετρίες διαφέρουν ελάχιστα και προκύπτουν οι ίδιες τιμές στις σταθερές: $a = 0.51$, $b = 0.002$.

2.3.3. Βαθμονόμηση απόλυτης απόδοσης

Πριν από την μέτρηση των δειγμάτων είναι απαραίτητο να πραγματοποιηθεί η βαθμονόμηση της απόδοσης (απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής) του ανιχνευτή. Η βαθμονόμηση της απόδοσης του ανιχνευτή συσχετίζει τον αριθμό των ανιχνευόμενων ακτίνων-γ μιας δεδομένης ενέργειας - φωτοκορυφής με τον αριθμό των συνολικών ακτίνων-γ της ίδιας ενέργειας που εκπέμφθηκαν από την πηγή. Εξαρτάται από α) την γεωμετρία της πηγής (σημειακή ή εκτεταμένη) και τη στερεά γωνία μεταξύ πηγής και ανιχνευτή που προσδιορίζεται από την απόσταση πηγής-ανιχνευτή και την επιφάνειά τους, β) την εσωτερική ανιχνευτική ικανότητα του ανιχνευτή, η οποία εξαρτάται από τον τύπο, τις διαστάσεις, την πυκνότητα του ανιχνευτή και την ενέργεια των φωτονίων και γ) την ικανότητα μετατροπής των πλήρως ανιχνευόμενων φωτονίων σε ηλεκτρονικό παλμό του ανιχνευτή (Knoll and Kraner, 1981).

Η βαθμονόμηση του ανιχνευτή πραγματοποιείται με πρότυπες πηγές γνωστής ενεργότητας που έχουν πανομοιότυπα χαρακτηριστικά (πυκνότητα, πορώδες, χημική σύσταση κλπ.) με αυτά των δειγμάτων, είναι τοποθετημένες σε δοχεία ίδιας γεωμετρίας με τα δείγματα και μετρούνται στην ίδια απόσταση από το παράθυρο του ανιχνευτή. Το σχήμα και το μέγεθος των δοχείων στα οποία περιέχεται το δείγμα και η πυκνότητα της μετρούμενης ποσότητας επιδρούν άμεσα με τα φαινόμενα ενδοαπορρόφησης. Κατά την ενδοαπορρόφηση ο αριθμός των ακτίνων-γ εξασθενούν ή απορροφούνται

τελείως καθώς διαδίδονται μέσα στην πηγή και φτάνουν στον ανιχνευτή με ενέργεια μικρότερη από την πραγματική τους ή και χωρίς.

Για τη βαθμονόμηση της απόδοσης του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκε μια πηγή του ΙΑΕΑ, ονομαζόμενη ΙΑΕΑ soil ,η οποία αποτελεί χώμα με όσο το δυνατόν πιο πανομοιότυπα χαρακτηριστικά με το ίζημα των δειγμάτων. Η πηγή ήταν τοποθετημένη σε δυο διαφορετικές γεωμετρίες, μια μικρή και μια μεγάλη, όπως αυτές των δειγμάτων.

Για τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή υπολογίζονται τα γεγονότα τα οποία καταγράφηκαν στο φάσμα σε σχέση με τα γεγονότα τα οποία εκπέμφθηκαν από την πηγή, για τις ενέργειες ενδιαφέροντος της πρότυπης πηγής. Η ανάλυση των φασμάτων για τον υπολογισμό των καταγεγραμμένων γεγονότων για κάθε ενέργεια υπολογίστηκαν από τη μέτρηση του εμβαδού της κάθε φωτοκορυφής μέσω του προγράμματος SPECTRW. Ως σφάλμα κάθε τέτοιου υπολογισμού δίνεται η τετραγωνική ρίζα του αριθμού των γεγονότων.

Οι πειραματικές τιμές της απόδοσης υπολογίζονται από τη σχέση:

$$FEPE = \frac{counts}{A \cdot I_{\gamma} \cdot time} \quad (2.3.3)$$

όπου counts τα γεγονότα που μετρήθηκαν στην εν λόγω φωτοκορυφή, I_{γ} η πιθανότητα εκπομπής της κάθε ακτίνας- γ (πίνακας 2.3.3), A (Bq) η ενεργότητα της πηγής και $time$ (sec) ο χρόνος μέτρησης.

Χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή που είχαν υπολογιστεί. Ωστόσο, μέτρησα την απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για την μικρή γεωμετρία και οι τιμές που προέκυψαν ήταν εντός του ορίου σφάλματος των τιμών που είχαν υπολογιστεί.

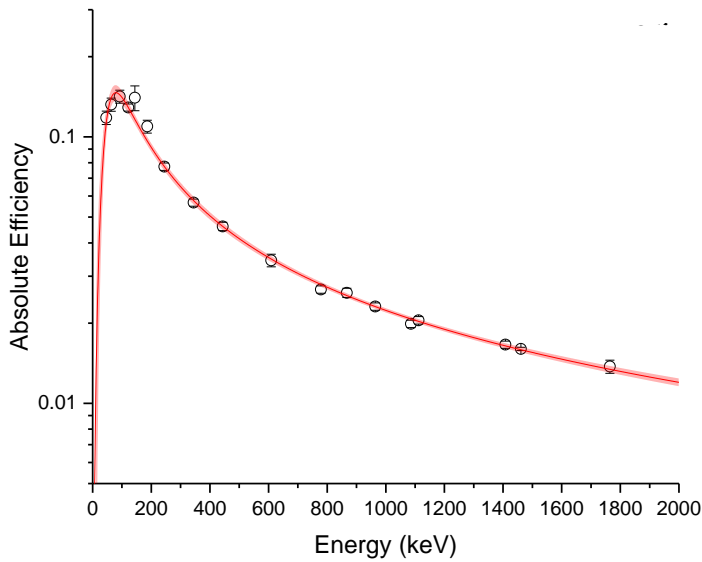
Στον πίνακα παρουσιάζονται τιμές της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή της πηγής βαθμονόμησης, όπως υπολογίστηκαν με τον τύπο 2.3.3:

Energy (keV)	I_{γ} (%)	FEPE	
		(μεγάλης γεωμετρίας)	(μικρής γεωμετρίας)
1460.83	10.67	1.57E-02 ± 2.43E-04	2.37E-02 ± 3.93E-03
609.32	46.10	3.35E-02 ± 1.70E-03	5.58E-02 ± 9.69E-03
351.9	37.10	5.49E-02 ± 2.74E-03	9.48E-02 ± 1.74E-02
661.66	85.20	3.15E-02 ± 1.58E-03	5.15E-02 ± 8.89E-03
583.19	85.00	3.52E-02 ± 1.76E-03	5.82E-02 ± 1.02E-02
911.16	26.60	2.37E-02 ± 1.19E-03	3.77E-02 ± 6.37E-03
46.54	4.06	1.05E-01 ± 4.94E-03	1.83E-01 ± 9.43E-02

Πίνακας 2.3.3: Οι κορυφές ενδιαφέροντος της πηγής, οι αντίστοιχες εντάσεις τους και αποτελέσματα υπολογισμού απόλυτης απόδοσης μεγάλης γεωμετρίας και μικρής γεωμετρίας.

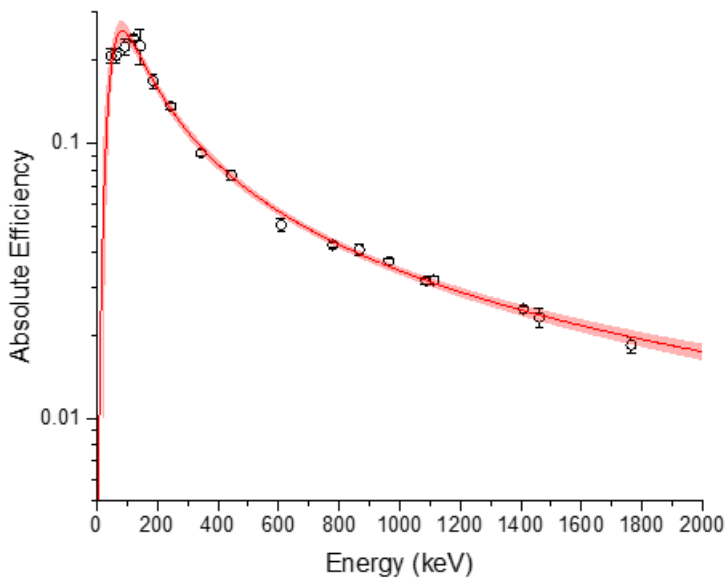
Παρακάτω ακολουθεί η γραφική παράσταση της απόλυτης απόδοσης μετά τις διορθώσεις σε συνάρτηση με την ενέργεια. Για τη χάραξή της χρησιμοποιήθηκε η εμπειρική σχέση τεσσάρων ελεύθερων παραμέτρων:

$$FEPE = \frac{a \cdot E^b}{1000 \cdot c + E^d} \quad (2.3.4)$$



Εικόνα 2.3.6: Καμπύλη της απόλυτης απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας.

α) μεγάλης γεωμετρίας



β) μικρής γεωμετρίας.

2.4. Ποσοτικός προσδιορισμός της συγκέντρωσης ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων ενδιαφέροντος

2.4.1. Διόρθωση των τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης με τον κώδικα *EFFTRAN*

Τα δείγματα, που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία και η πηγή βαθμονόμησης, τοποθετούνται σε επαφή με το παράθυρο του ανιχνευτή, επομένως αποτέλεσμα να είναι πολύ έντονο το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης. Επίσης η πηγή που χρησιμοποιήθηκε για τη βαθμονόμηση γενικά δεν έχει ακριβώς τα ίδια χαρακτηριστικά με τα δείγματα, για παράδειγμα έχει πυκνότητα μεγαλύτερη από αυτήν των δειγμάτων, με αποτέλεσμα τα φαινόμενα ενδοαπορρόφησης να είναι διαφορετικά για την πηγή και για τα δείγματα. Οι πειραματικές τιμές της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή για κάθε ενέργεια που μας ενδιέφερε διορθώθηκαν και για τα δυο αυτά φαινόμενα με τον κώδικα EFFTRAN (Vidmar, 2005; Vidmar et al., 2011).

Το πρόγραμμα EFFTRAN λειτουργεί σε περιβάλλον Excel με ανεξάρτητη πλατφόρμα και είναι κωδικοποιημένο σε 500 σειρές FORTRAN-77. Η διόρθωση του φαινομένου πραγματικής άθροισης λαμβάνει χώρα συνήθως με προγράμματα προσομοίωσης Monte Carlo, τα οποία δίνουν αποτελέσματα με μεγάλη ακρίβεια. Για τον υπολογισμό διορθωτικών παραγόντων για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης χρησιμοποιείται το Excel φύλλο coincidence summing.xls. Σε αυτό εισάγονται πληροφορίες για τον τύπο και τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή που έχει χρησιμοποιηθεί καθώς και πληροφορίες για τον τύπο της πηγής. Συγκεκριμένα, οι διαστάσεις, το ύψος, η πυκνότητα δείγματος, τα στοιχεία από τα οποία αποτελείται και η απόσταση από τον ανιχνευτή. Έπειτα ο κώδικας υπολογίζει διορθωτικούς παράγοντες για κάθε ενέργεια εκπομπής των δειγμάτων, που μας αφορά. Για τη διόρθωση των αποτελεσμάτων, αρκεί ο πολλαπλασιασμός των πειραματικών τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης με τους αντίστοιχους διορθωτικούς παράγοντες. Μέσω του Excel φύλλου efficiency transfer.xls ο χρήστης συμπληρώνει τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, της πηγής βαθμονόμησης και του δείγματος καθώς και τις τιμές της απόδοσης όπως αυτές προέκυψαν από τη βαθμονόμηση. Βάσει των παραπάνω, το πρόγραμμα υπολογίζει καινούργιες τιμές για την απόλυτη απόδοση του συστήματος.

2.5. Μοντέλα ραδιοχρονολόγησης

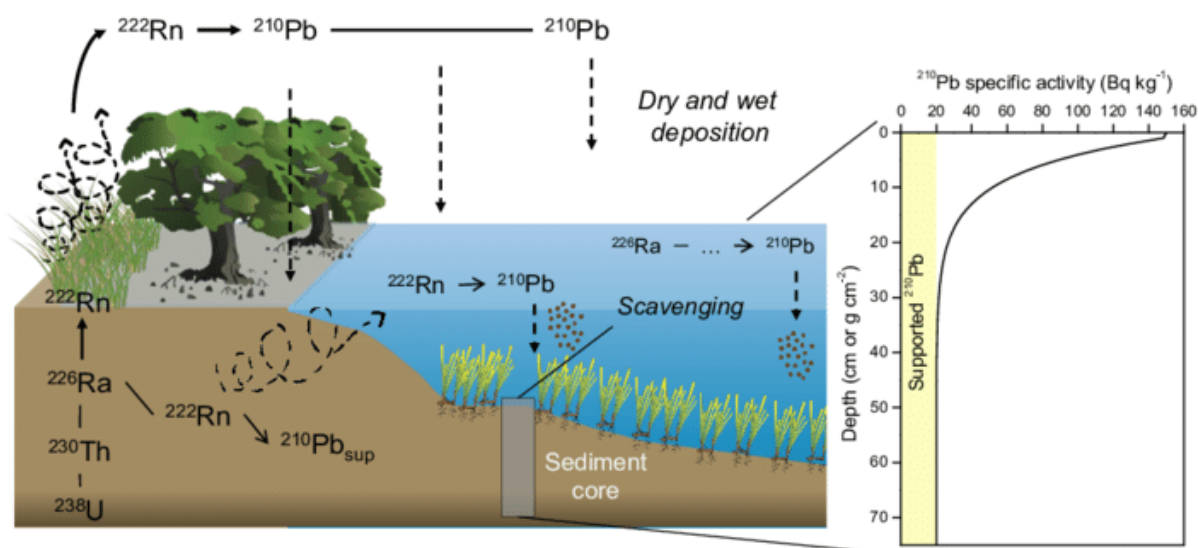
Περίπου μια δεκαετία τώρα, τα ραδιονουκλίδια χρησιμοποιούνται ως ιχνηθέτες για τη μελέτη περιβαλλοντικών συστημάτων, καθώς υπάρχουν παντού στο φυσικό περιβάλλον και η μεταβολή της συγκέντρωσης τους μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό των οδών μεταφοράς μάζας και της χρονολόγησης περιβαλλοντικών διαδικασιών στο νερό, το έδαφος και την ατμόσφαιρα.

Πλέον γίνεται χρήση πολλών ραδιονουκλιδίων για την χρονολόγηση των ιζημάτων και ο τους μπορεί να προσδιορίσει με μεγαλύτερη ακρίβεια την χρονολογία των ιζημάτων και κατά επέκταση τον ρυθμό ιζηματογένεσης. Για ιζήματα ηλικίας έως περίπου 100 έτη ή και λιγότερο, τα δύο ραδιονουκλίδια που κυρίως χρησιμοποιούνται είναι ο ^{210}Pb και το ^{137}Cs , λόγω των κατάλληλων χρόνων ημιζωής τους και των υψηλών συγκεντρώσεων σε ιζήματα.

2.5.1. Ραδιοχρονολόγηση με ^{210}Pb

Το ^{210}Pb είναι ένα φυσικό ραδιονουκλίδιο με χρόνο ημιζωής $T_{1/2} = 22.26$ y που ανήκει στη ραδιενεργό σειρά του ^{238}U και αξιοποιείται για χρονολόγηση 100 - 120 χρόνων από το σήμερα. Η ραδιοχρονολόγηση με ^{210}Pb βασίζεται στην κατανομή των συγκεντρώσεων του κατά βάθος του πυρήνα ιζήματος. Η συνολική συγκέντρωση ραδιενέργειας ^{210}Pb στην στήλη του ιζήματος διακρίνεται στον υποστηριζόμενο (supported) $^{210}\text{Pb}_{\text{sup}}$ και τον μη-υποστηριζόμενο (unsupported) ή επιπλέον (excess) $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$. Ο $^{210}\text{Pb}_{\text{sup}}$ παράγεται με την αποδιέγερση του μητρικού ραδιονουκλιδίου ^{226}Ra ως μέρος της ραδιενεργού σειράς που προϋπάρχει σε σωματίδια του ιζήματος. Ενώ, ο $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ προέρχεται από τη ραδιενεργό διάσπαση του ^{222}Rn και εναποτίθεται στην επιφάνεια του εδάφους ή στο ανώτερο στρώμα του ιζήματος μέσω ξηρής ή υγρής εναπόθεσης. Στα υδάτινα οικοσυστήματα το συνολικό $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ του ιζήματος στον πυθμένα μπορεί να προέρχεται από αιολική διάβρωση ή από τον ^{210}Pb , που έχει παραχθεί και στη στήλη του νερού από τη διάσπαση του διαλυμένου σε αυτό ^{226}Ra .

Ο $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ που χρησιμοποιείται για την χρονολόγηση προκύπτει μέσω της διαφοράς της ενεργότητας του συνολικού ^{210}Pb με την ενεργότητα του $^{210}\text{Pb}_{\text{sup}}$, όπου ο $^{210}\text{Pb}_{\text{sup}}$ προκύπτει πειραματικά ως $^{210}\text{Pb}_{\text{sup}} = ^{226}\text{Ra}$ με την υπόθεση ότι ^{226}Ra και ^{210}Pb βρίσκονται σε ραδιενεργό ισορροπία στα μεγαλύτερα βάθη του πυρήνα.



Εικόνα 2.5.1: Αναπαράσταση φυσικών διεργασιών εναπόθεσης ^{210}Pb σε υδάτινα ιζήματα (Arias-Ortiz et al., 2018).

Με βάση την εκθετική εξίσωση του νόμου της ραδιενεργού αποδιέγερσης και τις υποθέσεις ότι

- η ιζηματογένεση και η επαναιώρηση του ιζήματος δεν διακόπτεται στο χρόνο,
- δεν υπάρχει σημαντική κινητικότητα του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ μετά την απόθεσή του,
- η ταχύτητα ιζηματογένεσης είναι σταθερή στο χρόνο και
- δεν υπάρχει ανάμειξη μεταξύ των στρωμάτων του ιζήματος. Τα νέα στρώματα εναποτίθενται στην υπάρχουσα ύλη.

προκύπτει η σχέση της ενεργότητας C συναρτήσει του βάθους z του ιζήματος :

$$C(t) = C_0 e^{-\lambda t} \Rightarrow C(z) = C_0 e^{\frac{-\lambda z}{v}} \quad (2.5.1)$$

όπου C_0 είναι η επιφανειακή ενεργότητα $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ στο χρόνο $t=0$, $z=0$, v είναι η ταχύτητα καθίζησης και λ η σταθερά αποδιέγερσης.

Αν η συσσώρευση του ιζήματος καθώς και η ροή του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ στην επιφάνεια του ιζήματος είναι σταθερές, το προφίλ της συγκέντρωσης κατά μήκος του πυρήνα αναμένεται να είναι μια καθαρά εκθετική καμπύλη.

Η απλή αυτή μέθοδος παρότι έχει αρκετές εφαρμογές δεν μπορεί να καλύψει όλες τις περιβαλλοντικές αποθέσεις που συναντούμε στην φύση, επομένως έχουν αναπτυχθεί διάφορα θεωρητικά μοντέλα που βασίζονται στις βασικές αρχές αυτής της απλής προσέγγισης.

Τα μοντέλα αυτά, βασίζονται στη μηχανιστική ερμηνεία της ιζηματογένεσης μη διαταραγμένων ιζημάτων και κατά τη στιγμή της απόθεσης των ιζημάτων να ισχύει:

$$A_s(t) = \frac{F(t)}{S(t)} \quad (2.5.2)$$

όπου $A_s(t)$ [Bq ή Bq/kg] ο χρονικά εξαρτημένος ρυθμός μεταβολής της ενεργότητας του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ στα ιζήματα, $F(t)$ [Bq/m² y⁻¹] η ροή του στην επιφάνεια του ιζήματος και $S(t)$ ο ρυθμός ιζηματογένεσης, που μπορεί να εκφραστεί είτε ως ρυθμός συσσώρευσης ιζήματος [m y⁻¹] είτε ως ρυθμός συσσώρευσης μάζας [kg cm⁻² y¹].

Υπάρχουν διάφορα μοντέλα που χρησιμοποιούνται ανάλογα με τις συνθήκες που επικρατούν. Στην εργασία θα αναφερθούμε μόνο στο μοντέλο σταθερής ροής-σταθερής ιζηματογένεσης (Sanchez-Cabeza and Ruiz-Fernández, 2012), το οποίο χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα μελέτη. Το μοντέλο αυτό θεωρεί ότι η ροή του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ στην επιφάνεια του ιζήματος και ο ρυθμός ιζηματογένεσης είναι σταθερά. Υπακούει στις ίδιες υποθέσεις με το παραπάνω απλό μοντέλο με τη διαφορά ότι η ενεργότητα C θεωρείται ότι εξαρτάται από τη συσσωρευτική μάζα του ιζήματος m αντί του βάθους του ιζήματος z και ισχύει:

$$C(m) = C_0 e^{-\frac{\lambda m}{u}} \Rightarrow \ln C(m) = \ln C_0 - \frac{\lambda}{u} m \quad (2.5.3)$$

όπου το u ο ρυθμός συσσώρευσης μάζας ανά μονάδα του χρόνου.

2.5.2. Ραδιοχρονολόγηση με ^{137}Cs

Η διασπορά ^{137}Cs στο περιβάλλον άρχισε με τις ατμοσφαιρικές δοκιμές πυρηνικών το 1950 και στις αρχές του 1960. Οι ατμοσφαιρικές εκλύσεις ^{137}Cs από τις πυρηνικές δοκιμές μεγιστοποιούνται περίπου το 1963 στο βόρειο και το 1965 στο νότιο ημισφαίριο. Και μετά το 1963 είχαν πολύ μικρή επίδραση στη μεταβολή της ατμοσφαιρικής συγκέντρωσης του. Το ατύχημα του Chernobyl τον Απρίλιο του 1986 είχε ως αποτέλεσμα μια πρόσθετη ατμοσφαιρική απόθεση ^{137}Cs στην Ευρώπη, τη Μεσόγειο και τη Μαύρη Θάλασσα.

Η μέθοδος χρήσης του ^{137}Cs βασίζεται στην ταχεία και ισχυρή προσρόφησή του από τα λεπτόκοκκα σωματίδια, στον χρόνο ημιζωής του $T_{1/2}=30.2$ y, στην ευκολία της μέτρησης με φασματοσκοπία-γ (στα 662 keV) και το καθορισμένο πρότυπο εισόδου του στο περιβάλλον. Το ^{137}Cs μεταφέρεται στο ίζημα μέσω της δέσμευσής του στα αιωρούμενα σωματίδια, της καθίζησής του σε κολλοειδή μορφή, της άμεσης δέσμευσης του από το ίζημα, κλπ. Η συγκέντρωσή του στο ίζημα εξαρτάται από την απόσταση των δειγμάτων από την ακτή, το βάθος της υδάτινης στήλης, την κοκκομετρία (ότι η συγκέντρωση του ^{137}Cs αυξάνεται με τη μείωση του κοκκομετρικού μεγέθους και ιδιαίτερα σε λεπτόκοκκα ιζημάτων $<2\mu\text{m}$ και υλικά με μεγαλύτερη πυκνότητα) τη μαγνητική επιδεκτικότητα, τη σύσταση, το οργανικό υλικό, το pH, κλπ.

Στους πυρήνες ιζήματος, μπορούν να γίνουν εμφανείς 2 χαρακτηριστικές κορυφές μεγίστων της συγκέντρωσης που αντιστοιχούν στο 1963, η κορυφή που αντιστοιχεί στις μέγιστες συγκεντρώσεις στον αέρα που προκύπτει από το πυρηνικό νέφος σε παγκόσμιο επίπεδο, και στο 1986, που αντιστοιχεί στο ατύχημα στο Chernobyl.

Η εμφάνιση των κορυφών του ^{137}Cs σε κάθε πυρήνα επιτρέπει την εκτίμηση του μέσου ρυθμού συσσώρευσης ιζήματος στον πυθμένα, υποθέτοντας γραμμική εξάρτηση μεταξύ των κορυφών κατά μήκος του βάθους. Οι μέσοι ρυθμοί ιζηματογένεσης (v_i) μετά το 1963 και μετά το 1986 υπολογίζονται, αντιστοίχως:

$$v_i = \frac{z_i}{t_0 - t_i} \quad (2.5.4)$$

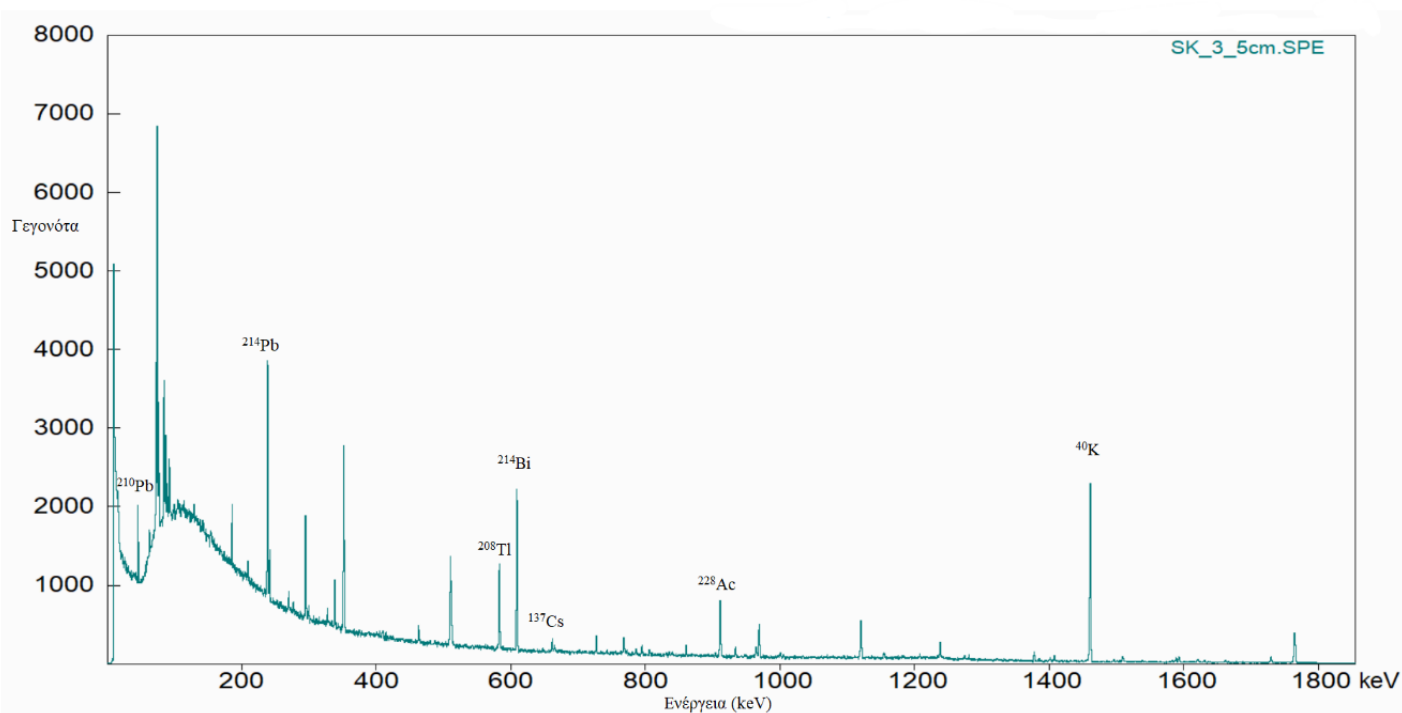
όπου t_0 είναι το έτος συλλογής του πυρήνα ίζημα, t_i και z_i τα βάθη και η χρονολογία των κορυφών του ^{137}Cs , ενώ ο μέσος ρυθμός καθίζησης του πυρήνα δίνεται ως ο μέσος όρος των επιμέρους ρυθμών:

$$\bar{v} = \frac{\sum_i^n v_i}{n} \quad (2.5.5)$$

3. Κεφάλαιο 3 – Μετρήσεις και αποτελέσματα

3.1. Ανάλυση φασμάτων ακτινοβολίας ακτίνων-γ

Η ανάλυση των δειγμάτων μέσω φασματοσκοπίας-γ προσδιορίζει τα ραδιονουκλίδια που περιέχονται και τη συγκέντρωση ενεργότητας του καθενός από αυτά στο δείγμα (σε Bq/kg). Για την μέτρηση της συγκέντρωσης ενεργότητας καταγράφεται ο αριθμός των γεγονότων κάθε φωτοκορυφής, στον οποίο μετρούνται και τα γεγονότα λόγω της ύπαρξης ακτινοβολίας υποβάθρου. Η ακτινοβολία υποβάθρου αποτελεί το άθροισμα της φυσικής ραδιενέργειας των υλικών του ίδιου του ανιχνευτή και του βοηθητικού εξοπλισμού, των στηρίξεων και της θωράκισης, των ακτινοβολιών που προέρχονται από τη δραστηριότητα της επιφάνειας της γης, την ραδιενέργεια στον αέρα που περιβάλλει τον ανιχνευτή και τα πρωτεύοντα και τις πρωταρχικές και δευτερεύουσες δραστηριότητες της κοσμικής ακτινοβολίας (Knoll and Kraner, 1981). Οι ακτίνες-γ της ακτινοβολίας υποβάθρου εισέρχονται στον ανιχνευτή και καταγράφονται στο φάσμα, μαζί με τα γεγονότα που καταγράφηκαν και οφείλονται στο μετρούμενο δείγμα.



Εικόνα 3.1.1: Φάσμα του δείγματος ιζήματος στα 3-5cm χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα SPECTRW. Σημειώνονται οι κορυφές που αναλύθηκαν.

Για την αφαίρεση των γεγονότων υποβάθρου χρησιμοποιούνται δυο τεχνικές, στις οποίες γίνεται αρχικά λήψη φάσματος υποβάθρου (στον ίδιο χρόνο μέτρησης με τα δείγματα). Στην πρώτη τεχνική το φάσμα του υποβάθρου αφαιρείται από κάθε φάσμα δείγματος και έτσι τα φάσματα που αναλύονται περιέχουν μόνο τα γεγονότα που οφείλονται στο μετρούμενο δείγμα. Στην δεύτερη τεχνική υπολογίζονται τα γεγονότα των φασμάτων του δείγματος και του φάσματος του υποβάθρου και ύστερα μέσω της αφαίρεσης των γεγονότων του υποβάθρου από αυτά των δειγμάτων υπολογίζεται η τελική τιμή των γεγονότων. Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήθηκε η δεύτερη τεχνική και για τη λήψη φάσματος υποβάθρου τοποθετήθηκε σε γεωμετρία ίδια με αυτή των δειγμάτων αδρανές υλικό παρόμοιας σύστασης και πυκνότητας (ταλκ) ώστε να λαμβάνονται υπόψιν και τα φαινόμενα ενδοαπορρόφησης των ακτίνων-γ πριν την είσοδο τους στον ανιχνευτή.

Η ταυτοποίηση του ραδιονουκλιδίου γίνεται από την τιμή της ενέργειας ακτίνων γ που εκπέμπονται. Η σχετική ποσοτικοποίηση της ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων πραγματοποιείται με την εμβαδομέτρηση των φωτοκορυφών. Η ανάλυση όλων των φασμάτων για την παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε με το πρόγραμμα SPECTRW (Kalfas, 2013). Η εμβαδομέτρηση κάθε φωτοκορυφής, ο προσδιορισμός δηλαδή των γεγονότων στον χρόνο της μέτρησης, γίνεται είτε με προσαρμογή της κορυφής με γκαουσιανή κατανομή με την εντολή FIT, είτε με ολοκλήρωση της κορυφής από την αρχή ως το τέλος της με την εντολή INTERGRATE. Ανάλογα με τη μορφή της κάθε φωτοκορυφής επιλέγεται από τον χρήστη ποιος από τους δύο τρόπους ανάλυσης είναι κατάλληλος. Το πρόγραμμα υπολογίζει, για καθένα από τους δύο τρόπους, τον αριθμό των γεγονότων (counts) σε κάθε φωτοκορυφή και το σφάλμα τους, το κεντροειδές της φωτοκορυφής και στην περίπτωση που η ανάλυση γίνει με την εντολή FIT υπολογίζεται επιπλέον το FWHM. Επίσης, είναι δυνατή η αποσυνέλιξη αλληλοεπικαλυπτόμενων κορυφών, που προκύπτουν από φωτοκορυφές από το ίδιο ή διαφορετικά ραδιονουκλίδια που εκπέμπουν ακτίνες-γ κοντινών ενεργειών και εξαιτίας της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή, εμφανίζονται σαν μία κορυφή στο φάσμα. Με την εντολή FIT του προγράμματος SPECTRW μπορεί να γίνει διαχωρισμός των κορυφών αυτών.

Το σφάλμα της τελικής τιμής των γεγονότων κάθε φωτοκορυφής ($\delta counts$) υπολογίζεται ως:

$$\delta counts = \sqrt{\delta counts_{BGR}^2 + \delta counts_{\sigma\lambda}^2} \quad (3.1)$$

όπου $\delta counts_{BGR}$ το σφάλμα των γεγονότων που προκύπτει από την ανάλυση της φωτοκορυφής του υποβάθρου, $\delta counts_{\sigma\lambda}$ το σφάλμα των γεγονότων που προκύπτει από την ανάλυση της κορυφής του αρχικού φάσματος.

Από την ανάλυση των γεγονότων σε κάθε φωτοκορυφή γίνεται ο υπολογισμός της συγκέντρωσης ενεργότητας (A) σε Bq/kg του κάθε ραδιονουκλιδίου, σύμφωνα με τη σχέση

$$A = \frac{counts}{I_{\gamma} \cdot FEPE \cdot time \cdot m} \quad (3.2)$$

όπου counts τα γεγονότα που υπολογίστηκαν από την ανάλυση της φωτοκορυφής, I_γ η ένταση της ακτίνας- γ , FEPE η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για τη συγκεκριμένη ενέργεια, time ο χρόνος μέτρησης του δείγματος σε sec και m η καθαρή μάζα του μετρούμενου δείγματος σε kg.

Τα ραδιονουκλίδια που μετρήθηκαν παρουσιάζονται στην εικόνα 3.1.1. Η συγκέντρωση ενεργότητας για το ^{40}K υπολογίστηκε από τη μοναδική ακτίνα- γ που εκπέμπεται με ενέργεια 1460.8 keV και ο ^{210}Pb από την ακτίνα- γ που εκπέμπεται με ενέργεια 46.539 keV. Η συγκέντρωση ενεργότητας του ^{137}Cs υπολογίστηκε από την ακτίνα- γ με ενέργεια 661.7 keV, η οποία έχει τη μεγαλύτερη πιθανότητα εκπομπής του. Η συγκέντρωση ενεργότητας του ^{214}Pb υπολογίστηκε από την ενέργεια των 351.9 keV και του ^{214}Bi από την ενέργεια των 609.318 keV, τα δυο αυτά στοιχεία ανήκουν στη φυσική ραδιενεργό σειρά του ^{238}U επομένως αναμένεται να βρίσκονται σε ραδιενεργό ισορροπία μεταξύ τους καθώς και οι τιμές των συγκεντρώσεων τους συμπίπτουν εντός του ορίου σφάλματος. Το ^{228}Ac υπολογίστηκε από την ενέργεια των 911.16 keV και το ^{208}Tl από την ενέργεια των 583.191 keV, τα στοιχεία αυτά ανήκουν στη σειρά του ^{232}Th και η ενεργότητα του ^{208}Tl είναι το 1/3 της ενεργότητας του ^{212}Bi , το οποίο έχει 1/3 πιθανότητα να αποδιεγερθεί σε ^{208}Tl και 2/3 πιθανότητα να αποδιεγερθεί σε ^{212}Po . Μετρήθηκε και η συγκέντρωση ενεργότητας για το ^{226}Ra από το σταθμισμένο μέσο όρο της συγκέντρωσης ενεργότητας του ^{214}Pb και του ^{214}Bi , σύμφωνα με τη σχέση:

$$A = \frac{A_{214\text{Pb}} \cdot I_{\gamma 214\text{Pb}} + A_{214\text{Bi}} \cdot I_{\gamma 214\text{Bi}}}{I_{\gamma 214\text{Pb}} + I_{\gamma 214\text{Bi}}} \quad (3.3)$$

Από τη διαφορά της ενεργότητας του ^{210}Pb με το μητρικό ^{226}Ra , υπολογίστηκε το επιπλέον $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$, ο οποίος θα χρησιμεύσει παρακάτω στον υπολογισμό του ρυθμού εναπόθεσης και στην ραδιοχρονολόγησης.

Το σφάλμα της συγκέντρωσης ενεργότητας εμπεριέχει την αβεβαιότητα (α) στον υπολογισμό των γεγονότων ανά μονάδα χρόνου (δcps), (β) της μάζας του δείγματος (δm) και (γ) της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής (δFEPE).

$$\begin{aligned} \delta A &= \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial \text{cps}} \cdot \delta \text{cps}\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial \text{FEPE}} \cdot \delta \text{FEPE}\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial m} \cdot \delta m\right)^2} \Rightarrow \\ \delta A &= \sqrt{\left(\frac{\delta \text{cps}}{I_\gamma \cdot \text{FEPE} \cdot m}\right)^2 + \left(\frac{\text{cps} \cdot \delta \text{FEPE}}{I_\gamma \cdot m \cdot \text{FEPE}^2}\right)^2 + \left(\frac{\text{cps} \cdot \delta m}{I_\gamma \cdot \text{FEPE} \cdot m^2}\right)^2} \Rightarrow \\ \delta A &= \frac{\text{cps}}{I_\gamma \cdot \text{FEPE} \cdot m} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta \text{cps}}{\text{cps}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \text{FEPE}}{\text{FEPE}}\right)^2 + \left(\frac{\delta m}{m}\right)^2} \Rightarrow \\ \delta A &= A \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta \text{cps}}{\text{cps}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \text{FEPE}}{\text{FEPE}}\right)^2 + \left(\frac{\delta m}{m}\right)^2} \quad (3.4) \end{aligned}$$

Στο σημείο αυτό παρατίθενται τα αποτελέσματα της ανάλυσης των ραδιονουκλιδίων. Στον πίνακα 3.1.1 αναγράφονται η διάμετρος και ο όγκος των γεωμετριών, το ύψος του ιζήματος μέσα στην γεωμετρία, τις μάζες και τις πυκνότητες ανά δείγμα. Οι πίνακες 3.1.2, 3.1.3 περιλαμβάνουν τις διορθώσεις της που προέκυψαν με το πρόγραμμα EFFTRAN για το φαινόμενο της σύμπτωσης και την διόρθωση της γεωμετρίας και κατ' επέκταση της απόδοσης (FEPE). Επισημαίνεται ότι τα δείγματα που προέκυψαν δεν είχαν την ίδια γεωμετρία καθώς η μάζα τους δεν ήταν ικανή να καλύψει όλο τον όγκο της γεωμετρίας (πίνακας 3.1.1). Στους πίνακες 3.1.3 – 3.1.6 αναγράφονται τα τελικά αποτελέσματα των συγκεντρώσεων της ενεργότητας.

	Βάθος (cm)	d(cm)	h (cm)	V(cm³)	m(g)	ρ(g/cm³)
Sk 0-1	0.5	3.9	0.90	7.2	5.3	0.74
Sk 1-2	1.5	3.9	0.90	7.2	5.2	0.72
Sk 2-3	2.5	6.9	0.64	24.0	18.8	0.78
Sk 3-5	3.5	6.9	0.62	23.0	17.0	0.74
Sk 4-5	4.0	6.9	0.59	22.1	14.2	0.64
Sk 5-6	5.5	6.9	0.79	29.6	18.3	0.62
Sk 6-7	6.5	6.9	0.68	25.5	19.3	0.76
Sk 7-8	7.5	6.9	1.01	37.8	31.1	0.82
Sk 8-9	8.5	6.9	0.78	29.2	20.8	0.71
Sk 9-10	9.5	6.9	0.83	30.9	24.0	0.78
Sk 10-11	10.5	6.9	0.84	31.3	21.9	0.69
Sk 11-12	11.5	6.9	0.89	33.3	26.8	0.81
Sk 12-13	12.5	6.9	0.82	30.5	21.5	0.71
Sk 13-14	13.5	6.9	0.94	35.3	25.0	0.71
Sk 14-15	14.5	6.9	0.88	32.8	26.0	0.79
Sk 15-16	15.5	6.9	0.87	32.6	26.4	0.81
Sk 16-17	16.5	6.9	0.86	32.3	24.7	0.76
Sk 17-18	17.5	6.9	0.85	31.6	25.0	0.79
Sk 18-19	18.5	6.9	0.88	32.8	26.0	0.79
Sk 19-20	19.5	6.9	0.74	27.7	21.8	0.79
Sk 20-22	21.0	6.9	1.50	56.1	42.9	0.77
Sk 22-24	23.0	6.9	1.59	59.5	46.9	0.79
Sk 24-26	25.0	6.9	1.82	68.2	51.4	0.75
Sk 26-28	27.0	6.9	1.56	58.2	44.6	0.77
Sk 28-30	29.0	6.9	1.75	65.4	49.8	0.76
Sk 30-32	31.0	6.9	1.44	54.0	44.0	0.81
Sk 32-34	33.0	6.9	1.81	67.5	50.8	0.75
Sk 34-36	35.0	6.9	1.78	66.5	51.6	0.78
Sk 36-38	37.0	6.9	1.67	62.3	49.1	0.78
Sk 38-40	39.0	6.9	1.74	65.0	50.0	0.77
Sk 40-42	41.0	6.9	1.83	68.3	53.6	0.79
Sk 42-44	43.0	6.9	1.60	59.9	44.8	0.75
Sk 44-46	45.0	6.9	1.82	68.2	48.1	0.71
Sk 46-48	47.0	6.9	1.56	58.2	48.1	0.83
Sk 48-50	49.0	6.9	1.80	67.3	52.3	0.78
Sk 50-52	51.0	6.9	1.76	65.7	50.8	0.77
Sk 52-54	53.0	6.9	1.73	64.5	49.6	0.77

Πίνακας 3.1.1: Τιμές γεωμετρίας και πυκνότητας

Βάθος (cm)	⁴⁰ K (BqKg ⁻¹)		²⁰⁸ Tl (BqKg ⁻¹)		²²⁸ Ac (BqKg ⁻¹)	
	FEPE	TCS	FEPE	TCS	FEPE	TCS
0.5	0.020	1.000	0.060	1.306	0.040	1.059
1.5	0.020	1.000	0.060	1.306	0.040	1.059
2.5	0.026	1.000	0.054	1.271	0.027	1.054
3.5	0.026	1.000	0.054	1.271	0.027	1.054
4.0	0.027	1.000	0.054	1.272	0.027	1.054
5.5	0.025	1.000	0.052	1.263	0.026	1.052
6.5	0.026	1.000	0.053	1.268	0.026	1.053
7.5	0.024	1.000	0.049	1.254	0.024	1.051
8.5	0.025	1.000	0.052	1.263	0.026	1.052
9.5	0.025	1.000	0.051	1.261	0.025	1.052
10.5	0.025	1.000	0.051	1.261	0.025	1.052
11.5	0.025	1.000	0.050	1.259	0.025	1.052
12.5	0.025	1.000	0.051	1.262	0.025	1.052
13.5	0.024	1.000	0.050	1.257	0.025	1.051
14.5	0.025	1.000	0.051	1.259	0.025	1.052
15.5	0.025	1.000	0.051	1.259	0.025	1.052
16.5	0.025	1.000	0.051	1.260	0.025	1.052
17.5	0.025	1.000	0.051	1.261	0.025	1.052
18.5	0.026	1.000	0.054	1.259	0.027	1.052
19.5	0.026	1.000	0.052	1.265	0.026	1.530
21.0	0.022	1.000	0.044	1.238	0.022	1.048
23.0	0.021	1.000	0.043	1.235	0.021	1.048
25.0	0.020	1.000	0.041	1.229	0.020	1.047
27.0	0.021	1.000	0.043	1.236	0.021	1.048
29.0	0.021	1.000	0.041	1.231	0.021	1.047
31.0	0.022	1.000	0.044	1.240	0.022	1.048
33.0	0.020	1.000	0.041	1.230	0.020	1.047
35.0	0.020	1.000	0.041	1.231	0.021	1.047
37.0	0.021	1.000	0.042	1.233	0.021	1.047
39.0	0.021	1.000	0.041	1.232	0.021	1.047
41.0	0.020	1.000	0.041	1.229	0.020	1.047
43.0	0.021	1.000	0.043	1.235	0.021	1.048
45.0	0.020	1.000	0.041	1.229	0.020	1.047
47.0	0.021	1.000	0.043	1.236	0.021	1.048
49.0	0.026	1.000	0.054	1.230	0.027	1.047
51.0	0.021	1.000	0.041	1.231	0.021	1.047
53.0	0.021	1.000	0.042	1.232	0.021	1.047

Πίνακας 3.1.2: Τα αποτελέσματα των διορθώσεων των φωτοκορυφών του ⁴⁰K, του ²⁰⁸Tl και του ²²⁸Ac.

Βάθος (cm)	²¹⁴ Bi (BqKg ⁻¹)		²¹⁴ Pb (BqKg ⁻¹)		¹³⁷ Cs (BqKg ⁻¹)		²¹⁰ Pb (BqKg ⁻¹)	
	FEPE	TCS	FEPE	TCS	FEPE	TCS	FEPE	TCS
0.5	0.060	1.244	0.09	1.002	0.050	1.000	0.180	1.000
1.5	0.060	1.244	0.09	1.002	0.050	1.000	0.180	1.000
2.5	0.040	1.215	0.07	1.002	0.040	1.000	0.174	1.000
3.5	0.040	1.215	0.07	1.002	0.040	1.000	0.177	1.000
4.0	0.041	1.216	0.07	1.002	0.041	1.000	0.179	1.000
5.5	0.039	1.209	0.07	1.002	0.039	1.000	0.161	1.000
6.5	0.040	1.213	0.07	1.002	0.040	1.000	0.170	1.000
7.5	0.037	1.202	0.06	1.002	0.037	1.000	0.145	1.000
8.5	0.039	1.210	0.07	1.002	0.039	1.000	0.162	1.000
9.5	0.038	1.208	0.06	1.002	0.038	1.000	0.159	1.000
10.5	0.038	1.208	0.06	1.002	0.038	1.000	0.158	1.000
11.5	0.038	1.206	0.06	1.002	0.038	1.000	0.154	1.000
12.5	0.038	1.208	0.06	1.002	0.038	1.000	0.159	1.000
13.5	0.037	1.204	0.06	1.002	0.037	1.000	0.150	1.000
14.5	0.038	1.206	0.06	1.002	0.038	1.000	0.155	1.000
15.5	0.038	1.206	0.06	1.002	0.038	1.000	0.155	1.000
16.5	0.038	1.207	0.06	1.002	0.038	1.000	0.156	1.000
17.5	0.038	1.207	0.06	1.002	0.038	1.000	0.157	1.000
18.5	0.040	1.206	0.07	1.002	0.040	1.000	0.177	1.000
19.5	0.039	1.211	0.07	1.002	0.039	1.000	0.165	1.000
21.0	0.033	1.190	0.05	1.002	0.033	1.000	0.117	1.000
23.0	0.032	1.188	0.05	1.002	0.032	1.000	0.113	1.000
25.0	0.030	1.183	0.05	1.002	0.030	1.000	0.103	1.000
27.0	0.032	1.188	0.05	1.002	0.032	1.000	0.114	1.000
29.0	0.031	1.184	0.05	1.002	0.031	1.000	0.106	1.000
31.0	0.033	1.191	0.06	1.002	0.033	1.000	0.120	1.000
33.0	0.031	1.183	0.05	1.002	0.031	1.000	0.104	1.000
35.0	0.031	1.184	0.05	1.002	0.031	1.000	0.105	1.000
37.0	0.032	1.186	0.05	1.002	0.032	1.000	0.110	1.000
39.0	0.031	1.185	0.05	1.002	0.031	1.000	0.107	1.000
41.0	0.030	1.183	0.05	1.002	0.030	1.000	0.103	1.000
43.0	0.032	1.187	0.05	1.002	0.032	1.000	0.112	1.000
45.0	0.030	1.183	0.05	1.002	0.030	1.000	0.103	1.000
47.0	0.032	1.188	0.05	1.002	0.032	1.000	0.114	1.000
49.0	0.040	1.183	0.07	1.002	0.040	1.000	0.177	1.000
51.0	0.031	1.184	0.05	1.002	0.031	1.000	0.106	1.000
53.0	0.031	1.185	0.05	1.002	0.031	1.000	0.107	1.000

Πίνακας 3.1.3: Τα αποτελέσματα των διορθώσεων των φωτοκορυφών του ²¹⁴Bi, του ²¹⁴Pb, ¹³⁷C και του ²¹⁰Pb.

Βάθος (cm)	⁴⁰K (BqKg⁻¹)		²⁰⁸Tl (BqKg⁻¹)		²²⁸Ac (BqKg⁻¹)	
0.5	710	± 180	50	± 13	26	± 24
1.5	420	± 170	34	± 13	<MDA	-
2.5	293	± 65	41	± 6	40	± 14
3.5	347	± 73	45	± 7	41	± 15
4.0	355	± 87	40	± 8	53	± 18
5.5	359	± 68	55	± 6	54	± 14
6.5	353	± 64	55	± 6	66	± 13
7.5	353	± 41	40	± 4	40	± 8
8.5	377	± 61	38	± 6	22	± 11
9.5	347	± 52	29	± 5	37	± 11
10.5	343	± 57	55	± 6	62	± 11
11.5	365	± 47	76	± 5	86	± 11
12.5	351	± 58	67	± 6	84	± 12
13.5	343	± 50	29	± 5	41	± 10
14.5	375	± 49	35	± 5	46	± 10
15.5	352	± 48	31	± 4	38	± 10
16.5	324	± 51	41	± 5	48	± 11
17.5	336	± 50	36	± 5	33	± 10
18.5	321	± 51	30	± 5	36	± 10
19.5	321	± 58	41	± 5	71	± 12
21.0	401	± 29	38	± 3	51	± 6
23.0	373	± 26	43	± 3	43	± 6
25.0	367	± 24	48	± 3	50	± 5
27.0	367	± 28	47	± 3	45	± 6
29.0	373	± 25	42	± 3	47	± 6
31.0	386	± 28	42	± 3	45	± 6
33.0	381	± 25	48	± 3	46	± 5
35.0	352	± 24	43	± 3	54	± 6
37.0	383	± 26	51	± 3	51	± 6
39.0	350	± 25	49	± 3	55	± 6
41.0	372	± 23	44	± 3	52	± 5
43.0	391	± 28	45	± 3	55	± 6
45.0	393	± 26	49	± 3	54	± 6
47.0	383	± 26	49	± 3	51	± 6
49.0	262	± 24	30	± 3	34	± 5
51.0	367	± 25	38	± 3	46	± 6
53.0	405	± 27	46	± 3	47	± 6

Πίνακας 3.1.4: Τα αποτελέσματα των συγκεντρώσεων ενεργότητας από την ανάλυση των φωτοκορυφών του ⁴⁰K, του ²⁰⁸Tl και του ²²⁸Ac.

Βάθος (cm)	²¹⁴ Bi (BqKg ⁻¹)		²¹⁴ Pb (BqKg ⁻¹)		²²⁶ Ra (BqKg ⁻¹)	
0.5	0	0	<MDA	-	<MDA	-
1.5	0	0	27	± 15	<MDA	-
2.5	20	± 8	21	± 7	21	± 11
3.5	13	± 9	<MDA	-	<MDA	-
4.0	16	± 11	<MDA	-	<MDA	-
5.5	26	± 8	15	± 7	21	± 11
6.5	20	± 8	18	± 7	19	± 11
7.5	16	± 5	16	± 5	16	± 7
8.5	8	± 7	8	± 6	<MDA	-
9.5	16	± 6	9	± 6	13	± 9
10.5	29	± 7	28	± 7	29	± 10
11.5	105	± 8	87	± 7	97	± 11
12.5	80	± 8	71	± 8	76	± 11
13.5	16	± 6	19	± 6	18	± 8
14.5	18	± 6	13	± 5	16	± 8
15.5	18	± 6	16	± 5	17	± 8
16.5	13	± 6	9	± 6	11	± 8
17.5	6	± 6	11	± 5	8	± 8
18.5	14	± 7	11	± 6	13	± 9
19.5	11	± 7	12	± 6	12	± 9
21.0	21	± 4	18	± 3	20	± 5
23.0	20	± 3	21	± 3	20	± 4
25.0	23	± 3	16	± 3	20	± 4
27.0	14	± 3	18	± 3	16	± 5
29.0	17	± 3	18	± 3	18	± 4
31.0	18	± 3	15	± 3	17	± 5
33.0	19	± 3	22	± 3	21	± 4
35.0	21	± 3	22	± 3	21	± 4
37.0	21	± 3	18	± 3	20	± 4
39.0	27	± 3	23	± 3	25	± 4
41.0	24	± 3	18	± 3	21	± 4
43.0	19	± 3	18	± 3	18	± 5
45.0	22	± 3	21	± 3	22	± 5
47.0	27	± 3	18	± 3	23	± 5
49.0	11	± 3	9	± 3	10	± 4
51.0	15	± 3	9	± 3	12	± 4
53.0	23	± 3	21	± 3	22	± 4

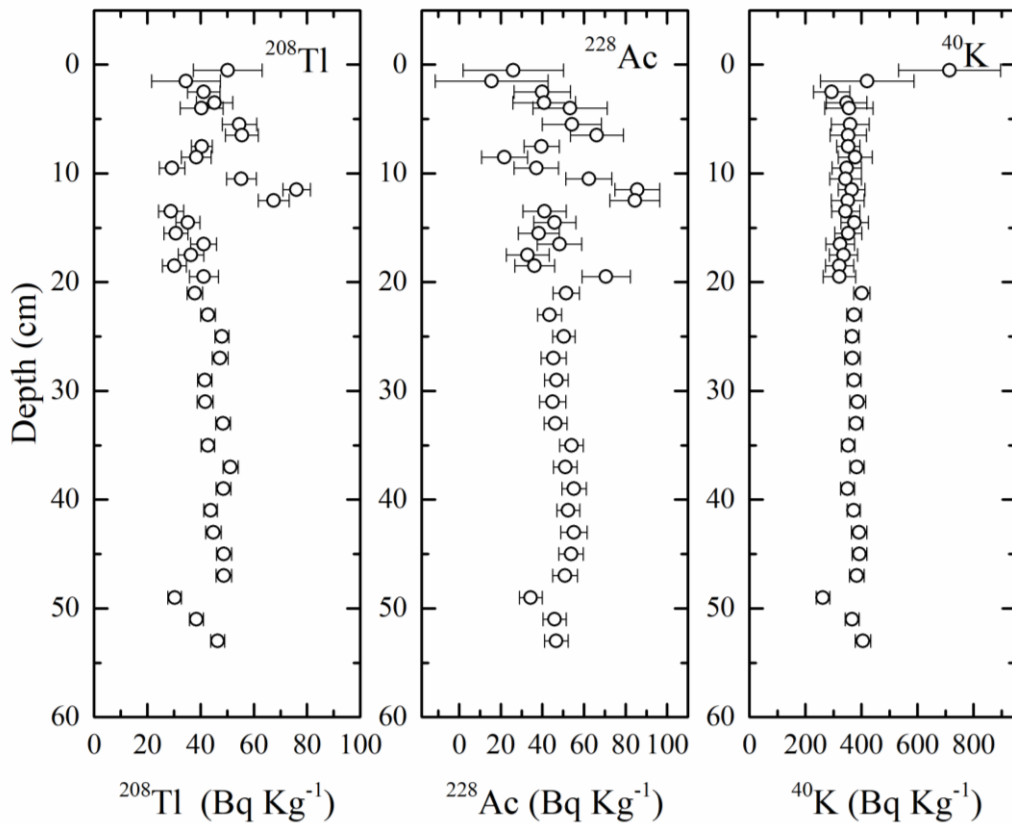
Πίνακας 3.1.5: Τα αποτελέσματα των συγκεντρώσεων ενεργότητας από την ανάλυση των φωτοκορυφών του ²¹⁴Bi, του ²¹⁴Pb και του ²²⁶Ra.

Βάθος (cm)	^{137}Cs (BqKg ⁻¹)		^{210}Pb (BqKg ⁻¹)		$^{210}\text{Pb}_{\text{ex.}}$ (BqKg ⁻¹)	
0.5	<MDA	-	360	± 190	340	± 190
1.5	<MDA	-	370	± 190	350	± 190
2.5	6	± 3	208	± 37	190	± 38
3.5	7	± 3	160	± 40	142	± 41
4.0	6	± 3	155	± 46	138	± 49
5.5	6	± 3	76	± 34	58	± 36
6.5	3	± 2	59	± 31	42	± 33
7.5	5	± 2	94	± 23	76	± 24
8.5	3	± 2	92	± 34	74	± 35
9.5	2	± 2	51	± 27	34	± 28
10.5	<MDA	-	73	± 29	55	± 30
11.5	2	± 2	82	± 24	64	± 26
12.5	<MDA	-	100	± 32	82	± 34
13.5	2	± 2	52	± 26	34	± 27
14.5	<MDA	-	48	± 25	31	± 26
15.5	0	0	34	± 23	<MDA	-
16.5	<MDA	-	<MDA	-	<MDA	-
17.5	0	0	28	± 25	<MDA	-
18.5	<MDA	-	<MDA	-	<MDA	-
19.5	<MDA	-	<MDA	-		
21.0	0	0	16	± 14		
23.0	1	± 1	15	± 13		
25.0	1	± 1	<MDA	-		
27.0	0	0	<MDA	-		
29.0	1	± 1	<MDA	-		
31.0	0	0	<MDA	-		
33.0	0	0	15	± 12		
35.0	0	0	<MDA	-		
37.0	0	0	15	± 13		
39.0	0	0	<MDA	-		
41.0	0	0	20	± 12		
43.0	0	0	<MDA	-		
45.0	0	0	22	± 13		
47.0	1	± 1	<MDA	-		
49.0	0	0	<MDA	-		
51.0	0	0	<MDA	-		
53.0	0	0	21	± 12		

Πίνακας 3.1.6: Τα αποτελέσματα των συγκεντρώσεων ενεργότητας από την ανάλυση των φωτοκορυφών του ^{137}Cs , του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex.}}$ και του ^{210}Pb .

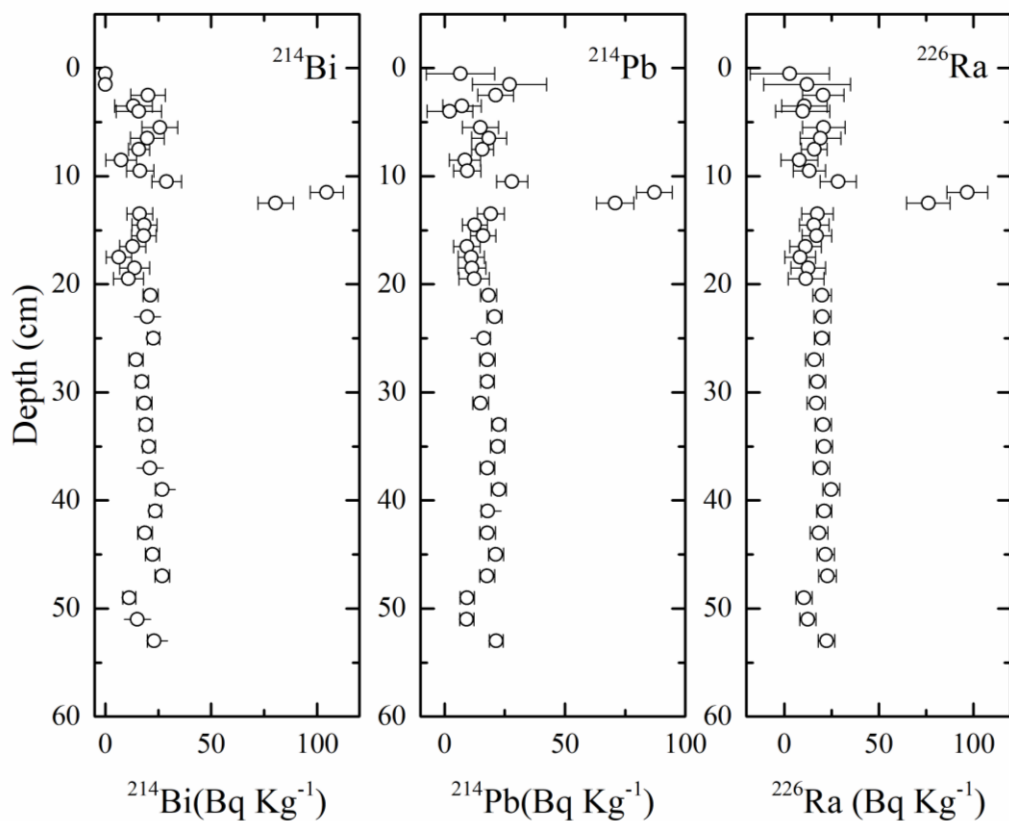
3.2. Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων ενδιαφέροντος συναρτήσει του βάθους του πυρήνα

Η αναπαράσταση των αποτελεσμάτων της συγκέντρωσης ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων ενδιαφέροντος συναρτήσει του βάθους του πυρήνα:



Εικόνα 3.2.1: Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας του ²⁰⁸Tl, ²²⁸Ac και του ⁴⁰K συναρτήσει του βάθους του πυρήνα

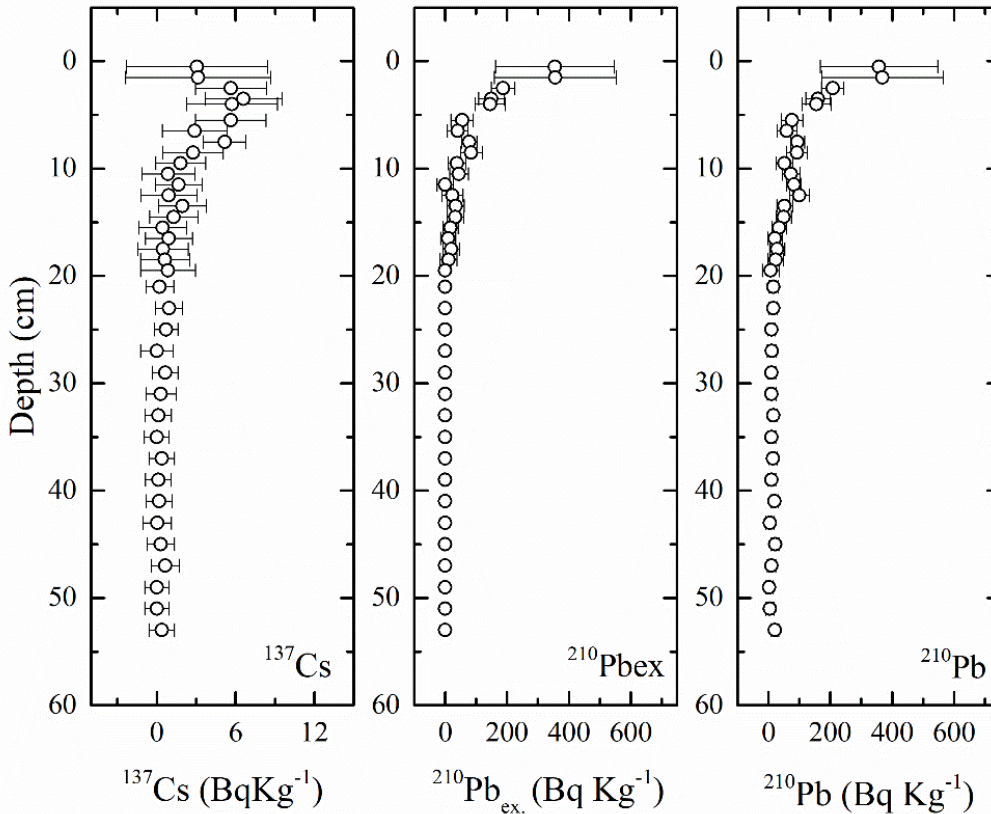
Οι τιμές της ενεργότητας του ²⁰⁸Tl κυμαίνονται από $29 \pm 5 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $76 \pm 5 \text{ Bq kg}^{-1}$, του ²²⁸Ac από $16 \pm 27 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $86 \pm 11 \text{ Bq kg}^{-1}$ και του ⁴⁰K από $262 \pm 24 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $714 \pm 182 \text{ Bq kg}^{-1}$. Παρατηρούμε ότι, το ²⁰⁸Tl και το ²²⁸Ac συμπεριφέρονται με τον ίδιο τρόπο, είναι σχεδόν σταθερή η συγκέντρωσή τους στα πρώτα 10cm, στα 10-12cm εμφανίζουν μια μικρή αύξηση και μετά τα 12 cm η συγκέντρωσή μειώνεται στην αρχική εύρος τιμών και παραμένει σχεδόν σταθερή. Σχετικά με το ⁴⁰K, παρατηρούμε να λαμβάνει την μέγιστη συγκέντρωση στο 1 cm, στο επόμενο εκατοστό να μειώνεται και να λαμβάνει μια σχεδόν σταθερή τιμή από τα 2 cm και κάτω.



Εικόνα 3.2.2: Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας του ^{214}Bi , ^{214}Pb και του ^{226}Ra συναρτήσει του βάθους του πυρήνα

Οι τιμές της ενεργότητας του ^{214}Bi κυμαίνονται από $0 \pm 17 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $105 \pm 8 \text{ Bq kg}^{-1}$, του ^{214}Pb από $2 \pm 10 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $87 \pm 7 \text{ Bq kg}^{-1}$ και του ^{226}Ra από $3 \pm 21 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $97 \pm 11 \text{ Bq kg}^{-1}$. Και τα τρία στοιχεία παρουσιάζουν την ίδια κατανομή συγκέντρωσης καθώς ο ^{214}Pb και ο ^{214}Bi αποτελούν θυγατρικά του ^{226}Ra . Συγκεκριμένα, υπάρχει μια σταθερότητα στην τιμή εκτός από τα 10-12 cm όπου παρατηρείται μια απότομη αύξηση.

Οι τιμές της ενεργότητας του ^{137}Cs κυμαίνονται από $0 \pm 2 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $7 \pm 3 \text{ Bq kg}^{-1}$, του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ από $4 \pm 25 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $351 \pm 197 \text{ Bq kg}^{-1}$ και του ^{210}Pb από $3 \pm 12 \text{ Bq kg}^{-1}$ έως $368 \pm 196 \text{ Bq kg}^{-1}$. Το ^{137}Cs εμφανίζει δυο μικρές μεγιστοποιήσεις στα και φαίνεται να μηδενίζεται από τα 20 cm και κάτω. Ο ολικός και ο excess μόλυβδος έχουν περίπου σταθερή συγκέντρωση τα πρώτα 20 cm και μετά μηδενίζονται. Στα δυο πρώτα εκατοστά δεν μπορούμε με σιγουριά να τα ορίσουμε τα μέγιστα των συγκεντρώσεων λόγω της μεγάλης αβεβαιότητας των τιμών, η οποία οφείλεται στην μικρή μάζα των δυο πρώτων δειγμάτων.



Εικόνα 3.2.3: Κατανομή της συγκέντρωσης ενεργότητας του ^{137}Cs , $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$, και του ^{210}Pb συναρτήσει του βάθους του πυρήνα

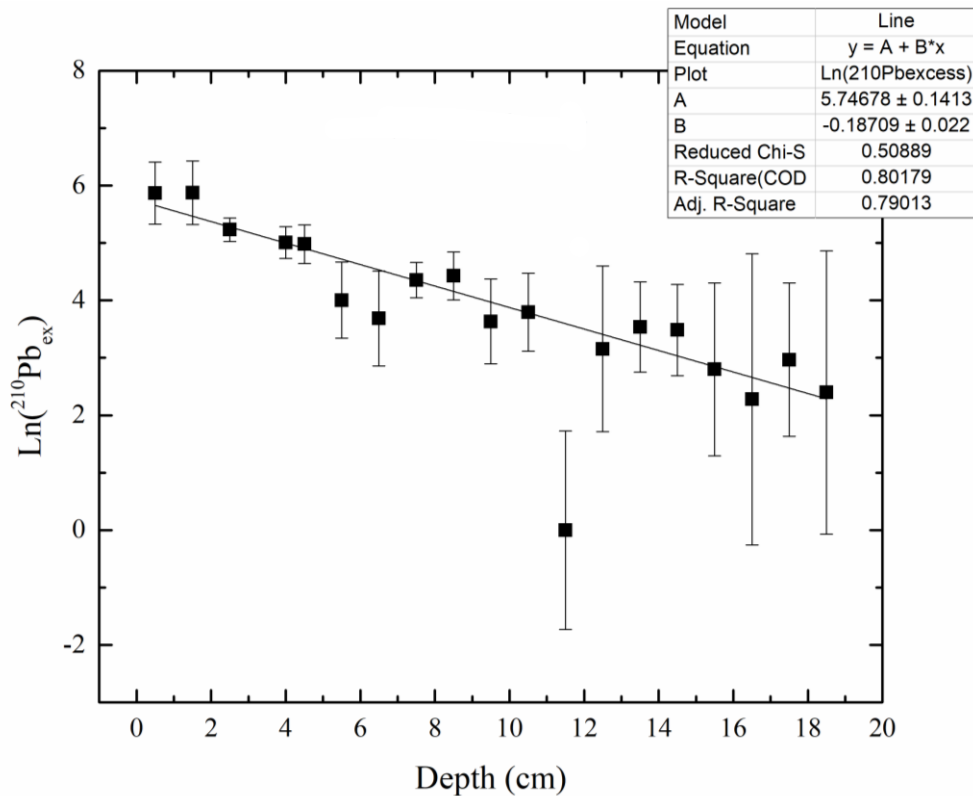
3.3. Προσδιορισμός ρυθμού εναπόθεσης ιζήματος και ραδιοχρονολόγηση

Στην εργασία αυτή, χρησιμοποιούμε τα μοντέλα ραδιοχρονολόγησης αλλά ο ρυθμός που θα υπολογίσουμε δεν είναι ο ρυθμός ιζηματογένεσης αλλά ο ρυθμός εναπόθεσης του ιζήματος καθώς όπως θα δειχθεί παρακάτω το ίζημα που υπάρχει στο οριζόντιο επίπεδο της λεκάνης είναι άθροισμα του ιζήματος που δημιουργείται και του ιζήματος που έχει ήδη δημιουργηθεί και κατρακυλάει λόγω των βαρυτικών ροών.

3.3.1. Ραδιοχρονολόγηση με ^{210}Pb

Όπως αναφέρθηκε στο ενότητα 2.5.1 στην εργασία αυτή θα χρησιμοποιήσουμε το μοντέλο σταθερής ροής-σταθερής ιζηματογένεσης.

Έχουμε υπολογίσει την ενεργότητα του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ και λογαριθμώντας την συγκέντρωση του καταλήγουμε στην παρακάτω ευθεία της εικόνας 3.3.1 και μέσω αυτής υπολογίζεται η κλίση της ευθείας $\ln A(x) = \ln A_0 - \frac{\lambda}{v}x$, η οποία είναι της μορφής $y=a+bx$ και από την κλίση υπολογίζεται ο ρυθμός εναπόθεσης.



Εικόνα 3.3.1: Διάγραμμα της ενεργότητας του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ συναρτήσει του βάθους σε λογαριθμικό άξονα.

Από το παραπάνω διάγραμμα, η κλίση της ευθείας δίνεται $b = -0.19$. Γνωρίζοντας ότι η σταθερά διάσπασης του ^{210}Pb είναι $\lambda = 0.03114 \text{ y}^{-1}$, ο ρυθμός εναπόθεσης υπολογίζεται ως:

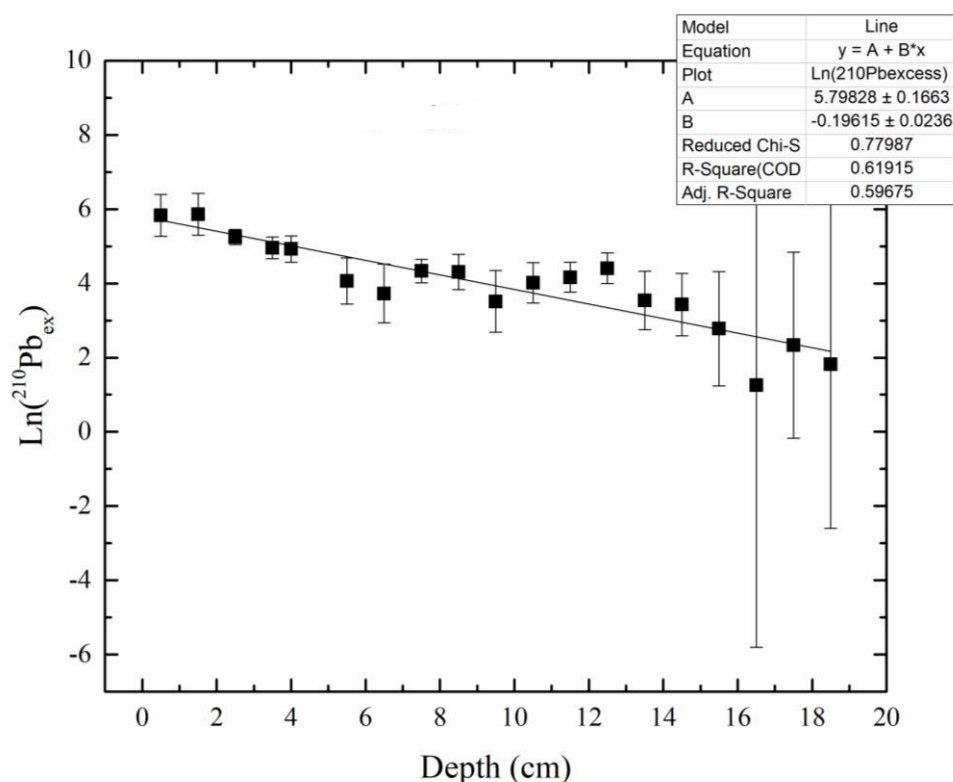
$$b = \frac{\lambda}{v} \Rightarrow v = \frac{\lambda}{b}$$

Άρα $v = 0.17 \pm 0.02 \text{ cm y}^{-1}$. Κάθε εκατοστό του πυρήνα αντιστοιχεί σε περίπου 6 χρόνια (με σφάλμα ± 1 χρόνο) σταθερής εναπόθεσης ιζήματος από όλες τους μηχανισμούς εναπόθεσης.

Στην εικόνα 3.3.1 παρατηρείται ένα σημείο που απέχει αρκετά από την γραμμική συσχέτιση. Αυτό είναι το σημείο που εμφανίζεται η μέγιστη συγκέντρωση ενεργότητας του ^{226}Ra . Έτσι, στο σημείο αυτό προκύπτει ένα ελάχιστο στον επιπλέον μόλυβδο $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ όταν αφαιρούμε από τον ολικό ^{210}Pb το ^{226}Ra . Η μεγιστοποίηση του ραδίου στο σημείο αυτό όπως συζητείται και παρακάτω αφορά ένα «απότομο» γεγονός που εξαιρείται της υπόθεσης του σταθερού ρυθμού εναπόθεσης. Εξαιτίας αυτού του

σημείου πραγματοποιήθηκε και μια δεύτερη προσέγγιση για τον υπολογισμό του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ η οποία χρησιμοποιείται στη διεθνή βιβλιογραφία και αφορά στην περίπτωση μη σταθερών ρυθμών.

Σε αυτήν την προσέγγιση αντί της συγκέντρωσης του ^{226}Ra ανα σημείο χρησιμοποιήθηκε για την αφαίρεση από τον ολικό ^{210}Pb η μέση τιμή του ^{226}Ra στα χαμηλότερα τμήματα του πυρήνα. Στα χαμηλότερα τμήμα του πυρήνα ο επιπλέον $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ έχει πλήρως αποδιεγερθεί λόγω της παρόδου 3 και πλέον χρόνων ημιζωής του (>120 χρόνια). Η τιμή αυτή του ^{226}Ra θεωρείται αντιπροσωπευτική και σταθερή σε όλο τον πυρήνα με βάση την παραδοχή ότι το υλικό εναπόθεσης περιέχει παρόμοιες συγκεντρώσεις ^{226}Ra (και γενικότερα ιχνοστοιχείων) ανά έτος καθώς προέρχεται από ορυκτά με κοινή σύσταση. Έτσι, προέκυψε η γραμμική συσχέτιση της εικόνας 3.3.2.



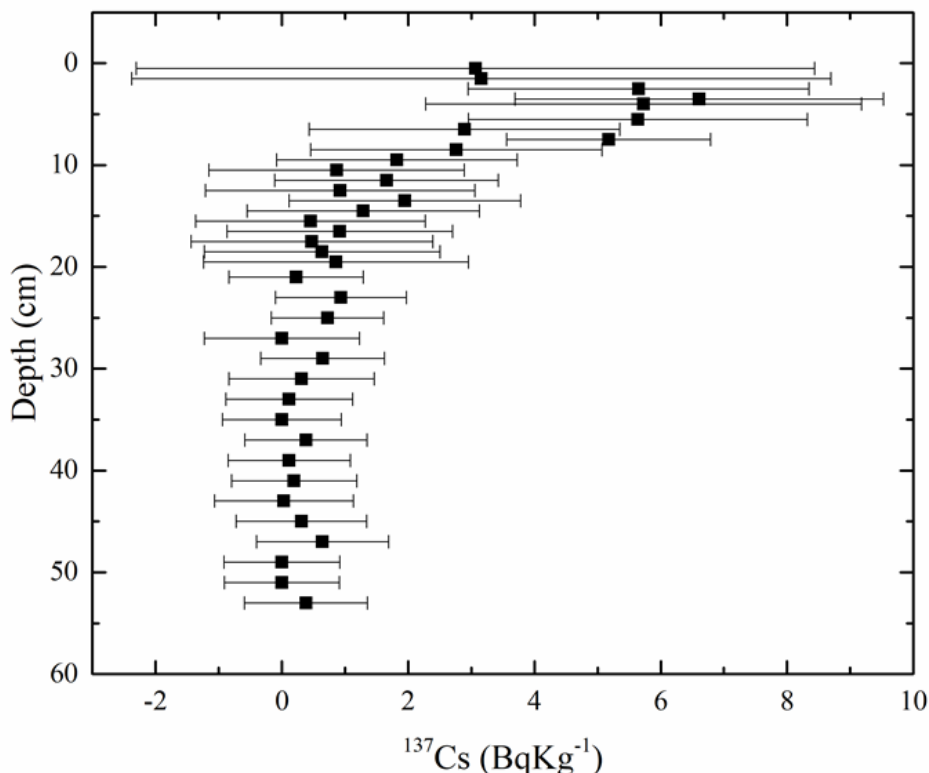
Εικόνα 3.3.2: Διάγραμμα της ενεργότητας του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ συναρτήσει του βάθους σε λογαριθμικό άξονα.

Από το παραπάνω διάγραμμα, η κλίση της ευθείας δίνεται $b = -0.20$. Άρα $\lambda = 0.16 \pm 0.02 \text{ cm y}^{-1}$. Κάθε εκατοστό του πυρήνα αντιστοιχεί σε περίπου 6 χρόνια (με σφάλμα ± 1 χρόνο) σταθερής εναπόθεσης ιζήματος από όλες τους μηχανισμούς εναπόθεσης.

Παρατηρούμε ότι οι δυο ρυθμοί διαφέρουν ελάχιστα και βρίσκονται εντός του ορίου σφάλματος. Επομένως το σημείο αυτό δεν επηρεάζει τον ρυθμό. Παρακάτω στην ραδιοχρονολόγηση χρησιμοποιήθηκε ο ρυθμός της πρώτης προσέγγισης.

3.3.2. Ραδιοχρονολόγηση με ^{137}Cs

Από τις εξισώσεις 2.5.4, 2.5.5 και σύμφωνα με το διάγραμμα της εικόνας 3.3.2 αν θεωρήσουμε ότι το πρώτο μέγιστο είναι στα 4 cm (1986) και το δεύτερο στα 7.5 cm (1963) προκύπτει ότι $v = 0.12 \pm 0.05 \text{ cm y}^{-1}$. Κάθε εκατοστό ιζήματος αντιστοιχεί σε 8 χρόνια σταθερής εναπόθεσης ιζήματος



Εικόνα 3.3.3: Κατανομή ^{137}Cs συναρτήσει του βάθους.

Ο ρυθμός που προκύπτει διαφέρει με αυτόν που προκύπτει από την ραδιοχρονολόγηση με τον $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$, αλλά μέσα στα όρια του σφάλματος. Η ραδιοχρονολόγηση με το ^{137}Cs χρησιμοποιείται ως μέθοδος επαλήθευσης του αποτελέσματος που έχει ήδη προκύψει με τον μόλυβδο, λόγω της κινητικότητας του ^{137}Cs . Συγκεκριμένα, το ^{137}Cs είναι αρκετά κινητικό, έχει την τάση να διαχέεται και προς τις δυο κατευθύνσεις με αποτέλεσμα να δημιουργούνται διευρυμένες κορυφές και εκτείνεται σε βάθη κάτω από το 1954 (Foster et al., 2006).

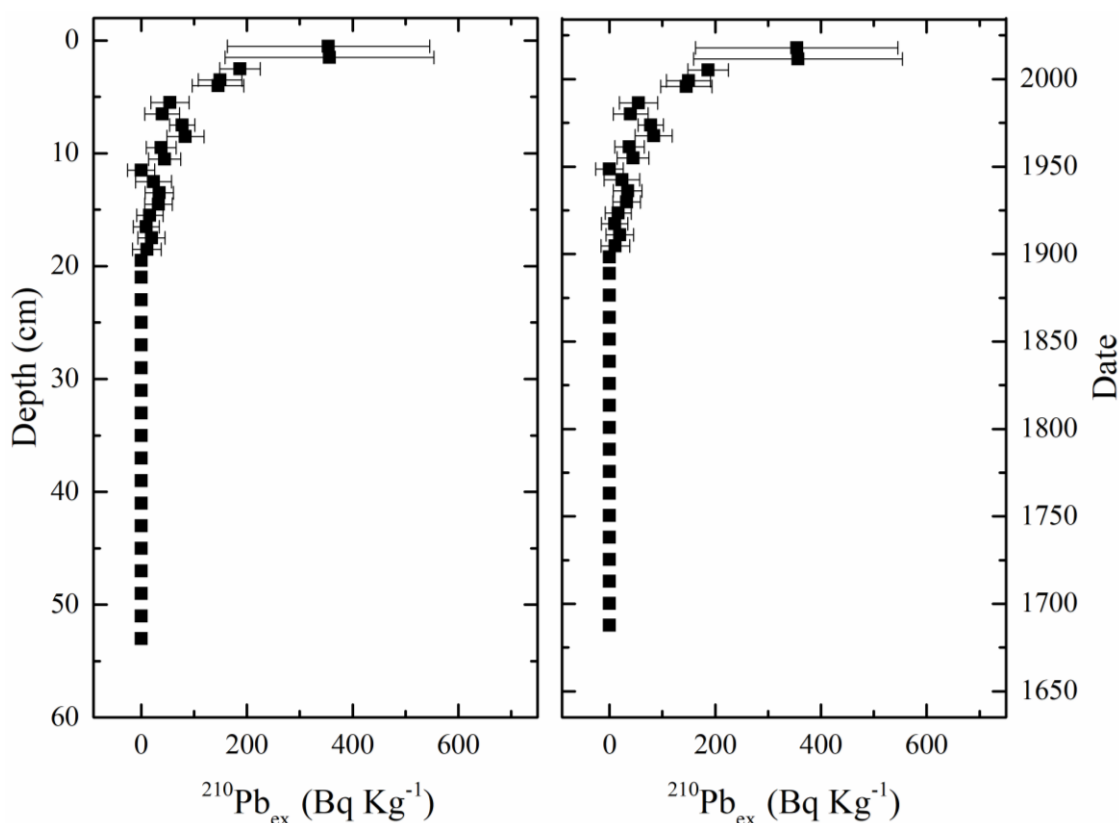
3.3.3. Σύγκριση τιμών με την βιβλιογραφία

Τέλος, ο ρυθμός που προκύπτει είναι πολύ μεγαλύτερος σε σχέση με αυτόν που αναμένεται στις βαθιές λεκάνες, στις οποίες ο ρυθμός είναι μικρότερος από 0.003 cm y^{-1} (Lyle, 2014). Το αποτέλεσμα αυτό, οφείλεται στο γεγονός ότι το εναποτιθέμενο

ίζημα στο σημείο οφείλεται στη ατμοσφαιρική συνεισφορά καθώς και στην συνεισφορά των βαρυτικών ροών. Από τη σύγκριση μάλιστα προκύπτει ότι η συνεισφορά των βαρυτικών ροών είναι πολύ μεγαλύτερη από την ατμοσφαιρική. Το μοντέλο ραδιοχρονολόγησης που χρησιμοποιήθηκε αφορά τη μελέτη της ατμοσφαιρικής ιζηματογένεσης με την παραδοχή της σταθερής ροής και του σταθερού ρυθμού. Ωστόσο μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στην περίπτωση όπου πέραν της ατμοσφαιρικής εμπλέκονται και άλλες συνεισφορές αρκεί και πάλι να θεωρηθεί ότι η ολική ροή και ο ρυθμός της παραμένουν σταθερά με το χρόνο.

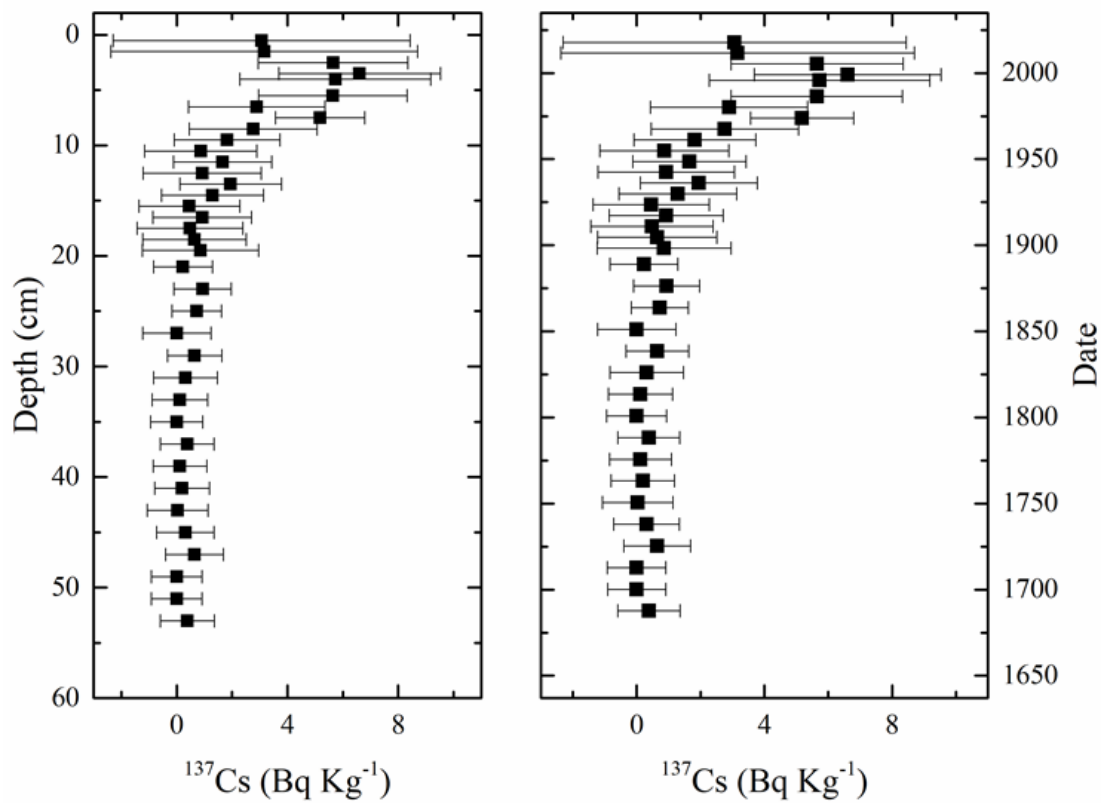
3.4.Ερμηνεία των κατακόρυφων κατανομών συναρτήσει του χρόνου

Με βάση τον ρυθμό εναπόθεσης, που υπολογίστηκε με βάση τον ^{210}Pb στην προηγούμενη ενότητα, προκύπτουν τα παρακάτω διαγράμματα της κατανομής της συγκέντρωσης των ραδιονουκλιδίων συναρτήσει του βάθους και χρονολογίας.



Εικόνα 3.4.1: Κατανομή συγκέντρωσης του $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ συναρτήσει βάθους και χρονολογίας.

Παρατηρούμε στην εικόνα 3.4.1 ότι ο επιπλέον μόλυβδος μηδενίζεται περίπου το 1900, το οποίο αποτελεί ένα λογικό αποτέλεσμα καθώς ο μόλυβδος έχει χρόνο ζωής περίπου 120 χρόνια, εξαιτίας του χρόνου ημιζωής του.

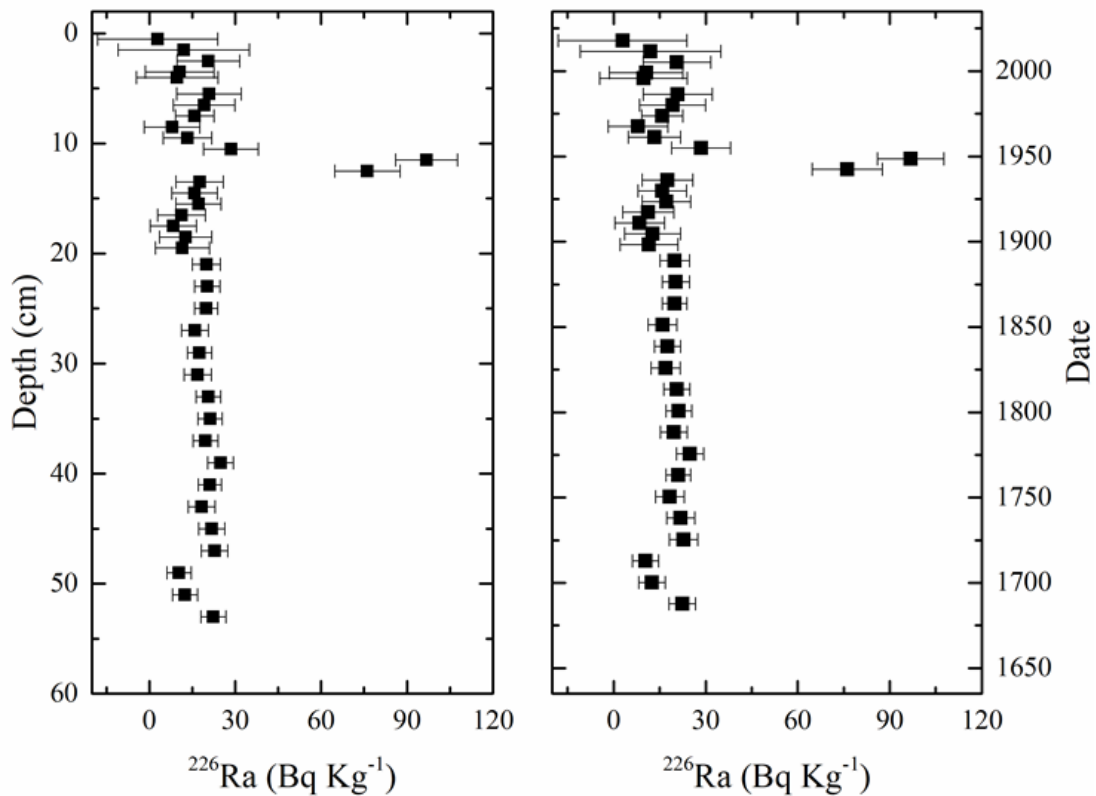


Εικόνα 3.4.2: Κατανομή συγκέντρωσης του ^{137}Cs συναρτήσει βάθους και χρονολογίας.

Παρατηρούμε στην εικόνα 3.4.2 ότι το ^{137}Cs μετά το 1950 μηδενίζεται, ωστόσο η κορυφή του 1986 εμφανίζεται περίπου στο 2000 και του 1963 περίπου στο 1975. Και οι δυο κορυφές εμφανίζονται μετατοπισμένες κατά μέσο όρο 13 χρόνια μετά, επομένως επιβεβαιώνει το συμπέρασμα της ενότητας 3.3 ότι το μοντέλο του μόλυβδου που χρησιμοποιήθηκε θεωρεί ότι υπάρχει σταθερή ροή.



Εικόνα 3.4.3: Ο πυρήνας ιζήματος που συλλέχθηκε από την λεκάνη της Σκύρου.



Εικόνα 3.4.4: Κατανομή συγκέντρωσης του ²²⁶Ra συναρτήσει βάθους και χρονολογίας.

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, το ²²⁶Ra εμφανίζει μια απότομη αύξηση της συγκέντρωσης ενεργότητας στα 10-12 cm, δηλαδή περίπου το 1950, η οποία πιθανόν οφείλεται σε κάποιο γεγονός που έγινε εκείνη την περίοδο και εναποτέθηκε υλικό πλούσιου σε ²²⁶Ra και ²²³Th. Μια πιθανή εξήγηση είναι να προκλήθηκε από σεισμικά φαινόμενα, τα οποία ήταν έντονα την δεκαετία του 1960 με 70 όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 2.1.1. Στα εκατοστά που παρατηρείται η απότομη αυτή αλλαγή, ο πυρήνας του ιζήματος εμφανίζει ένα πιο σκουρόχρωμο ίζημα (εικόνα 3.4.3).

4. Κεφάλαιο 4 - Συμπεράσματα

Σκοπός της παρούσας εργασίας ήταν η αξιοποίηση φυσικών και ανθρωπογενών ραδιονουκλιδίων στην κατανόηση του φαινομένου της εναπόθεσης ιζήματος στις βαθιές λεκάνες και η εφαρμογή μοντέλων ραδιοχρονολόγησης σε θαλάσσιο πυρήνα ιζήματος. Σε αυτά τα πλαίσια, αναπτύχθηκε μια προτεινομένη μεθοδολογία που αποτελείται από ραδιολογικές μετρήσεις δειγμάτων ιζήματος και τη μελέτη του κατακόρυφου προφίλ της ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων στη στήλη ιζήματος.

Με βάση τα παραπάνω, συνοψίζοντας τα κυριότερα ερευνητικά αποτελέσματα, προκύπτει ότι:

- ❖ Τα ραδιονουκλίδια αποτελούν ένα ικανό ιχνηθέτη στη μελέτη των βαθιών λεκανών του Βορείου Αιγίου και όπου οι βαρυτικές ροές μεταφέρουν και εναποθέτουν ιζημα σε αυτές. Η αξιοποίησή τους αφορά στην ραδιοχρονολόγηση της στήλης του ιζήματος, στον υπολογισμό του ρυθμού εναπόθεσης και στον εντοπισμό τυχών έντονων γεωφυσικών φαινομένων.
- ❖ Η κατανομή των ραδιονουκλιδίων (συγκεντρώσεις ενεργότητας) στον πυρήνα του ιζήματος εμφανίζουν αναμενομένη συμπεριφορά. Συγκεκριμένα, το ^{40}K μειώνεται μέχρι που λαμβάνει μια σταθερή τιμή σε όλο το μήκος της στήλης του ιζήματος. Το ^{137}C εμφανίζει πολύ μικρή συγκέντρωση και μετά από το 1950 περίπου μηδενίζεται, ο ^{210}Pb μειώνεται και μετά το 1900 μηδενίζεται. Το ^{226}Ra και ^{223}Th εμφανίζουν μια σχεδόν σταθερή κατανομή, με εξαίρεση το τμήμα του πυρήνα 10-12 cm, το οποίο σε χρονολογία εκτιμάται μεταξύ 1950-1960, όπου εμφανίζουν πολύ μεγαλύτερες τιμές. Το ιζημα σε αυτό το τμήμα είναι πλουσιότερο σε φυσική ραδιενέργεια γεγονός που αποδίδεται σε γεωφυσικά αίτια μετά 1950 (έντονη σεισμική δραστηριότητα 1960-'70). Εντύπωση επίσης προκαλεί ότι το ^{40}K στο συγκεκριμένο τμήμα του πυρήνα δεν μεταβάλλεται σημαντικά γεγονός που υποδηλώνει ότι το φαινόμενο που έλαβε χώρα μετά το 1950 επηρέασε τις συγκεντρώσεις μόνο των ραδιενεργών σειρών.
- ❖ Ο ρυθμός εναπόθεσης ιζήματος στην λεκάνη της Σκύρου είναι αποτέλεσμα της ατμοσφαιρικής εναπόθεσης και των βαρυτικών ροών. Η χρήση του μοντέλου του ^{210}Pb σταθερής ροής και σταθερού ρυθμού δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα στο μεγαλύτερο μέρος του πυρήνα. Ωστόσο στην περιοχή 10-12 cm τόσο η ροή όσο και ο ρυθμός εναπόθεσης φαίνεται να αλλάζει σημαντικά όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Επίσης, παρατηρήθηκε συμφωνία μεταξύ των εκτιμώμενων τιμών εναπόθεσης μεταξύ των μεθόδων ραδιοχρονολόγησης με $^{210}\text{Pb}_{\text{ex}}$ και ^{137}Cs .
- ❖ Τέλος, θα ήταν ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα η λήψη δειγμάτων κι από άλλες υπολεκάνες της Σκύρου, για την περαιτέρω μελέτη των διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα. Επίσης, η μελέτη κι άλλων βαθιών λεκανών με τη χρήση ραδιοιχνηθετών θα ήταν αρκετά σημαντική για την καλύτερη κατανόηση των διάφορων διαδικασιών που λαμβάνουν μέρος σε κάθε μια και την παρατήρηση των ομοιοτήτων και των διαφορών που παρουσιάζουν.

5. Βιβλιογραφία

- Ασημακόπουλος, Π.Α., 2005. Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική, 2η Έκδοση. Εκδόσεις Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Ιωάννινα.
- Ελευθερίου, Γ., 2014. Χωροχρονική διασπορά ραδιονουκλιδίων στο υδάτινο περιβάλλον. Διδακτορική διατριβή. Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα.
- Arias-Ortiz, A., Masqué, P., Garcia-Orellana, J., Serrano, O., Mazarrasa, I., Marba, N., Lovelock, C., Lavery, P., Duarte, C., 2018. Reviews and syntheses: ^{210}Pb -derived sediment and carbon accumulation rates in vegetated coastal ecosystems – setting the record straight. *Biogeosciences* 15, 6791–6818. <https://doi.org/10.5194/bg-15-6791-2018>
- Dasgupta, P., 2003. Sediment gravity flow-the conceptual problems. *Earth-Science Rev.* 62, 265–281. [https://doi.org/10.1016/S0012-8252\(02\)00160-5](https://doi.org/10.1016/S0012-8252(02)00160-5)
- Foster, I.D.L., Mighall, T.M., Proffitt, H., Walling, D.E., Owens, P.N., 2006. Post-depositional ^{137}Cs mobility in the sediments of three shallow coastal lagoons, SW England. *J. Paleolimnol.* 35, 881–895. <https://doi.org/10.1007/s10933-005-6187-6>
- Gilmore, G.R., Wiley, J., 2011. *Practical Gamma-ray Spectrometry* 2nd Edition.
- Knoll, G.F., Kraner, H.W., 1981. *Radiation Detection and Measurement, Proceedings of the IEEE.* <https://doi.org/10.1109/PROC.1981.12016>
- Kölbel, L., Kölbel, T., Maier, U., Sauter, M., Schäfer, T., Wiegand, B., 2020. Water-rock interactions in the Bruchsal geothermal system by U–Th series radionuclides. *Geotherm. Energy* 8, 24. <https://doi.org/10.1186/s40517-020-00179-4>
- Krane, K.S., Halliday, D., Sons, J.W.&, 1988. *Introductory Nuclear Physics.* Wiley.
- Lilley, J., 2001. *Nuclear Physics: Principles and Applications, Manchester Physics Series.* Wiley.
- Lyle, M., 2014. Deep-Sea Sediments BT - *Encyclopedia of Marine Geosciences*, in: Harff, J., Meschede, M., Petersen, S., Thiede, J. (Eds.), . Springer Netherlands, Dordrecht, pp. 1–20. https://doi.org/10.1007/978-94-007-6644-0_53-2
- Papanikolaou, D., Nomikou, P., Papanikolaou, I., Lampridou, D., Rousakis, G., Alexandri, M., 2019. Active tectonics and seismic hazard in Skyros Basin, North Aegean Sea, Greece. *Mar. Geol.* 407, 94–110. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2018.10.001>
- Postma, G., 2011. Sediment Gravity Flow BT - *Encyclopedia of Snow, Ice and Glaciers*, in: Singh, V.P., Singh, P., Haritashya, U.K. (Eds.), . Springer Netherlands, Dordrecht, pp. 1005–1010. https://doi.org/10.1007/978-90-481-2642-2_476
- Sanchez-Cabeza, J.A., Ruiz-Fernández, A.C., 2012. ^{210}Pb sediment radiochronology: An integrated formulation and classification of dating models. *Geochim. Cosmochim. Acta* 82, 183–200. <https://doi.org/10.1016/j.gca.2010.12.024>

- Tsoufanidis, Landsberger, Sheldon, N., 2015. Measurement and detection of radiation.
- Vidmar, T., 2005. EFFTRAN - A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry. *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 550, 603–608. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.055>
- Vidmar, T., Kanisch, G., Vidmar, G., 2011. Calculation of true coincidence summing corrections for extended sources with EFFTRAN. *Appl. Radiat. Isot.* 69, 908–911. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2011.02.042>
- Zhao, Yanpu, Wang, H., Yan, D., Jiang, P., Chen, S., Zhou, J., Ma, J., Qin, C., He, J., Zhao, Yanqiong, 2020. Sedimentary characteristics and model of gravity flows in the eocene Liushagang Formation in Weixi’nan depression, South China Sea. *J. Pet. Sci. Eng.* 190, 107082. <https://doi.org/10.1016/j.petrol.2020.107082>