

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**Πειραματικός Προσδιορισμός Ενεργού διατομής
σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια των πυρήνων
 ^{234}U και ^{232}Th**

Διδακτορική Διατριβή

Καραδήμος Δημήτριος

Φυσικός

Δεκέμβριος 2007



Ευχαριστίες

Ευχαριστώ θερμά όλους όσους συνετέλεσαν σε αυτή την διδακτορική διατριβή. Πρώτα από όλους θα ήθελα να ευχαριστήσω τα μέλη της Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής, αρχίζοντας από τον αείμνηστο καθηγητή Παναγιώτη Ασημακόπουλο, τον επιβλέποντα Επίκουρο Καθηγητή του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων κ. Κωνσταντίνο Ιωαννίδη, την Καθηγήτρια του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου κα Ρόζα Ζάννη-Βλαστού και τον Καθηγητή του Δημοκρίτειου Πανεπιστημίου Θράκης κ. Νικόλαο Τσάγκα. Επίσης ευχαριστώ όλα τα μέλη της Επταμελούς Επιτροπής την Καθηγήτρια κα Αθηνά Πάκου του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, τον Επίκουρο Καθηγητή κ. Ξενοφώντα Ασλάνογλου του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, τον Επίκουρο Καθηγητή κ. Νικόλαο Νικολή του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, τον Καθηγητή κ. Γεώργιο Παντή του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων και τον Αναπληρωτή Καθηγητή του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου κ. Κωνσταντίνο Παπαδόπουλο για τις πολύτιμες συμβουλές και υποδείξεις που μου έκαναν.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της συνεργασίας nTOF, προϊόν της οποίας είναι και η διατριβή αυτή. Ειδικότερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον διευθυντή του τμήματος AB-ATB-EET στο CERN στη Γενεύη της Ελβετίας, Δρ. Βασίλη Βλαχούδη καθώς και τον πρωτεργάτη της συνεργασίας αυτής Δρ. Νούλη Παυλόπουλο και τον Δρ. Alberto Mengoni. Επίσης ιδιαίτερα ευχαριστώ τους συναδέλφους και φίλους Δρ. Δημήτριο Καραμάνη, Δρ. Κωνσταντίνο Σταμούλη και την Δρ. Χριστίνα Παπαχριστοδούλου για τη βοήθεια που μου προσέφεραν.

Η διατριβή εκπονήθηκε στα πλαίσια του προγράμματος ΗΡΑΚΛΕΙΤΟΣ και χρηματοδοτήθηκε εξ ολοκλήρου από το Υπουργείο Παιδείας, προς το οποίο εκφράζω θερμές ευχαριστίες.

Ευχαριστώ την οικογένειά μου για την υποστήριξή τους και φυσικά τη Μαρία.

ABSTRACT

The present uncertainty about a sustainable energy supply is characterized by considerable concern ^[(1)]. The greenhouse effect, the foreseen exhaustion of mineral fuels, the environmental impact of fission nuclear energy and the long – term fusion research, led to the consideration of many advanced strategies for nuclear fuels and the equivalent nuclear energy systems. These strategies include: a) the increase of the operation time of nuclear reactors, the better combustion of fuels, the recycling of plutonium and mainly the "incineration" of actinides and long lived products of fission. b) The **Accelerator Driven Systems (ADS)** or **Energy Amplifier (EA)** ^[(2), (3)], as were defined by C. Rubbia and the use of the thorium fuel cycle ^[(4)].

The detailed study and evaluation of feasibility and safety of these strategies require very good knowledge of nuclear data ^[(5), (6)] and particularly the cross – sections for neutron induced reactions. Existing nuclear data cover specific energy regions and isotopes and frequently are incomplete and with many discrepancies among them. These differences are more pronounced in the case of actinides, products of fission and isotopes of the Th – U cycle, mainly due to their radioactivity.

The European Union approved, in the frame of the 5th EURATOM program, the n_TOF-ND-ADS experiment ^[(7)] that was proposed by the nTOF collaboration. The main advantage of this proposal is a complete set of high precision cross – section measurements, extending over eight orders of magnitude in the neutron energy, satisfying research and industrial requirements.

The experiments were carried out in the nTOF installations at CERN ^[(8)] in Geneva, Switzerland. A detailed description of its performances can be found elsewhere ^[(9)]. At n_TOF, neutrons are produced via spallation reactions ^[(10)] induced by a pulsed, 6 ns wide, 20 GeV/c proton beam with up to 7×10^{12} protons per pulse, impinging on a $80 \times 80 \times 60 \text{ cm}^3$ lead target. The repetition period of the proton pulses of 2.4 s on average is low enough to prevent any overlapping of neutrons in subsequent cycles. A 5 cm water slab surrounding the lead target serves as both a coolant and a moderator of the initially fast neutron spectrum, providing a wide energy spectrum from 1 eV to about 1 GeV. An evacuated neutron beamline leads to the experimental area with the fission sample position at 185.2 m from the lead target.

Two collimators are present in the neutron beam, one with a diameter of 13.5 cm placed at 135 m from the lead target and one at 175 m with a diameter of 8 cm for the fission measurements. This collimation results in a nearly symmetric Gaussian-shaped beam profile at the sample position, with an energy-dependent standard deviation, which is about 0.77 cm at low neutron energies ^[(11)]. At a distance of 145 m, a 1.5 T magnet is placed in order to remove the residual charged particles going along the neutron beamline^[(9)]. The neutron beamline extends for an additional 12 m beyond the experimental area to minimize the background from backscattered neutrons. The detectors were placed at a distance roughly 180 m and with a light bent with respect of the proton beam axis.

Aim of this work was the determination of the neutron induced fission cross – section of ²³⁴U and ²³²Th, at the energy region of 20 KeV – 1 GeV. For their measurement the Fission Induction Chamber (FIC) ^[(9)] detector was used, which is a stack of several parallel –plate ionization chambers with 5 mm spacing between electrodes and operating with argon-tetrafluormethane (90%Ar+ 10%CF₄) at 700 mbar pressure. High-voltage of 400 V was applied to the targets, while intermediate electrodes were connected to the ground. The charge from the fission fragments is detected with an efficiency 98% while 2% stands for the fragments that were absorbed inside the target (ff direction along the target surface).

The “neutron time of flight” (nTOF) technique was used for the calculation of the neutron incident energy. As the proton beam enters the lead target, the neutron beam is created, along with relativistic particles, the so called “gamma-flash”, which travels with the speed of light and enters the detector body. This is the “start” signal used for the time determination, while the “stop” signal corresponds to the detection of the fission fragment, caused by the neutron. This time interval denotes the time of flight of this neutron, traveling along the known flight path between the lead target and the FIC detector, thus defining its energy.

A flash Analog to Digital Converter (fADC) was used for recording both of the “gamma –flash” and the fission fragment signal, which was processed with electronic units such as sensitive preamplifiers, fast linear amplifiers and twisted pair drivers. fADC’s record the amplitude of the detector signal in time intervals of 25 nsec (sampling rate 40 MHz). In this respect, in the present work the fADC’s were used for recording the fission fragments and the “gamma – flash”, as a function of time, providing the neutron time of flight (fission

fragment arrival – “gamma flash” arrival). Data Acquisition (DAQ) computer software was developed to record the digitized signals from CAEN or Acqiris digitizers, on the hard disk of the computer.

Following the recording of experimental data, the analysis required the development of the appropriate software to deal with the large amount of data in an automatic way. Functions of the software include the counting of fission events, after discrimination from background events, the calculation of the energy of the neutron which caused the fission and finally the calculation of neutron induced fission cross – section in the whole energy range. During the data analysis process, it was realized that the “gamma – flash” introduced high electronic noise in the detector signal,. The intensity of that signal caused the oscillation and undershooting of the baseline. The pulse analysis software was developed in such a way, to face this deformity. The oscillation of the baseline had a specific pattern, so "average signals" could be created and subtracted from each signal. Thus the noise was removed in most of the cases, however, in the region from 10 – 100 MeV the oscillation of the baseline was more intense and the noise remained. Thus the fission cross – section in this energy region was not accurately determined and it only constitutes an approach of the real value. However, in the energies 20 keV – 10 MeV and 100 MeV – 0.5 GeV, the neutron induced fission cross – sections of the isotopes ^{234}U and ^{232}Th were determined for the first time in the bibliography, in a systematic and consistent way, along with the statistical and experimental errors.

Due to the uncertainty in the precise number of neutrons of the beam, the ratio of the neutron induced fission cross – section of the isotopes ^{234}U and ^{232}Th was determined, with respect to that of ^{235}U and ^{238}U . For ^{235}U and ^{238}U the neutron induced fission cross – section is considered to be well known and is frequently used as a reference reaction.

Περίληψη

Οι συνεχώς αυξανόμενες απαιτήσεις για κατανάλωση ενέργειας συνοδεύονται από δικαιολογημένη ανησυχία^[(1)]. Το φαινόμενο του θερμοκηπίου και τα διαφαινόμενα όρια εξάντλησης των ορυκτών καυσίμων, η ανησυχία για τις επιπτώσεις από την χρήση της πυρηνικής ενέργειας και οι καθυστερήσεις στην έρευνα σύντηξης, οδήγησαν στην θεώρηση πολλών προηγμένων στρατηγικών για τα πυρηνικά καύσιμα και τα αντίστοιχα πυρηνικά συστήματα. Οι στρατηγικές αυτές περιλαμβάνουν: α) Την αύξηση του χρόνου λειτουργίας των εν ενεργεία πυρηνικών αντιδραστήρων, την αποδοτικότερη καύση των πυρηνικών καυσίμων, την ανακύκλωση του πλουτωνίου και κυρίως την «αποτέφρωση» των ακτινίδων και των μακρόβιων προϊόντων σχάσης και β) Τα οδηγούμενα από επιταχυντή συστήματα (Accelerator Driven Systems) ή «Ενισχυτή Ενέργειας» (Energy Amplifier)^[(2), (3)], όπως προτάθηκαν από τον C. Rubbia και η πιθανή χρήση του κύκλου θορίου^[(4)].

Η λεπτομερής μελέτη και αξιολόγηση της σκοπιμότητας και ασφάλειας αυτών των στρατηγικών απαιτεί πολύ καλή γνώση των πυρηνικών δεδομένων^[(5), (6)] και ιδιαίτερα των ενεργών διατομών για αντιδράσεις προκαλούμενες από νετρόνια. Τα πυρηνικά δεδομένα που υπάρχουν σήμερα προέρχονται από διάφορα πειράματα, τα οποία αφορούν συγκεκριμένες ενεργειακές περιοχές και ισότοπα, συχνά είναι ελλιπή και σε ασυμφωνία μεταξύ τους. Η διαφορές αυτές είναι ακόμα πιο έντονες στην περίπτωση των ακτινίδων, των προϊόντων σχάσης και των ισοτόπων του κύκλου του Th, κυρίως λόγω της ραδιενέργειάς τους.

Η Ευρωπαϊκή Ένωση ενέκρινε στο πλαίσιο του 5^{ου} προγράμματος EURATOM το πείραμα n_TOF-ND-ADS^[(7)], που προτάθηκε από τη συνεργασία n_TOF. Το κύριο πλεονέκτημα που προσέφερε αυτή η πρόταση είναι μια ολοκληρωμένη σειρά μετρήσεων υψηλής ακρίβειας ενεργών διατομών, εκτεινόμενη σε μεγάλο εύρος νετρονιακών ενεργειών, υψηλής διακριτικής ικανότητας, ικανοποιώντας τις ερευνητικές και βιομηχανικές απαιτήσεις.

Το πειραματικό μέρος της διατριβής αυτής έγινε στις εγκαταστάσεις του ερευνητικού κέντρου CERN^[(8)] στην Γενεύη της Ελβετίας. Χρησιμοποιήθηκε η δέσμη πρωτονίων του επιταχυντή PS (Proton Synchrotron), η οποία προσέβαλλε στόχο μολύβδου για την παραγωγή νετρονίων μέσω της αντίδρασης κατακερματισμού (spallation)^[(10)]. Τα νετρόνια που παρήχθησαν από την αντίδραση κατακερματισμού μεταφέρθηκαν στον πειραματικό χώρο μέσα σε ανοξείδωτο σωλήνα, το εσωτερικό του οποίου διατηρείτο σε κενό. Κατά μήκος του

σωλήνα τοποθετήθηκαν μαγνήτες για να περιοριστούν τα φορτισμένα σωματίδια στο χώρο μετρήσεων, καθώς και η ακτινοβολία – γ , η οποία παράγεται από τις συγκρούσεις αυτών με τα τοιχώματα του σωλήνα. Επίσης χρησιμοποιήθηκαν δυο κατευθυντήρες, για τον καλύτερο προσδιορισμό της δέσμης. Οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν σε απόσταση περίπου 180 m και σε μικρή γωνία ως προς τον άξονα της δέσμης πρωτονίων^[(9)]. Ο συνδυασμός της απόστασης των ανιχνευτών από τον στόχο κατακερματισμού και των παλμών πρωτονίων που παρείχε ο επιταχυντής CERN – PS, έδωσε τα μοναδικά χαρακτηριστικά της πειραματικής διάταξης του nTOF. Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι η μεγάλη διακριτική ικανότητα που προσφέρει στον υπολογισμό της ενέργειας του προσπίπτοντος νετρονίου, καθώς και το ευρύ ενεργειακό φάσμα των νετρονίων που παράγονται από τον στόχο κατακερματισμού. Τα ενεργειακά φάσμα των νετρονίων εκτείνεται από 0.02 eV, μέχρι 0.5 GeV με διακριτική ικανότητα $\sim 10^{-4}$, για τα θερμικά νετρόνια και $\sim 10^{-2}$ για νετρόνια της τάξης μερικών MeV.

Ο σκοπός της διατριβής αυτής ήταν ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής σχάσης, προκαλούμενης από νετρόνια των ισοτόπων ^{234}U και ^{232}Th , σε ενέργειες από 10 keV – 0.5 GeV. Για την μέτρησή τους χρησιμοποιήθηκε ο ανιχνευτής FIC (Fission Ionization Chamber, ή Fast Induction Chamber)^[(12)]. Ο ανιχνευτής αποτελείται από θάλαμο, γεμισμένο με τα αέρια αργόν (Ar) και τετραφθοριούχο άνθρακα (CF_4), μέσα στον οποίο ευρίσκονται υπό τάση οι στόχοι των υπό μελέτη ισοτόπων ^{234}U και ^{232}Th , καθώς και στόχοι από ^{238}U και ^{235}U , των οποίων η ενεργός διατομή σχάσης θεωρείται γνωστή.

Η ενέργεια του νετρονίου υπολογίστηκε από τον χρόνο πτήσης, ο οποίος αρχίζει τη στιγμή της δημιουργίας του νετρονίου στο στόχο κατακερματισμού και τελειώνει με την πρόκληση σχάσης μέσα στους στόχους του ανιχνευτή. Ο χρόνος της δημιουργίας του νετρονίου υπολογίστηκε μέσω της «λάμψης – γ »¹, που δημιουργήθηκε ταυτόχρονα με τα νετρόνια και διένυσε την ίδια γνωστή απόσταση με ταχύτητα ίση με την ταχύτητα του φωτός. Αν σε αυτό τον χρόνο προστεθεί η διαφορά χρόνου από την «λάμψη – γ », μέχρι την σχάση του πυρήνα (χρόνος θραύσματος σχάσης – χρόνος «λάμψης – γ »), υπολογίζεται ο χρόνος πτήσης του νετρονίου. Οι υπολογισμοί των χρόνων έγιναν μετά από διαδικασία βελτιστοποίησης των παραμέτρων της συνάρτησης παλμού, όπως αυτή ορίστηκε, ώστε να

¹ «Λάμψη – γ » είναι ακτινοβολία – γ , η οποία παράγεται από την αντίδραση κατακερματισμού του στόχου Pb, από πρωτόνια. Η ακτινοβολία αυτή ιονίζει το αέριο του ανιχνευτή έντονα και αποτελεί το πρώτο και πιο ισχυρό σήμα που μετράται από αυτόν.

περιγράψει τους παλμούς του ανιχνευτή.

Οι μονάδες fADC (flash Analog to Digital Converter) μετατρέπουν τα αναλογικά σήματα από τα θραύσματα της σχάσης και από τη «λάμψη γ » σε ψηφιακά σε σταθερά χρονικά διαστήματα των 25 ns (ρυθμός δειγματοληψίας 40 MHz), κατόπιν επεξεργασίας με ηλεκτρονικές μονάδες, όπως προενισχυτές και ενισχυτές, προκειμένου να αποθηκευτούν σε υπολογιστή. Μετά την ψηφιοποίηση, το σήμα καταγράφεται στον σκληρό δίσκο του υπολογιστή μέσω του λογισμικού καταγραφής των δεδομένων (DAQ, **D**ata **A**cquisition), ως συνάρτηση του χρόνου, για την επεξεργασία τους σε χρόνο που έπεται του πειράματος (offline).

Μετά τη λήξη της καταγραφής των πειραματικών δεδομένων ακολούθησε η ανάλυσή τους, ειδικά για την οποία αναπτύχθηκε λογισμικό. Σκοπός του λογισμικού ήταν η καταμέτρηση των γεγονότων σχάσης σε κάθε δείγμα, μετά τον διαχωρισμό τους από τα γεγονότα υποβάθρου, καθώς και ο υπολογισμός των ενεργών διατομών σχάσης από τα δεδομένα. Κατά την ανάλυση των δεδομένων διαπιστώθηκε ότι υπήρχε υψηλός ηλεκτρονικός θόρυβος στο σήμα του ανιχνευτή. Ο θόρυβος οφειλόταν στη μεγάλη ένταση του σήματος, όταν η «λάμψη γ » εισέρχονταν στον χώρο του ανιχνευτή. Αν και το σήμα αυτό ήταν χρήσιμο για τον υπολογισμό του χρόνου δημιουργίας του νετρονίου στον στόχο Pb, το μέγεθος του σήματος ήταν τόσο μεγάλο, ώστε να προκαλεί κατάσταση κορεσμού των ηλεκτρονικών μονάδων και την βύθιση ή/και ταλάντωση της βασικής γραμμής του ανιχνευτή. Το λογισμικό ανάλυσης αναπτύχθηκε έτσι ώστε να αντιμετωπιστεί αυτή η παραμόρφωση του σήματος. Συγκεκριμένα, δημιουργήθηκαν «μέσοι όροι» των σημάτων, ώστε να προσδιοριστεί η βασική γραμμή του ανιχνευτή χωρίς την παρουσία σημάτων οφειλομένων σε σχάσεις, οι οποίοι στη συνέχεια αφαιρέθηκαν από κάθε σήμα. Με τον τρόπο αυτό αφαιρέθηκε ο θόρυβος στις περισσότερες των περιπτώσεων. Εντούτοις για την περιοχή από 10 MeV – 100 MeV, όπου και η ταλάντωση της βασικής γραμμής ήταν εντονότερη, ο θόρυβος επηρέασε τα τελικά αποτελέσματα. Έτσι αν και προσδιορίστηκε η ενεργός διατομή σε αυτή την ενεργειακή περιοχή, αποτελεί μάλλον μια εκτίμηση της πραγματικής τιμής. Αντίθετα στα ενεργειακά διαστήματα από 20 keV – 10 MeV και από 100 MeV – 0.5 GeV, η ενεργός διατομή σχάσης των ισοτόπων ^{234}U και ^{232}Th προσδιορίστηκε για πρώτη φορά στη βιβλιογραφία με συστηματικό τρόπο, καθώς επίσης και το σφάλμα υπολογισμού της.

Λόγω της αβεβαιότητας για τον ακριβή αριθμό νετρονίων της δέσμης, μετρήθηκε ο

λόγος της ζητούμενης ενεργού διατομής σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια, ως προς αυτή των ^{235}U και ^{238}U . Τα ισότοπα αυτά έχουν μελετηθεί συστηματικά και η ενεργός διατομή σχάσης που προκαλείται από νετρόνια, θεωρείται γνωστή στη βιβλιογραφία με τόση ακρίβεια, ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως αντίδραση αναφοράς.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	17
1.1	Αντικείμενο διατριβής.....	19
1.2	Υπάρχοντα πυρηνικά δεδομένα για τα ισότοπα του κύκλου Th-U.....	21
2	ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ	24
2.1	Βασικοί ορισμοί πυρηνικής φυσικής	24
2.1.1	Έλλειμμα μάζας.....	24
2.1.2	Ενέργεια σύνδεσης	24
2.1.3	Ενεργός διατομή	27
2.2	Ο ημιεμπειρικός τύπος του Weizsacker	28
2.2.1	Ενέργεια όγκου.....	29
2.2.2	Ενέργεια επιφανείας	29
2.2.3	Ενέργεια Coulomb.....	30
2.2.4	Ενέργεια ασυμμετρίας	30
2.2.5	Ενέργεια σύζευξης.....	31
2.2.6	Η ολική ενέργεια σύνδεσης	31
2.3	Η διαδικασία της σχάσης	32
2.3.1	Το πυρηνικό πρότυπο φλοιών.....	33
2.3.2	Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα	38
2.4	Η σχάση σύμφωνα με το στατιστικό πρότυπο	41
2.4.1	Υπολογισμός ενεργού διατομής	41
2.4.2	Το κανάλι της σχάσης.....	42
2.4.3	Πυκνότητα καταστάσεων	43
2.5	Αντιδραστήρες πυρηνικής σχάσης.	44
2.5.1	Σχάσιμο, ικανό για σχάση και γόνιμο υλικό	47
2.5.2	Συστήματα οδηγούμενα από επιταχυντή (ADS)	49
2.5.3	Κύρια τεχνολογικά χαρακτηριστικά των συστημάτων ADS	50
2.5.4	Πρόβλημα πυρηνικών καταλοίπων	51
2.5.5	«Αποτέφρωση» αποβλήτων από υποκρίσιμους αντιδραστήρες	51
2.5.6	Πλεονεκτήματα του κύκλου ουρανίου – θορίου	52
2.5.7	Η πρόταση του C. Rubbia.....	53
2.5.8	Ενισχυτές Ενέργειας και το πείραμα nTOF	56
3	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ.....	57

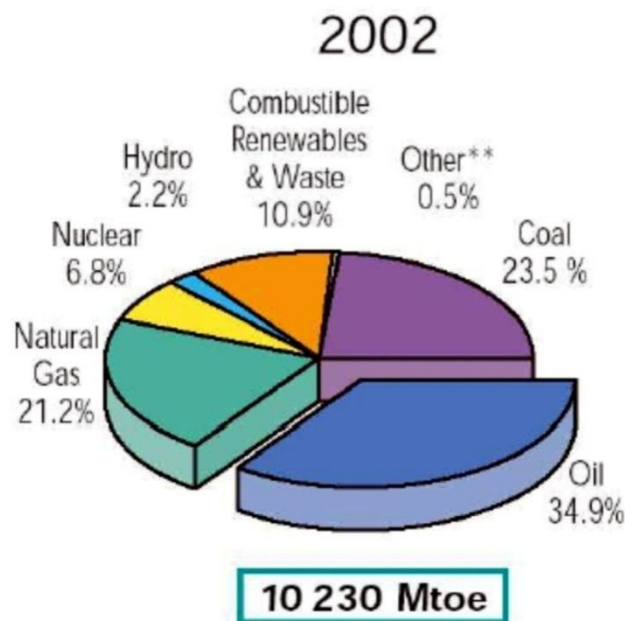
3.1	<i>Η δέσμη πρωτονίων του επιταχυντή PS</i>	57
3.2	<i>Ο πειραματικός χώρος του n_TOF</i>	60
3.2.1	Πηγή νετρονίων.....	61
3.2.2	Ενεργειακή διακριτική ικανότητα	62
3.2.3	Η γραμμή μεταφοράς της δέσμης του nTOF.....	64
3.2.4	Γραμμή διαφυγής των νετρονίων (neutron escape line).....	64
3.3	<i>Ανιχνευτής FIC</i>	65
3.3.1	Αρχή λειτουργίας	67
3.3.2	Ηλεκτρονική διάταξη	68
3.3.3	Οι στόχοι	69
3.4	<i>Το σύστημα καταγραφής δεδομένων του πειράματος n_TOF</i>	70
3.4.1	Σύστημα καταγραφής δεδομένων A (DAQ-A)	70
3.4.2	Το σύστημα καταγραφής δεδομένων B (DAQ-B)	73
3.4.3	Περιγραφή προσδιορισμού χρόνου πτήσης νετρονίου (nTOF).....	77
4	ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ	80
4.1	<i>Η επεξεργασία σήματος του ψηφιοποιητή (fADC)</i>	80
4.1.1	Τεχνική «ανάλυσης παλμού»	87
4.1.2	Η τεχνική των «μέσων σημάτων»	88
4.2	<i>Επιλογή αποδεκτών παλμών και υπολογισμός της ενέργειας</i>	91
4.3	<i>Διόρθωση της ανιχνευτικής ικανότητας</i>	96
4.4	<i>Υπολογισμός ενεργού διατομής</i>	98
5	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	100
5.1	<i>Υπάρχοντα πυρηνικά δεδομένα</i>	100
5.2	<i>Η ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U</i>	102
5.2.1	Ανάλυση των μετρήσεων	102
5.2.2	Αποτελέσματα για την αντίδραση $^{234}\text{U}(n,f)$	110
5.2.3	Σχολιασμός για την αντίδραση $^{234}\text{U}(n,f)$	114
5.3	<i>Η ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th</i>	117
5.3.1	Ανάλυση των μετρήσεων	117
5.3.2	Αποτελέσματα για την $^{232}\text{Th}(n,f)$	124
5.3.3	Σχολιασμός των αποτελεσμάτων	127
6	ΣΥΝΟΨΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	130

6.1	Συμπεράσματα για το ^{234}U	131
6.2	Συμπεράσματα για το ^{232}Th	133
6.3	Σύνοψη συμπερασμάτων	134
7	Βιβλιογραφία	136
8	Παράρτημα Α	145
8.1	MINUIT	145
8.2	Ρουτίνες προσαρμογής του FORTRAN MINUIT σε C++	145
8.3	Κλάση MinuitCpp	146
8.3.1	Δήλωση μεθόδων, αρχείο minuitincpp.h	146
8.3.2	Δήλωση των μεθόδων, αρχείο minuitincpp.h	147
8.4	Η κλάση DataContainer	151
8.4.1	Δήλωση μεθόδων, αρχείο datacont.h	152
8.4.2	Ορισμός μεθόδων, αρχείο datacont.cpp	152
8.5	Η κλάση DEPeak	153
8.5.1	Δήλωση μεθόδων, αρχείο depeak.h	153
8.5.2	Ορισμός μεθόδων, αρχείο depeak.cpp	154
8.6	Η κλάση FitFunction	157
8.6.1	Δήλωση μεθόδων, αρχείο fittingfunctions.h	157
8.6.2	Ορισμός μεθόδων, αρχείο fittingfunctions.cpp	158
8.7	Η κλάση Analysis	164
8.7.1	Δήλωση μεθόδων, αρχείο analysis.h	164
8.7.2	Ορισμός μεθόδων, αρχείο analysis.cpp	166
8.8	Η κλάση UserStartOptions	174
8.8.1	Δήλωση μεθόδων, αρχείο useropt.h	174
8.8.2	Ορισμός μεθόδων, αρχείο useropt.cpp	175
8.9	Η ρουτίνα main	177
8.9.1	Αρχείο fic.cpp	177
8.10	Το αρχείο οδηγού μεταγλωτιστή (compiler), makefile	179
9	Παράρτημα Β	181
9.1	Αρχείο myhist.h	181
9.2	Αρχείο sample.h	185

9.3	<i>Αρχείο resreader.h</i>	186
9.4	<i>Αρχείο rootres.h</i>	188
10	Παράρτημα Γ	201
10.1	<i>Αρχείο depeak.h</i>	201
10.2	<i>Αρχείο rootvis.h</i>	203
11	Παράρτημα Δ	210
11.1	<i>Αρχείο dkfft.h</i>	210
11.2	<i>Αρχείο mygraph.h</i>	216
11.3	<i>Αρχείο sample.h</i>	222
11.4	<i>Αρχείο resfinal.h</i>	224

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι απαιτήσεις της ανθρωπότητας για ενέργεια συνεχώς αυξάνονται. Κύριος λόγος είναι οι συνεχώς αυξανόμενες ανάγκες των υπό ανάπτυξη χωρών. Η ενέργεια παράγεται με καύση ορυκτών (πετρέλαιο, κάρβουνο και φυσικό αέριο), με υδροηλεκτρικά εργοστάσια, ανανεώσιμες πηγές ενέργειας και σχάση (σχήμα 1-1).



Σχήμα 1-1. Μερίδιο κάθε καυσίμου στην παγκόσμια παραγωγή ενέργειας για το 2002. Οι τιμές της ολικής ενέργειας δίνονται σε ισοδύναμους εκατομμύρια τόνους πετρελαίου. **Στο ποσοστό «άλλα» (other) συμπεριλαμβάνονται γεωθερμική, ηλιακή, αιολική ενέργεια κλπ. ^[(13)]

Σχεδόν τα τρία τέταρτα της ενέργειας παράγονται με τη καύση ορυκτών καυσίμων. Το διοξείδιο του άνθρακα (CO_2), που εκλύεται στην ατμόσφαιρα είναι και ο κύριος γενεσιουργός παράγοντας του φαινομένου του θερμοκηπίου, το οποίο προκαλεί υπερθέρμανση της ατμόσφαιρας και η αντιμετώπιση του απαιτεί τη μείωση των εκλυόμενων αερίων ρύπων. Επίσης τα ορυκτά καύσιμα δεν είναι ανανεώσιμα και εκτιμάται ότι με τους σημερινούς ρυθμούς κατανάλωσης τα αποθέματα θα διαρκέσουν περίπου 40 χρόνια για το πετρέλαιο, 60 για το φυσικό αέριο και 200 για το κάρβουνο ^[(13)].

Οι ανανεώσιμες μορφές ενέργειας, όπως η ηλιακή και η αιολική, δεν είναι δυνατόν να καλύψουν τις ανάγκες ενός εθνικού δικτύου. Ωστόσο με την υπάρχουσα τεχνολογία μπορούν να αντικαταστήσουν ένα ποσοστό της παραγόμενης ενέργειας (πιθανώς το 20% μέχρι το 2020). Η υδροηλεκτρική ενέργεια χρησιμοποιείται ευρέως σε όλα τα ανεπτυγμένα κράτη.

Όμως τα μεγάλα φράγματα έχουν περιβαλλοντολογικές και κοινωνικές επιπτώσεις. Για το λόγο αυτό μόνο το 10% της ενέργειας αναμένεται να καλυφθεί από την υδροηλεκτρική παραγωγή.

Σε αυτό το σημείο θα μπορούσαμε να αναφερθούμε στο ρόλο της πυρηνικής ενέργειας στο μέλλον. Σήμερα καλύπτει λιγότερο από το 10% της παγκόσμια παραγόμενης ενέργειας και υπάρχουν αρκετοί περιορισμοί για την ανάπτυξή της σε μεγαλύτερη κλίμακα ^[(14)]. Σε ότι αφορά την ασφάλεια, οι αποκαλούμενοι κλασικοί πυρηνικοί αντιδραστήρες που χρησιμοποιούνται σήμερα, λειτουργούν στο όριο της κρίσιμης κατάστασης, κατά το οποίο η αλυσιδωτή αντίδραση συντηρείται από τα νετρόνια, που απελευθερώνονται κατά την αντίδραση σχάσης ^[(15)]. Αν παραπάνω από ένα από τα νετρόνια που παρήχθησαν προκαλέσουν σχάση, ο αντιδραστήρας καθίσταται υπερκρίσιμος. Στην περίπτωση αυτή, η θερμότητα του αντιδραστήρα αυξάνεται και μπορεί να προκληθεί πυρηνικό ατύχημα. Για την αποφυγή ατυχήματος, τα μέτρα ασφαλείας απαιτούν η αύξηση της θερμοκρασίας να αντισταθμίζεται από μείωση των σχάσεων.

Οι κλασικοί αντιδραστήρες παράγουν ενέργεια από τη σχάση του ^{235}U . Λαμβάνοντας υπόψη την ισοτοπική σύνθεση του ουρανίου που είναι 99.3% ^{238}U και 0.7% ^{235}U με ίχνη ^{234}U , μόνο μικρό μέρος του φυσικού ουρανίου μετατρέπεται σε ενέργεια. Επιπλέον τα αποθέματα ουρανίου είναι πεπερασμένα και για το λόγο αυτό και το ουράνιο θεωρείται ως μη ανανεώσιμη μορφή ενέργειας. Εξαιρώντας τις διαδικασίες ανακύκλωσης και αναγέννησης, εκτιμάται ότι τα εκμεταλλεύσιμα αποθέματα² ουρανίου θα διαρκέσουν για εκατοντάδες χρόνια, με τον σημερινό ρυθμό κατανάλωσης. Ωστόσο αν το ποσοστό που καλύπτει η πυρηνική ενέργεια αυξηθεί σημαντικά, τα αποθέματα θα καταναλωθούν σε μικρότερο χρονικό διάστημα.

Τέλος, τα ραδιενεργά κατάλοιπα της παραγωγής πυρηνικής ενέργειας εξακολουθούν να συνιστούν σημαντικό πρόβλημα. Αυτά συμπεριλαμβάνουν μακρόβια ραδιενεργά στοιχεία, όπως πλουτόνιο (Pu), ακτινίδες ή προϊόντα σχάσης, τα οποία πρέπει να απομονωθούν από το βιολογικό οικοσύστημα για όλο το χρόνο κατά τον οποίο παραμένουν ραδιενεργά, που μπορεί να φτάσει και τα εκατομμύρια χρόνια.

² Αν η εξαγωγή του ουρανίου από το νερό γίνει οικονομικά συμφέρουσα, τα αποθέματα ουρανίου θα μπορούσαν να θεωρηθούν ανεξάντλητα.

Η γεωλογική αποθήκευση των αποβλήτων μπορεί να φαίνεται αποτελεσματική τακτική, όμως μπορεί να αποδειχθεί ανεπαρκής αν τα απόβλητα αυξηθούν σημαντικά. Για το λόγο αυτό η μεταστοιχείωσή τους ίσως αποτελέσει μέρος της λύσης. Ως μεταστοιχείωση ορίζεται η διαδικασία μετατροπής ενός στοιχείου σε άλλο. Στην περίπτωση των καταλοίπων, το πλουτόνιο και τα προϊόντα σχάσης μετατρέπονται με την μεταστοιχείωση σε άλλα ισότοπα, με επιθυμητά χαρακτηριστικά.

Στο παρελθόν έχουν γίνει αρκετές ενδιαφέρουσες προτάσεις στην προσπάθεια να λυθούν τα προβλήματα που προκύπτουν από την παραγωγή ενέργειας μέσω της πυρηνικής τεχνολογίας^[(16)]. Μια από αυτές είναι και τα οδηγούμενα από επιταχυντή συστήματα (**Accelerator Driven Systems**) ^[(17)], τα οποία αποτελούνται από έναν υποκρίσιμο αντιδραστήρα, ο οποίος λειτουργεί με ταχεία ή θερμικά νετρόνια, που παρέχονται από εξωτερική πηγή, όπως ένας επιταχυντής πρωτονίων^[(18)]. Τα πλεονεκτήματα μιας τέτοιας διάταξης παραγωγής ενέργειας, έναντι των συμβατικών πυρηνικών αντιδραστήρων, είναι: μειωμένα ραδιενεργά κατάλοιπα, εξάλειψη κινδύνου πυρηνικού ατυχήματος καθώς και δυνατότητα «αποτέφρωσης» πυρηνικών καταλοίπων. Για τον σχεδιασμό και τη λειτουργία αυτών των συστημάτων παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας (**ADS**), είναι απαραίτητη η ακριβής γνώση της ενεργού διατομής αντιδράσεων νετρονίων σε ευρεία ενεργειακή περιοχή και σε πλήρως ισοτόπων. Οι πειραματικές αυτές πληροφορίες είτε δεν υπάρχουν στη βιβλιογραφία, είτε υπάρχουν και είναι ελλειπείς, ασυνεπείς και αντιφατικές μεταξύ τους. Το Σεπτέμβριο του 1997, οργανώθηκε στο CERN (European Organization for Nuclear Research) το συνέδριο CERN-EC-GEDEON-OECD/NEA, όπου ομάδες πειραματικών πυρηνικών φυσικών από όλη την Ευρώπη εξέτασαν την δυνατότητα που προσφερόταν από μια νέα εγκατάσταση για μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων νετρονίων και προσδιορισμό της ενέργειας των νετρονίων με την τεχνική χρόνου πτήσης τους (**neutron Time Of Flight**) στο CERN^[(19), (20)]. Αυτές οι ομάδες δημιούργησαν την συνεργασία με την επωνυμία nTOF Collaboration^[(7)].

1.1 Αντικείμενο διατριβής

Οι μετρήσεις της διατριβής αυτής έγιναν στο CERN ^[(8)] της Ελβετίας στα πλαίσια της συνεργασίας nTOF, με σκοπό την παραγωγή πυρηνικών δεδομένων για πλήθος πυρήνων, για τους οποίους τα δεδομένα είναι λίγα ή και δεν υπάρχουν καθόλου και επίσης παρουσιάζουν

ενδιαφέρον λόγω της συμμετοχής τους στο κύκλο καυσίμου Th –U και της πυρηνικής τους δομής.

Η κατασκευή και η δοκιμαστική περίοδος της πειραματικής διάταξης nTOF τελείωσε τον Απρίλιο του 2001 και από τότε, μέχρι τον Νοέμβριο του 2004 διεξάγονταν μετρήσεις ενεργών διατομών διαφόρων ισοτόπων, συμπεριλαμβανομένων και αυτών που περιγράφονται στην παρούσα διατριβή. Οι μετρήσεις αναμένεται να συνεχιστούν με την επανέναρξη λειτουργίας του επιταχυντή του CERN –PS.

Το πλεονέκτημα της εγκατάστασης της συνεργασίας nTOF είναι η χρησιμοποίηση της δέσμης πρωτονίων του επιταχυντή CERN –PS για την παραγωγή νετρονίων. Η έντασή της επέτρεψε τη χρησιμοποίηση διαδρομής πτήσης νετρονίων περίπου 185 m, προσφέροντας εξαιρετική διακριτική ικανότητα στον προσδιορισμό της ενέργειας του νετρονίου και χαμηλό νετρονιικό υπόβαθρο. Τα σύγχρονα ηλεκτρονικά μέσα ψηφιοποίησης και καταγραφής του σήματος των ανιχνευτών, επέτρεψαν την αξιοποίηση των εγκαταστάσεων του πειράματος nTOF, με τη δυνατότητα της αναπαραγωγής του σήματος του ανιχνευτή, για ανάλυση σε χρόνο μετά τη λήξη του πειράματος.

Για τη μέτρηση των αντιδράσεων σχάσης από τη συνεργασία nTOF, χρησιμοποιήθηκαν ταυτόχρονα δυο ανιχνευτές, οι **Parallel Plate Avalanche Chamber (PPAC)** και **Fast Induction Chamber (FIC)**. Η παρούσα διατριβή επικεντρώνεται στη μέτρηση των σχάσεων που προκαλούνται από νετρόνια στους πυρήνες ^{232}Th και ^{234}U , ως προς αυτές των πυρήνων ^{235}U και ^{238}U , με τον ανιχνευτή FIC και μέσο ψηφιοποίησης τη μονάδα CAEN V676 με ρυθμό δειγματοληψίας 40 MHz και «μνήμη» 4 Kbytes (ένα byte για κάθε 25 ns).

Για τα συστήματα ADS, είναι απαραίτητη η γνώση της ενεργού διατομής της αντίδρασης σχάσης του ^{232}Th και ^{234}U με σφάλμα μικρότερο του 5% μέχρι τα 20 MeV και 10% μέχρι τα 10 MeV αντίστοιχα. Μετά από αυτή την ενέργεια, οι αντιδράσεις (n,f) αρχίζουν να κυριαρχούνται από άλλες αντιδράσεις, μειώνοντας έτσι τη σημασία τους^[(21)].

Επιπλέον του ενδιαφέροντος, που παρουσιάζουν τα ισότοπα αυτά για την πυρηνική τεχνολογία, η ενεργός διατομή σχάσης παρέχει δεδομένα και για την πυρηνική τους δομή. Η διαδικασία της σχάσης που προκαλείται από νετρόνια μπορεί να περιγραφεί, εισάγοντας ως πρότυπο το διπλό φράγμα δυναμικού^[(22), (23)], σύμφωνα με το οποίο οι θεωρητικές προβλέψεις βρίσκονται σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα για τις ελαφρές και βαριές ακτινίδες. Ωστόσο για μερικές ελαφρές ακτινίδες, όπως ^{232}Th και ^{234}U , το πρώτο μέγιστο και

ελάχιστο στο κατώφλιο της ενεργού διατομής σχάσης, όπως υπολογίζεται από το πρότυπο του διπλού φράγματος δυναμικού, είναι κατά μερικά MeV χαμηλότερα από τις πειραματικές τιμές^[(24)]. Αυτή η διαφορά ονομάζεται «ανωμαλία θορίου» στην πυρηνική βιβλιογραφία^[(21)]. Συγκεκριμένα τα πειραματικά αποτελέσματα για τα ισότοπα ^{230}Th και ^{232}Th υποδεικνύουν την ύπαρξη τρίτου πρόσθετου φράγματος, που δημιουργεί και ένα τρίτο πηγάδι δυναμικού, βάθους περίπου 1 MeV, αρκετά βαθύ για να περιλαμβάνει μερικές πολύ παραμορφωμένες μετασταθείς καταστάσεις. Έτσι τα πειραματικά δεδομένα οδήγησαν στο πρότυπο του τριπλού φράγματος δυναμικού^[(25)], που είχε ήδη προβλεφθεί από τον Aage Bohr το 1955^[(26)]. Για τη θεωρητική μελέτη του φαινομένου της σχάσης επομένως, απαιτείται η γνώση της ενεργού διατομής με υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα, απαραίτητη για την παρατήρηση συντονισμών που αντιστοιχούν στις μετασταθείς αυτές καταστάσεις. Η εγκατάσταση nTOF στο CERN, παρέχει όλες αυτές τις απαιτήσεις για συνεπείς και ακριβείς μετρήσεις ενεργού διατομής σχάσης σε μεγάλο εύρος ενεργειών και με υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα.

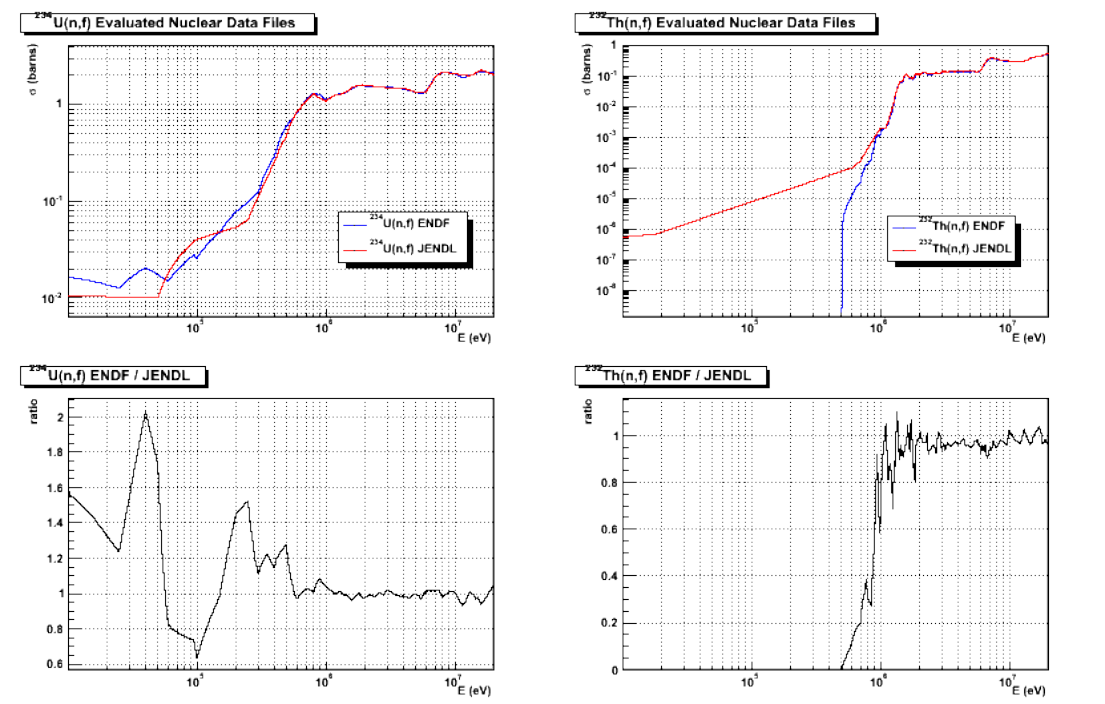
1.2 Υπάρχοντα πυρηνικά δεδομένα για τα ισότοπα του κύκλου Th-U

Οι βάσεις πυρηνικών δεδομένων που χρησιμοποιούνται σήμερα βασίζονται σε αξιολογήσεις πειραματικών δεδομένων ή σε πυρηνικά μοντέλα, τα οποία χρησιμοποιούνται εκεί όπου δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα ή παρουσιάζονται σημαντικές αποκλίσεις^[(21)]. Η αξιοπιστία και ακρίβεια των αξιολογημένων δεδομένων επηρεάζει τη μελέτη, το σχεδιασμό και την ασφάλεια των πυρηνικών συστημάτων παραγωγής ενέργειας. Όμως μερικά από τα υπάρχοντα ήδη αξιολογημένα πυρηνικά δεδομένα, δεν διαθέτουν την απαιτούμενη ακρίβεια.

Ο Διεθνής Οργανισμός Ατομικής Ενέργειας (International Atomic Energy Agency) έχει προτείνει^[(27)] τη βελτίωση των πυρηνικών δεδομένων για τα ισότοπα που σχετίζονται με τον κύκλο του Th – U (σχήμα 1-3), ιδιαίτερα για το ^{232}Th , $^{231,233}\text{Pa}$ και $^{232,233,234,236}\text{U}$. Από τα επτά αυτά ισότοπα, τα ^{233}Pa και ^{232}U είναι πολύ δύσκολο να μετρηθούν, καθώς η υψηλή τους ενεργότητα περιορίζει τη δυνατότητα παρασκευής δειγμάτων με υψηλή καθαρότητα και επίσης καθιστά την μεταφορά τους δύσκολη.

Τα πυρηνικά δεδομένα για τους πυρήνες του κύκλου Th – U, τα οποία αξιολογήθηκαν στις αρχές τις δεκαετίας του 1970 και στα μέσα του 1980, δεν ικανοποιούν τις απαιτήσεις σε ακρίβεια. Υπάρχουν μεγάλες διαφορές μεταξύ των πυρηνικών βάσεων δεδομένων^[(28), (29)].

Μια από τις εμφανείς διαφορές είναι ότι οι επιλυμένες (resolved³) και μη (unresolved⁴) περιοχές είναι διαφορετικές για τα περισσότερα ισότοπα. Με μια πιο κριτική ματιά των κύριων ηλεκτρονικών βιβλιοθηκών αξιολογημένων δεδομένων, διαπιστώνεται ότι αν και υπάρχουν εκτενή πειραματικά δεδομένα για το ^{232}Th , το οποίο είναι ο γόνιμος πυρήνας για τον κύκλο Th – U (αντίστοιχος του ^{238}U στον κύκλο του U – Pu), οι βάσεις αξιολογημένων πειραματικών δεδομένων (σχήμα 1-2) φαίνεται να παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές, ειδικά στην ενεργειακή περιοχή πριν το κατώφλι της σχάσης. Στην ενεργειακή περιοχή μετά το κατώφλι, η διαφορά των αξιολογημένων δεδομένων είναι περίπου της τάξης 5 – 10%. Στην περιοχή από 1 – 10 MeV, η ενεργός διατομή σχάσης προσδιορίζεται με σχετική διαφορά μεταξύ των δύο βάσεων της τάξεως του 5%.

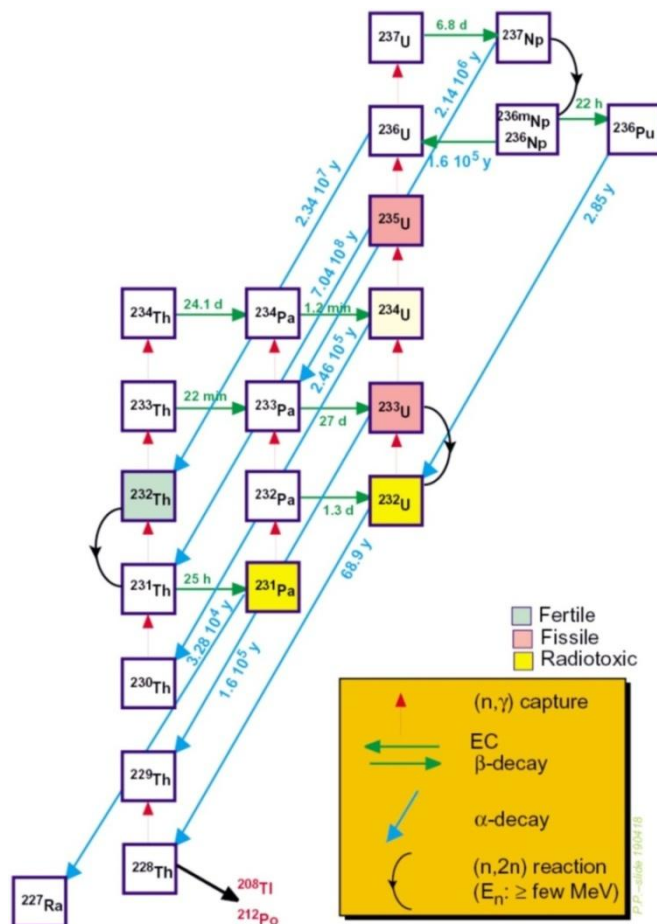


Σχήμα 1-2. Ενεργός διατομή της αντίδρασης (n,f), αριστερά για το ^{234}U και δεξιά για το ^{232}Th αντίστοιχα, όπως δίνεται από τις βάσεις δεδομένων ENDF με τη μπλε γραμμή και JENDL με κόκκινη γραμμή. Στα κάτω σχήματα παρουσιάζεται ο λόγος των βάσεων δεδομένων ENDF και JENDL.

³ Η ενεργειακή περιοχή, στην οποία είναι διακριτές οι πυρηνικές ενεργειακές καταστάσεις, με αποτέλεσμα την εμφάνιση περιοχών συντονισμού.

⁴ Σε αυτήν την ενεργειακή περιοχή οι πυρηνικές ενεργειακές καταστάσεις είναι τόσο πυκνές, ώστε δεν μπορούν να διακριθούν.

Η παρούσα διατριβή επικεντρώνεται στη σχάση που προκαλείται από νετρόνια στα ισότοπα ^{232}Th και ^{234}U . Σε ένα σύστημα ADS ή αντίστοιχου γρήγορου αντιδραστήρα, το 3% των σχάσεων οφείλεται στο ^{232}Th . Το Th συνεισφέρει κυρίως στη δημιουργία των σχασίμων ισωτόπων U, μέσω αποδιεγέρσεων (n,γ) και β (Σχήμα 1-3).



Σχήμα 1-3. Ο κύκλος Th-U.^[9]

Κοντά στην ενέργεια κατωφλίου, η συνεισφορά σε «καθυστερημένα» νετρόνια είναι περίπου 2%, ποσοστό σημαντικά υψηλότερο από το 0.25% για το ^{233}U , το οποίο αυξάνει σημαντικά την παραγωγή νετρονίων στον αντιδραστήρα. Για να χρησιμοποιηθεί επομένως ο κύκλος Th – U για την παραγωγή πυρηνικής ενέργειας πρέπει να είναι γνωστή η ενεργός διατομή σχάσης του Th με καλή ακρίβεια, της τάξεως του 5%. Το ^{234}U εξάλλου, δημιουργείται από την σύλληψη νετρονίου στο ^{233}U , όπως και από την σύλληψη στο ^{233}Pa και τη β αποδιέγερσή του και επομένως συμμετέχει σημαντικά στο κύκλο Th – U και η ενεργός διατομή σχάσης του πρέπει επίσης να μελετηθεί με μεγάλη ακρίβεια.

2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

2.1 Βασικοί ορισμοί πυρηνικής φυσικής

2.1.1 Έλλειμμα μάζας

Η μάζα του ουδέτερου ατόμου είναι πάντα μικρότερη από το άθροισμα όλων των επιμέρους νετρονίων, πρωτονίων και ηλεκτρονίων, από τα οποία αποτελείται. Η διαφορά αυτή ανάμεσα στη μάζα του ατόμου και του αθροίσματος των επιμέρους συστατικών καλείται έλλειμμα μάζας (Δm). Το έλλειμμα μάζας μπορεί να υπολογιστεί από την εξ. (2-1).

$$\Delta m = [Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n] - m_{atom} \quad (2-1)$$

Όπου: Δm = το έλλειμμα μάζας σε amu ⁵, $m_p=1.007277$ amu η μάζα πρωτονίου, $m_n = 1.008665$ amu η μάζα νετρονίου, $m_e = 0.000548597$ amu η μάζα ηλεκτρονίου, m_{atom} = μάζα ατόμου A_ZX σε amu, Z = σύνολο πρωτονίων (ατομικός αριθμός), A = σύνολο νουκλεονίων (μαζικός αριθμός).

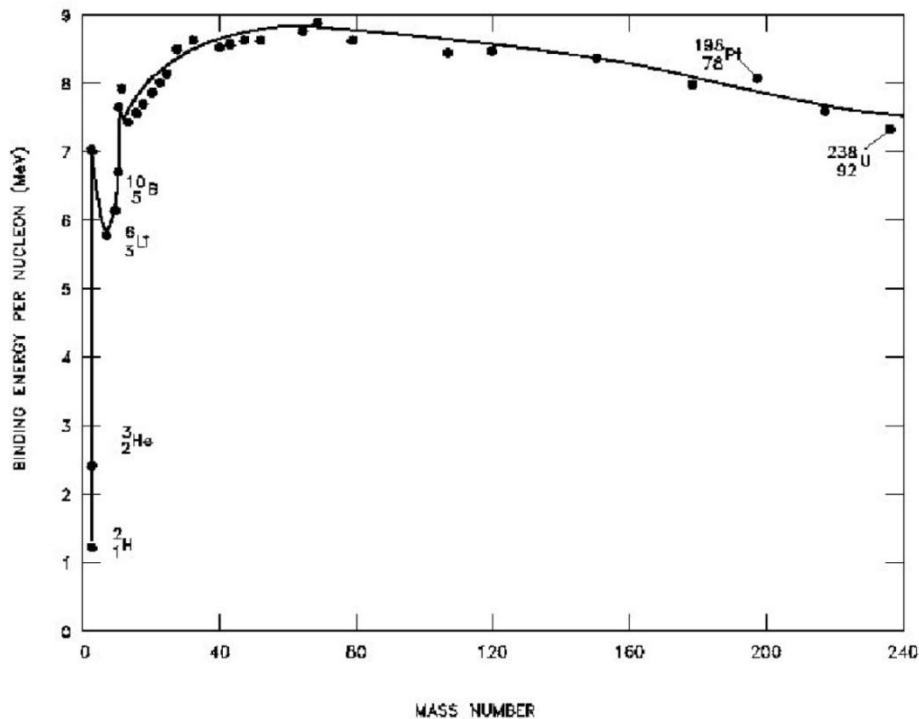
2.1.2 Ενέργεια σύνδεσης

Η απώλεια στη μάζα, ή έλλειμμα μάζας, οφείλεται στη μεταβολή μάζας σε ενέργεια σύνδεσης κατά το σχηματισμό του πυρήνα. Ως ενέργεια σύνδεσης ορίζεται το ποσό της ενέργειας που θα πρέπει να δοθεί σε ένα πυρήνα, ώστε να διαχωριστούν τα νουκλεόνια που το απαρτίζουν. Μπορεί να οριστεί και ως η ενέργεια που θα ελευθερωθεί κατά τον σχηματισμό του πυρήνα από τα νουκλεόνια που το αποτελούν. Η ενέργεια σύνδεσης είναι το ενεργειακό αντίστοιχο του ελλείμματος μάζας. Εφόσον το έλλειμμα μάζας μετατρέπεται σε ενέργεια σύνδεσης (BE) κατά τον σχηματισμό του πυρήνα, είναι δυνατός ο υπολογισμός της ενέργειας σύνδεσης από τον περίφημο τύπο του Einstein $E = mc^2$, όπου $c=2.998 \times 10^8$ m/sec είναι η ταχύτητα του φωτός.

Καθώς το σύνολο των νουκλεονίων σε ένα πυρήνα αυξάνεται, η συνολική ενέργεια σύνδεσης επίσης αυξάνεται. Ο ρυθμός της αύξησης ωστόσο διαφέρει. Αυτή η έλλειψη ομοιογένειας έχει ως αποτέλεσμα την μεταβολή της ενέργειας σύνδεσης, που σχετίζεται με το

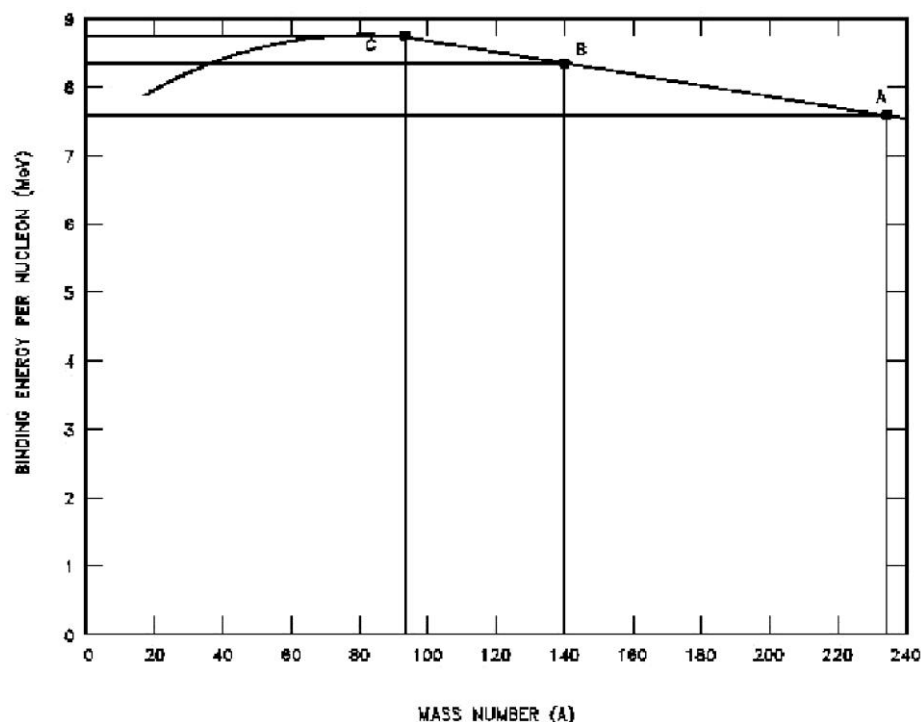
⁵ Η μονάδα **amu** ορίζεται ως το 1/12 της μάζας του ουδέτερου ατόμου ^{12}C , και αντιστοιχεί προς μάζα 1.66043×10^{-24} g. Οι δύο δομικοί λίθοι του πυρήνα, το νετρόνιο και το πρωτόνιο, έχουν αντίστοιχα μάζα : $m_n = 1.008664904$ amu, $m_p = 1.007276470$ amu.

κάθε νουκλεόνιο μέσα στο πυρήνα. Αυτή η μεταβολή στην ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο (BE/A) μπορεί να παρατηρηθεί εύκολα αν αναπαραστήσουμε το μέσο BE/A ως προς την ατομική μάζα (A), στο σχήμα 2-1.



Σχήμα 2-1. Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο (BE/A), ως προς τον ατομικό αριθμό A .^[30]

Στο σχήμα 2-2 βλέπουμε ότι η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο μειώνεται για $A > 60$. Ο λόγος BE/A έχει μέγιστη τιμή 8.79 MeV, όταν $A = 56$ και μειώνεται μέχρι και την τιμή 7.6 MeV για $A = 238$. Το γενικό σχήμα της καμπύλης BE/A μπορεί να εξηγηθεί χρησιμοποιώντας γενικές ιδιότητες πυρηνικών δυνάμεων. Ο πυρήνας συγκρατείται ενωμένος από τις πολύ μικρής εμβέλειας ελκτικές πυρηνικές δυνάμεις που ασκούνται μεταξύ νουκλεονίων. Εξάλλου, ο πυρήνας υποχρεώνεται να διασπαστεί από τις μακράς εμβέλειας απωστικές ηλεκτροστατικές (Coulomb) δυνάμεις, που ασκούνται σε όλα τα πρωτόνια μέσα στον πυρήνα.



Σχήμα 2-2. Μεταβολή της ενέργειας σύνδεσης για τυπική σχάση ^{I(30)}.

Καθώς ο ατομικός και ο μαζικός αριθμός αυξάνεται, αυξάνονται επίσης οι απωστικές ηλεκτροστατικές δυνάμεις που ασκούνται μέσα στον πυρήνα, λόγω του μεγαλύτερου αριθμού πρωτονίων στα βαριά στοιχεία. Για να υπερνικηθεί αυτή η αυξημένη άπωση, η αναλογία των νετρονίων στον πυρήνα πρέπει να αυξηθεί, ώστε να υπάρχει σταθερότητα. Η αύξηση της αναλογίας νετρονίων - πρωτονίων στον πυρήνα μπορεί να αντισταθμίσει μόνο κατά ένα μέρος τις αυξανόμενες απωστικές δυνάμεις πρωτονίου - πρωτονίου στα βαρύτερα στοιχεία. Λόγω της αύξησης των απωστικών δυνάμεων, για να αφαιρεθεί ένα νουκλεόνιο από τον πυρήνα, θα πρέπει να δοθεί, κατά μέσο όρο, λιγότερη ενέργεια. Ο λόγος BE/A ενός πυρήνα αποτελεί επομένως και μέτρο σταθερότητας. Γενικότερα, οι πιο σταθεροί πυρήνες έχουν μεγαλύτερο λόγο BE/A από τους λιγότερο σταθερούς. Η αύξηση του λόγου BE/A , καθώς ο μαζικός αριθμός μειώνεται από το 260 μέχρι το 60, είναι και ο κύριος λόγος απελευθέρωσης ενέργειας κατά την αντίδραση της σχάσης. Επιπλέον η αύξηση του λόγου BE/A , καθώς ο μαζικός αριθμός αυξάνεται από 1 μέχρι 60, είναι και ο κύριος λόγος της απελευθέρωσης ενέργειας κατά την αντίδραση της σύντηξης. Οι βαρύτεροι πυρήνες απαιτούν μόνο μια μικρή παραμόρφωση από το σφαιρικό σχήμα (μικρή πρόσθεση ενέργειας), ώστε οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις να αναγκάσουν τον πυρήνα να διασπαστεί σε δυο κομμάτια, υπερνικώντας τις

ελκτικές πυρηνικές δυνάμεις. Συνεπώς ο βαρύτερος πυρήνας είναι αυτός που σχάζεται πιο εύκολα σε σχέση με τους ελαφρύτερους πυρήνες.

2.1.3 Ενεργός διατομή

Η πιθανότητα μιας συγκεκριμένης αντίδρασης να συμβεί, ανάμεσα σε ένα νετρόνιο και ένα νουκλεόνιο, ονομάζεται ενεργός διατομή σ της συγκεκριμένης αντίδρασης και μπορεί να θεωρηθεί ως η ενεργός επιφάνεια που παρουσιάζει το νουκλεόνιο στο νετρόνιο για την αντίδραση αυτή. Η ενεργός διατομή μεταβάλλεται σε σχέση με την ενέργεια του νετρονίου και οι μονάδες της εκφράζονται σε barn, όπου $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Η παραγωγή της αντίδρασης (reaction yield), ορίζεται ως το σύνολο των αντιδράσεων που προκλήθηκαν από το σύνολο των σωματιδίων της δέσμης:

$$Y_x = N/I \cdot \epsilon \quad (2-2)$$

Όπου N είναι ο αριθμός των προϊόντων της αντίδρασης που ανιχνεύτηκαν, I ο αριθμός των σωματιδίων της δέσμης και ϵ η ανιχνευτική ικανότητα.

Για πολύ λεπτούς στόχους, μπορούμε να παραλείψουμε τον όρο για πολλαπλές συγκρούσεις ^[(31)], οπότε η ενεργός διατομή δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = Y_x/n \quad (2-3)$$

Όπου με n συμβολίζεται η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου, η οποία αντιστοιχεί στον αριθμό των πυρήνων ανά μονάδα επιφάνειας του στόχου και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$n = \frac{m \cdot N_{\text{Avog}}}{S \cdot M} \quad (2-4)$$

Όπου m και S η μάζα (g) και η επιφάνεια του στόχου (cm^2) αντίστοιχα, N_{Avog} ο αριθμός του Avogadro ($6.022 \times 10^{23} \text{ atoms/mole}$) και M το ατομικό βάρος εκφρασμένο σε γραμμάρια (γραμμοάτομα).

Στην εγκατάσταση nTOF και για τις υψηλές ενέργειες της παρούσας εργασίας, δεν ήταν δυνατός ο ακριβής προσδιορισμός της ροής της δέσμης νετρονίων. Για το λόγο αυτό ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής σχάσης σ_x του υπό μελέτη ισοτόπου έγινε μέσω αντιδράσεων αναφοράς. Χρησιμοποιώντας στόχους όμοιας επιφάνειας και ταυτόχρονη μέτρηση της κύριας αντίδρασης σχάσης και της αντίδρασης αναφοράς, η ενεργός διατομή σ_x δίνεται από την απλή σχέση:

$$\sigma_X = \sigma_{rel} \cdot \sigma_R \quad \text{όπου} \quad \sigma_{rel} = \frac{A_X \cdot m_R}{A_R \cdot m_X} \cdot \frac{S_X}{S_R} \quad (2-5)$$

Όπου σ_R η ενεργός διατομή της αντίδρασης αναφοράς, S_X και S_R το πλήθος των αντιδράσεων σχάσης που ανιχνεύτηκαν για την υπό μέτρηση αντίδραση και την αντίδραση αναφοράς αντίστοιχα, A_X και A_R ο ατομικός αριθμός και m_X και m_R η μάζα του υπό μέτρηση πυρήνα και του πυρήνα αναφοράς αντίστοιχα.

2.2 Ο ημιεμπειρικός τύπος του Weizsacker

Το γεγονός ότι η πυκνότητα και η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο είναι περίπου η ίδια για όλους τους σταθερούς πυρήνες οδήγησε στη σύγκριση του πυρήνα με υγρή σταγόνα, η οποία έχει επίσης σταθερή πυκνότητα ανεξάρτητη από τον αριθμό των μορίων. Χρησιμοποιώντας αυτή την αναλογία, ο Weizsacker ανέπτυξε το 1935 μια έκφραση για την μάζα ενός πυρήνα (ή την ενέργεια σύνδεσης, εφόσον τα μεγέθη αυτά συνδέονται) ως συνάρτηση των A και Z , η οποία είναι γνωστή ως ο ημιεμπειρικός τύπος της μάζας.

Η βασική υπόθεση με βάση το πρότυπο της υγρής σταγόνας είναι, ότι ο πυρήνας μπορεί να θεωρηθεί, ως μια υγρή σταγόνα, που παρουσιάζει ορισμένη επιφανειακή τάση και τα νουκλεόνια συμπεριφέρονται όπως τα μόρια ενός υγρού. Η αποδιέγερση του πυρήνα με εκπομπή σωματιδίων είναι ανάλογη της εξάτμισης των μορίων από την επιφάνεια του υγρού και η πυκνότητα του υγρού είναι ανεξάρτητη από το μέγεθος της σταγόνας, κάτι που παρατηρείται και στην πυρηνική ύλη. Το πρότυπο της υγρής σταγόνας ερμηνεύει ικανοποιητικά την ενέργεια σύνδεσης του πυρήνα και το φαινόμενο της σχάσης, αλλά δεν εξηγεί τις κβαντικές καταστάσεις του πυρήνα, το σπιν, τη μαγνητική ροπή κλπ.

Η ποιοτική ανάλυση της συμπεριφοράς της μέσης ενέργειας σύνδεσης ανά νουκλεόνιο (σχήμα 2-1) είναι δυνατόν να εκφραστεί σε συγκεκριμένα μαθηματικά πλαίσια με οδηγό τις προηγούμενες γενικές παρατηρήσεις ως προς την πειραματική τιμή του λόγου $B(A,Z)/A$. Η πρώτη επιτυχής προσπάθεια προς την κατεύθυνση αυτή οφείλεται στον Γερμανό φυσικό Von Weizsäcker^[(32)] που θεώρησε τον πυρήνα ως μια υγρή σταγόνα και απέδωσε την ενέργεια σύνδεσης $B(A,Z)$ των νουκλεονίων ως μια σειρά:

$$B(A,Z) = B_1 + B_2 + B_3 + \dots \quad (2-6)$$

Η συναρτησιακή μορφή κάθε όρου βασίζεται στο είδος της αλληλεπίδρασης που συνεισφέρει στην ολική ενέργεια σύνδεσης, ενώ το σχετικό μέγεθος κάθε όρου

προσδιορίζεται μέσω εμπειρικών παραμέτρων από τη σύγκριση της εξ. (2-6) προς τα πειραματικά δεδομένα. Στη συνέχεια θα εξεταστεί με λεπτομέρεια κάθε όρος της εξ. (2-6) που είναι γνωστή ως ημιεμπειρικός τύπος της μάζας ή ημιεμπειρικός τύπος του Weizsäcker.

2.2.1 Ενέργεια όγκου

Η μεγαλύτερη συνεισφορά στην ενέργεια σύνδεσης προέρχεται από την αλληλεπίδραση των νουκλεονίων μέσω των πυρηνικών δυνάμεων, που είναι μικρής εμβέλειας και ίδιες για όλα τα νουκλεόνια (n ή p). Όπως και στην περίπτωση μιας υγρής σταγόνας, η δυνατότητα κάθε μορίου του υγρού να αλληλεπιδράσει με ένα μόνο περιορισμένο αριθμό γειτονικών του μορίων⁶, οδηγεί σε σταθερή ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο που μας επιτρέπει να γράψουμε για τον πρώτο όρο της εξ. (2-6)

$$B_1 = \alpha_v A \quad (2-7)$$

Όπου α_v είναι μια σταθερά με τιμή που προσδιορίζεται εμπειρικά από τη σύγκριση με πειραματικά δεδομένα, όπως και οι υπόλοιπες σταθερές που εμπλέκονται στη σχέση (2-6). Λόγω της αναλογίας του όρου B_1 προς τον όγκο του πυρήνα, η ποσότητα της εξ. (2-7) ονομάζεται όρος όγκου ή ενέργεια όγκου.

2.2.2 Ενέργεια επιφανείας

Η μικρή εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων συνεπάγεται ότι κάθε νουκλεόνιο αλληλεπιδρά με ένα ορισμένο αριθμό νουκλεονίων στην άμεση γειτονία του. Έτσι επέρχεται πλήρης κορεσμός των πυρηνικών δυνάμεων στο εσωτερικό του πυρήνα. Αντίθετα, νουκλεόνια που βρίσκονται στην επιφάνεια του πυρήνα αλληλεπιδρούν με μικρότερο αριθμό νουκλεονίων με αποτέλεσμα να παρουσιάζουν μειωμένη ενέργεια σύνδεσης. Το πλήθος των νουκλεονίων αυτών είναι ανάλογο προς την επιφάνεια του πυρήνα

$$S \propto R^2 \propto A^{2/3} \quad (2-8)$$

και η ενέργεια που πρέπει να αφαιρεθεί από την εξ. (2-7), ώστε να ληφθεί υπ' όψιν η μειωμένη ενέργεια σύνδεσης των επιφανειακών νουκλεονίων, μπορεί να εκφραστεί από τον όρο B_2 της εξ. (2-6) με τη μορφή

$$B_2 = -\alpha_s A^{2/3} \quad (2-9)$$

⁶ Στην περίπτωση της αλληλεπίδρασης νουκλεονίων στο εσωτερικό του πυρήνα, το φαινόμενο αυτό απαντάται με την ονομασία **κορεσμός των πυρηνικών δυνάμεων**.

Ο όρος B_2 , που θυμίζει έντονα την επιφανειακή τάση των υγρών, ονομάζεται ενέργεια επιφανείας ή όρος επιφανείας.

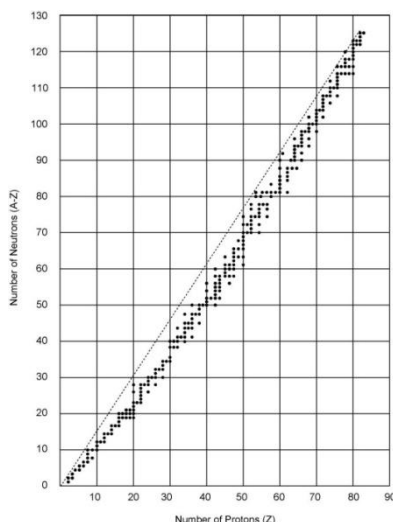
2.2.3 Ενέργεια Coulomb

Η ηλεκτροστατική ενέργεια που περιέχεται στον ατομικό πυρήνα και οφείλεται στο θετικό ηλεκτρικό φορτίο των πρωτονίων εύκολα να υπολογιστεί. Όπως αποδεικνύεται, η ενέργεια αυτή είναι ανάλογη των $\frac{1}{2}Z(Z-1)$ ζευγών πρωτονίων που αλληλεπιδρούν και αντιστρόφως ανάλογη της ακτίνας του πυρήνα, η οποία με τη σειρά της είναι ανάλογη της κυβικής ρίζας του μαζικού αριθμού. Η **ενέργεια Coulomb** επομένως που θα πρέπει να συμπεριληφθεί στη σειρά της εξ. (2-6) θα έχει τη συναρτησιακή μορφή

$$B_3 = -a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \quad (2-10)$$

2.2.4 Ενέργεια ασυμμετρίας

Σε ελαφρούς πυρήνες, όπου οι απωστικές δυνάμεις Coulomb παίζουν σχετικά μικρό ρόλο, η μέγιστη σταθερότητα απαντάται σε πυρήνες με ίσο αριθμό πρωτονίων και νετρονίων. Για πυρήνες βαρύτερους από το ασβέστιο ($Z = 20$, $A = 40$) η αλληλεπίδραση Coulomb γίνεται σημαντική και η περιοχή μέγιστης σταθερότητας αποκλίνει από τη συνθήκη $N = Z$ και απαιτείται πλεόνασμα νετρονίων για την αντιστάθμιση των απωστικών δυνάμεων Coulomb. Η εμπειρική αυτή διαπίστωση παρουσιάζεται στην γραφική παράσταση του σχήματος 2-3, όπου οι γνωστοί σήμερα σταθεροί πυρήνες του περιοδικού συστήματος απεικονίζονται στο χώρο N προς Z .



Σχήμα 2-3. Γραφική παράσταση σταθερών και ασταθών πυρήνων στο χώρο N προς Z . Με μαύρους κύκλους σημειώνονται οι σταθεροί πυρήνες^[(30)].

Η ανάλυση του όρου της εξ. (2-6) που αποδίδει τις προηγούμενες παρατηρήσεις απαιτεί έννοιες της κβαντικής θερμοδυναμικής. Εδώ θα αρκεστούμε στην παράθεση του τελικού αποτελέσματος ως προς την ενέργεια που πρέπει να αφαιρεθεί από τον όρο όγκου και που προβλέπεται ανάλογη προς το τετράγωνο του πλεονάσματος νετρονίων $N - Z$ και αντιστρόφως ανάλογη προς τον μαζικό αριθμό A , ήτοι⁷

$$B_4 = -a_a \frac{(N-Z)^2}{A} = -a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \quad (2-11)$$

2.2.5 Ενέργεια σύζευξης

Ο όρος αυτός εκφράζει την τάση του πυρήνα να παρουσιάζει μεγαλύτερη σταθερότητα με τη δημιουργία ζευγών p ή n . Ο όρος αυτός δεν έχει «συνεχή» χαρακτήρα και εκφράζεται μέσω του συντελεστή δ που προσδιορίζεται από τα πειραματικά δεδομένα.

$$B_5 = -\frac{\delta(A,Z)}{A^{1/2}} \quad (2-12)$$

όπου:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +\delta, & \text{για άρτιους} - \text{άρτιους πυρήνες} \\ 0, & \text{για αρτιους} - \text{περιττούς ή } \pi - \alpha \text{ πυρήνες} \\ -\delta, & \text{για περιττούς} - \text{περιττούς πυρήνες} \end{cases} \quad (2-13)$$

2.2.6 Η ολική ενέργεια σύνδεσης

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα των προηγούμενων παραγράφων είναι δυνατόν να γράψουμε την ολική ενέργεια του πυρηνικού συστήματος στο πρότυπο της υγρής σταγόνας ως

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm \frac{\delta}{A^{1/2}} \quad (2-14)$$

και την αντίστοιχη μάζα του πυρήνα στη βασική κατάσταση

$$M(A, Z) = ZM_H + (A - Z)m_n - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} \mp \frac{\delta}{A^{1/2}} \quad (2-15)$$

Όπου M_H και m_n είναι αντίστοιχα η μάζα του υδρογόνου και του ουδετερονίου.

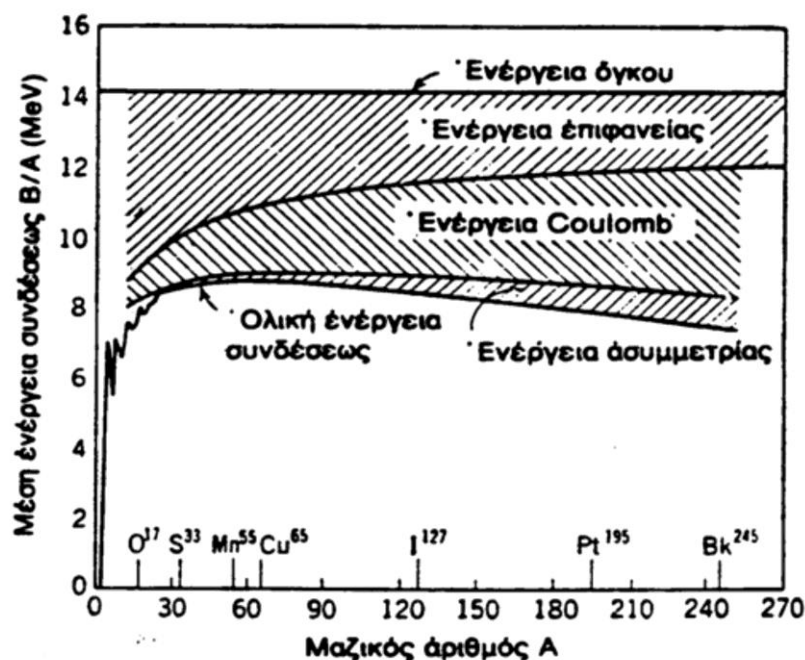
Όπως ήδη αναφέρθηκε, οι εμπειρικές σταθερές στην εξ. (2-15) μπορούν να προσδιοριστούν από την προσαρμογή του ημιεμπειρικού τύπου προς πειραματικά δεδομένα της μάζας του πυρήνα σε όλη την έκταση του Περιοδικού Συστήματος. Με τη συνεχή προσθήκη πειραματικών δεδομένων υψηλής ακριβείας η διαδικασία αυτή έχει επαναληφθεί

⁷ Για την απόδειξη της (2-11) βλ. αναφορές [(80)] και [(79)].

αρκετές φορές στο παρελθόν από διάφορους ερευνητές^[(33)]. Αν εξαιρεθούν τα δύο άκρα του περιοδικού συστήματος, η ενέργεια σύνδεσης είναι δυνατόν να αποδοθεί με ακρίβεια της τάξης του 1 % από τις τιμές των παραμέτρων

$$\begin{aligned} a_V &= 15.6 \text{ MeV} \\ a_S &= 17.4 \text{ MeV} \\ a_C &= 0.70 \text{ MeV} \\ a_a &= 23.3 \text{ MeV} \\ \delta &= 0.6 - 1.0 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2-16)$$

Για τις τιμές αυτές των εμπειρικών σταθερών, η συνεισφορά κάθε όρου της εξ. (2-14) δίνεται στο σχήμα 2-4.



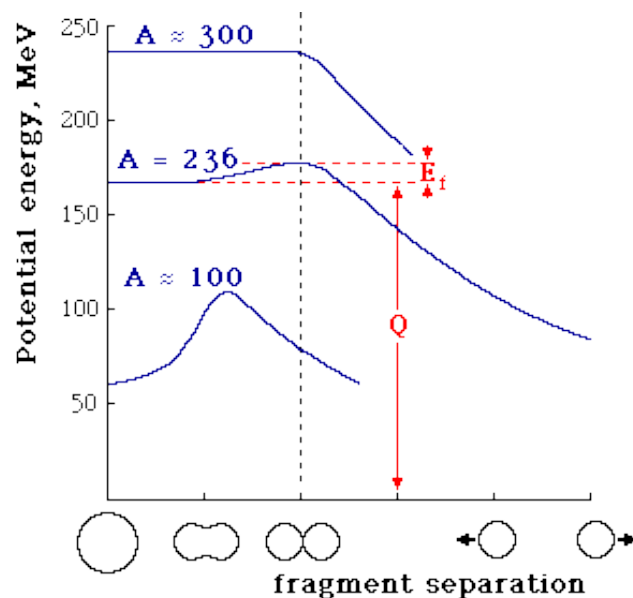
Σχήμα 2-4. Σχετική συνεισφορά των διαφόρων όρων του ημιεμπειρικού τύπου στη μέση ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο ως συνάρτηση του μαζικού αριθμού A ^[(33)].

2.3 Η διαδικασία της σχάσης

Η διαδικασία της σχάσης είναι μια εξαιρετικά πολύπλοκη συλλογική διαδικασία, κατά την οποία ένας πολύ παραμορφωμένος και βαρύς πυρήνας υποβάλλεται σε μια βαθιά αναδιάταξη, χωριζόμενος σε δυο κομμάτια παρόμοιας μάζας.

Η σχάση γενικά αντιμετωπίζεται ως ένα συλλογικό φαινόμενο σύμφωνα με το πρότυπο της υγρής σταγόνας (LDM)^[(15), (34)]. Η προσομοίωση του πυρήνα με μια φορτισμένη σταγόνα δεν είναι βοηθητική μόνο για την αναλυτική έκφραση του πυρηνικού δυναμικού, αλλά

παρέχει και χρήσιμες εικόνες της διαδικασίας. Το πρότυπο της υγρής σταγόνας προβλέπει σφαιρικό σχήμα για όλες τις βασικές καταστάσεις του πυρήνα, ο οποίος όταν διεγερθεί παραμορφώνεται και ταλαντώνεται. Κάτω από ορισμένες συνθήκες, ο συναγωνισμός της ενέργειας επιφάνειας (εξίσωση (2-9)) και της ενέργειας Coulomb (εξίσωση (2-10)), που βασικά συνεισφέρουν στη μεταβολή της ενέργειας του πυρήνα, μπορεί να οδηγήσουν τον πυρήνα σε διάσπαση, σε δυο θραύσματα σχάσης. Η δυναμική ενέργεια των δυο θραυσμάτων, κατά τη διάρκεια της σχάσης, δίνεται στο σχήμα 2-5, ως συνάρτηση της παραμόρφωσης της υγρής σταγόνας (της απόστασης των δυο θραυσμάτων) κατά την διαδικασία της σχάσης. Στο ίδιο σχήμα φαίνεται η εξάρτηση του βάθους του δυναμικού σχάσης E_f , από τον ατομικό αριθμό A του στοιχείου. Όταν το A αυξηθεί σημαντικά, η σχάση συμβαίνει πλέον αυθόρμητα. Σε αυτό το πρότυπο αυθόρμητη σχάση μπορεί να συμβεί και μέσω του κβαντομηχανικού φαινομένου «σήραγγας».



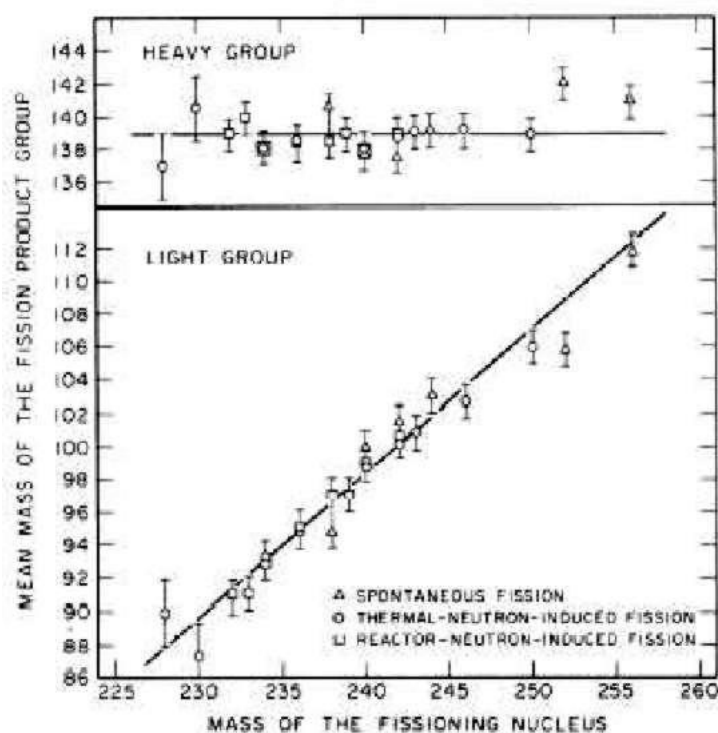
Σχήμα 2-5. Σχηματική αναπαράσταση της δυναμικής ενέργειας ως συνάρτηση της απόστασης των δύο θραυσμάτων σχάσης, για πυρήνες με διάφορους ατομικούς αριθμούς.^[(35)]

2.3.1 Το πυρηνικό πρότυπο φλοιών

Παρά την πρώτη επιτυχία του προτύπου της υγρής σταγόνας (LDM) στην περιγραφή του φαινομένου της σχάσης, το πρότυπο αυτό δεν μπορεί να εξηγήσει βασικές ιδιότητες των ακτινίδων, όπως το μη σφαιρικό σχήμα της βασικής τους κατάστασης και τον ασύμμετρο διαχωρισμό της μάζας κατά τη σχάση (σχήμα 2-6). Για το λόγο αυτό είναι αναγκαία η

εισαγωγή της διόρθωσης φλοιών (Shell Correction, SC) για την επεξήγηση της διαδικασίας της σχάσης.

Το πυρηνικό πρότυπο φλοιών^[(36)] αναπτύχθηκε κατ' αναλογία με το ατομικό πρότυπο. Η αμοιβαία αλληλεπίδραση μεταξύ των νουκλεονίων περιγράφεται από ένα μέσο δυναμικό, αποτελούμενο από ένα κεντρικό δυναμικό και την αλληλεπίδραση τροχιακής στροφορμής με το spin (LS), καθώς τα νουκλεόνια θεωρούνται ότι κινούνται ανεξάρτητα μέσα σε αυτό το δυναμικό. Το πρότυπο φλοιών προβλέπει την ασυμμετρία των θραυσμάτων της σχάσης, με την εισαγωγή της έννοιας των κλειστών νουκλεονικών φλοιών και των «μαγικών αριθμών».

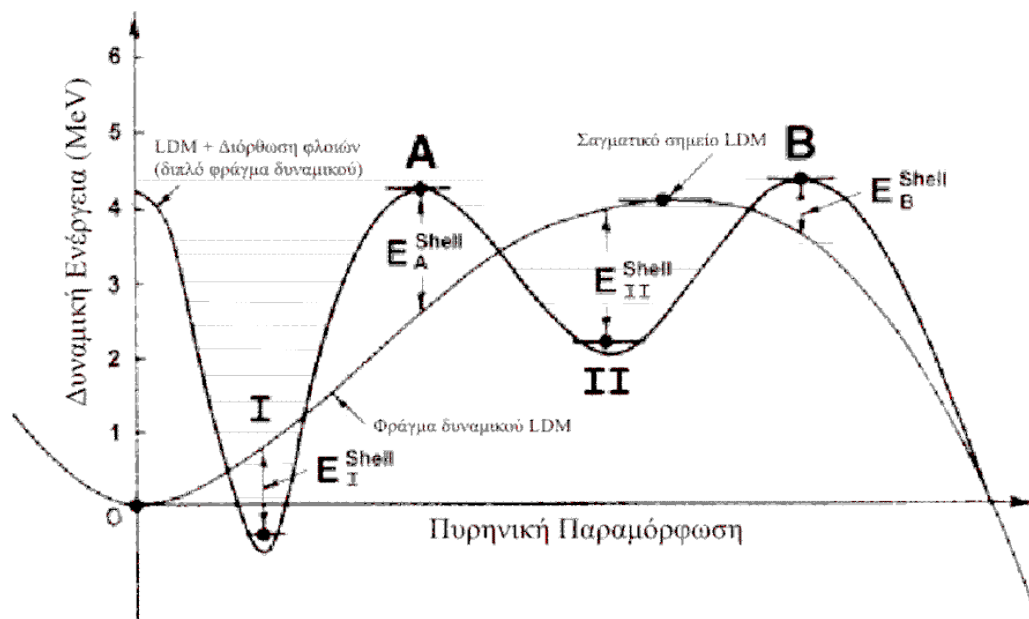


Σχήμα 2-6. Ο μέσος όρος των μαζών των ελαφρών και βαρέων προϊόντων σχάσης, όπως ομαδοποιούνται ως συνάρτηση της μάζας του σχάσιμου πυρήνα. Τα πειραματικά δεδομένα του σχήματος υποδεικνύουν ότι στην ομάδα των βαρέων προϊόντων η μάζα παραμένει σχεδόν σταθερή, ενώ στην ομάδα των ελαφρών η μάζα αυξάνεται γραμμικά με την μάζα του πυρήνα που υφίσταται σχάση^[(37)].

Σημαντική επίσης είναι η επίδραση της δομής φλοιών στο φράγμα σχάσης. Καθώς ο πυρήνας επιμηκύνεται, εμφανίζεται διακύμανση της δυναμικής ενέργειας σε συνάρτηση με την παραμόρφωση και σχηματισμό δεύτερου ελαχίστου στη συνάρτηση δυναμικής ενέργειας. Από το σημείο επομένως που αρχίζει να συμβαίνει η σχάση, μεταβάλλεται η μορφή του ενός φράγματος ενώ η ενεργειακή εξάρτηση που εισάγεται από τους φλοιούς αποτελεί φράγμα δυναμικού με δύο κορυφές (σαγματικά σημεία), οπότε η διείσδυση των δυο λεπτότερων φραγμάτων γίνεται πιθανότερη και η σχάση διευκολύνεται.

Η εισαγωγή του διπλού φράγματος δυναμικού ήταν αναγκαία για την εξήγηση των ισομερών σχάσης ή σχήματος. Οι διεγερμένες ενεργειακές καταστάσεις των ισομερών με μεγάλη πιθανότητα για αυθόρμητη σχάση σε σχέση με την αποδιέγερση $-\gamma$ ανακαλύφθηκαν το 1962^[(38)]. Τα ισομερή σχάσης ή σχήματος αποδόθηκαν σε καταστάσεις στο δεύτερο πηγάδι δυναμικού και μπορούν να αποδιεγερθούν με σχάση, διαμέσου ενός σχετικά χαμηλού φράγματος ή με εκπομπή ακτινοβολίας $-\gamma$ προς τη βασική κατάσταση (σχήμα 2-7).

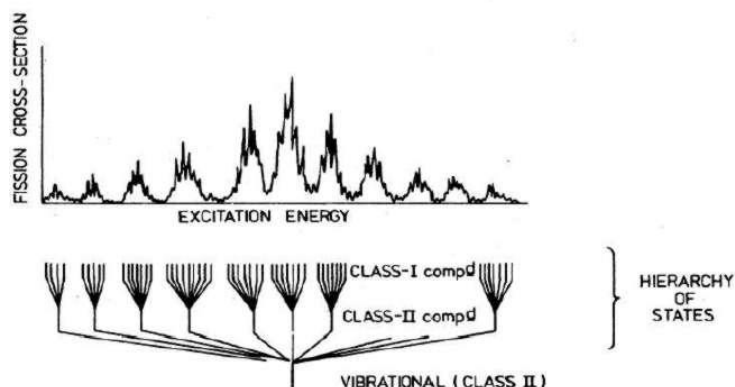
Οι καταστάσεις στο δεύτερο πηγάδι δυναμικού (καταστάσεις τάξης II), αντιστοιχούν σε υπερπαραμορφωμένη κατάσταση του πυρήνα και εμφανίζουν πολύ μεγαλύτερη πιθανότητα αποδιέγερσης μέσω σχάσης (καθυστερημένη σχάση, delayed fission) από τις αντίστοιχες καταστάσεις της ίδιας ενέργειας στο πρώτο πηγάδι δυναμικού (καταστάσεις τάξης I) που αντιστοιχούν σε απλή παραμόρφωση του σχάσιμου πυρήνα. Αυτή η εξήγηση για τα ισομερή σχάσης επιβεβαιώθηκε από μετρήσεις του περιστροφικού φάσματος των διεγερμένων καταστάσεων, του σχάσιμου πυρήνα στο δεύτερο πηγάδι δυναμικού^[(23)].



Σχήμα 2-7. Το διπλό φράγμα δυναμικού μπορεί να εξηγήσει την ύπαρξη των μικρών χρόνων ζωής ισομερών σχάσης. Η διεισδυτικότητα του δεύτερου φράγματος είναι μεγαλύτερη από ότι στο συνολικό φράγμα. Οι πυρηνικές καταστάσεις στο πρώτο και στο δεύτερο πηγάδι αναφέρονται ως τάξης I και τάξης II καταστάσεις, ενώ οι καταστάσεις πάνω από τα φράγματα αναφέρονται ως καταστάσεις μετάβασης.

Το δεύτερο πηγάδι δυναμικού επηρεάζει και τη μορφή των συντονισμών στην ενεργό διατομή σχάσης. Στην ενεργειακή περιοχή από eV – keV παρουσιάζονται πολλοί συντονισμοί που αποδίδονται σε διεγερμένες καταστάσεις στο πρώτο πηγάδι δυναμικού^[(23)]. Οι

καταστάσεις στο δεύτερο πηγάδι με την ίδια ενέργεια με αυτές στο πρώτο πηγάδι, είναι κατά μέσο όρο πιο απομακρυσμένες. Αυτό το φαινόμενο προκύπτει λόγω του ότι το δεύτερο πηγάδι δεν είναι τόσο βαθύ όσο το πρώτο και η πυκνότητα των καταστάσεων εξαρτάται από την ενέργεια διέγερσης πάνω από την βασική κατάσταση (όσο πιο ψηλά από την βασική κατάσταση, τόσο πιο κοντινές γίνονται οι ενεργειακές καταστάσεις). Άλλη διαφορά μεταξύ των καταστάσεων τάξης I και II, είναι ότι οι καταστάσεις στο δεύτερο πηγάδι έχουν μεγαλύτερη πιθανότητα να οδηγήσουν σε σχάση, λόγω του ότι έχουν να διαπεράσουν μόνο ένα φράγμα. Το υψηλό φράγμα δυναμικού μεταξύ των δυο πηγαδιών δυναμικού της σχάσης ευθύνεται για την ασθενή σύζευξη μεταξύ των δυο καταστάσεων τάξης I και II. Το αποτέλεσμα της σύζευξης εμφανίζεται στους συντονισμούς της ενεργού διατομής σχάσης, οι οποίοι έχουν τα χαρακτηριστικά των ενεργειακών καταστάσεων τάξης II, που είναι ευρείες και απομακρυσμένες μεταξύ τους ενεργειακά και των καταστάσεων τάξης I, που χαρακτηρίζονται από μικρό εύρος και μικρή ενεργειακή απόσταση μεταξύ τους. Το φαινόμενο αυτό μεταφράζεται σε ενεργό διατομή που δίνει τις δομές συντονισμού όπως φαίνονται στο σχήμα 2-8, και σχηματίζουν σμήνη σε καλά καθορισμένες ομάδες.

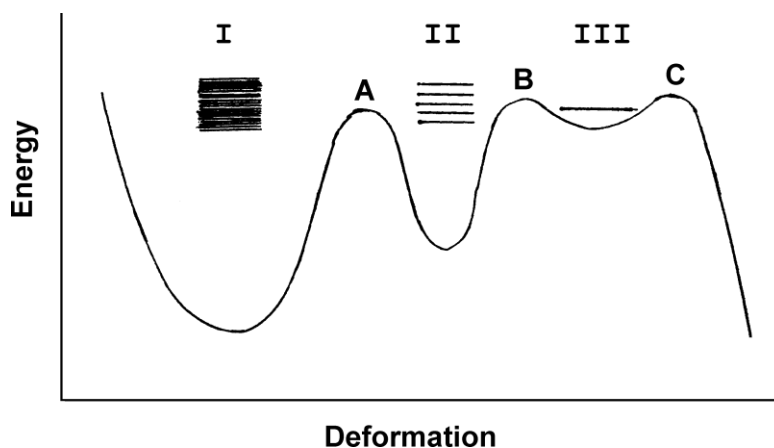


Σχήμα 2-8. Η δομή των συντονισμών, όπως εξηγείται από την σύζευξη των καταστάσεων τάξης I και τάξης II⁽²³⁾.

Τέλος αξίζει να σημειωθεί η ισχυρή εξάρτηση της ενεργού διατομής σχάσης από τη σύζευξη των νουκλεονίων. Θεωρώντας τα ισότοπα του ουρανίου, οι πυρήνες με περιττό A μπορούν να σχαστούν με θερμικά νετρόνια, ενώ οι άρτιοι – άρτιοι πυρήνες παρουσιάζουν κατώφλι σχάσης στην περιοχή των MeV. Για πυρήνες, όπως το ^{235}U , η ενεργός διατομή χαρακτηρίζεται από εξάρτηση $1/v$ (όπου v η ταχύτητα του νετρονίου) στην θερμική περιοχή με πολύπλοκη δομή συντονισμών. Σε αυτή την ενεργειακή περιοχή, η ενεργός διατομή σχάσης υπερσχύει έναντι της σκέδασης και της σύλληψης και είναι τρεις τάξεις μεγέθους

μεγαλύτερη από την ενεργό διατομή σχάσης για τα νετρόνια υψηλών ενεργειών. Αντίθετα το ^{238}U απαιτεί περισσότερη ενέργεια από το ^{235}U για να σχαστεί, λόγω της σύζευξης των νουκλεονίων και έτσι σχάζεται μόνο με νετρόνια υψηλής ενέργειας.

Για μερικούς βαρείς πυρήνες, όπως το Th και U, έχει εμφανιστεί το φαινόμενο της «ανωμαλίας Th», το οποίο συνδέεται με εμφάνιση λεπτών συντονισμών στην περιοχή του κατωφλίου σχάσης που αποδίδονται σε πιθανή ύπαρξη τρίτου ρηχού φράγματος δυναμικού, όπως φαίνεται στο σχήμα 2-9. Ο πυρήνας στην περιοχή του τρίτου πηγαδιού δυναμικού εμφανίζει μεγάλη υπερπαραμόρφωση (hyper deformation) και καταστάσεις χαμηλής ενέργειας διέγερσης συλλογικού χαρακτήρα, που χτίζονται πάνω σε καταστάσεις απλών ημισωματιδίων (single quasi-particle states). Ο εποικισμός αυτών των καταστάσεων έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση των δονητικών συντονισμών στην ενεργό διατομή σχάσης, οι οποίοι είναι λεπτοί, λόγω της χαμηλής ενέργειας της στάθμης και του μικρού πλάτους του φράγματος δυναμικού (B).



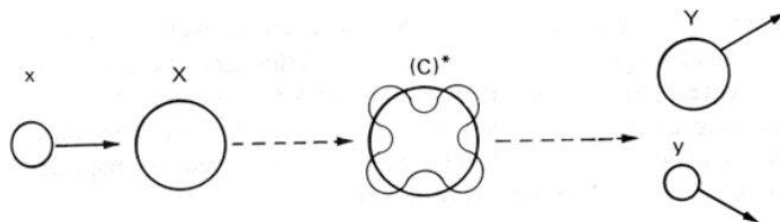
Σχήμα 2-9. Το τριπλό φράγμα δυναμικού

Συμπερασματικά, το πυρηνικό δυναμικό (LDM+SC) ως συνάρτηση της πυρηνικής παραμόρφωσης επεξηγεί το φαινόμενο της αυθόρμητης σχάσης και της ενδιάμεσης δομής. Το αυθόρμητα σχάσιμο ισομερές είναι η μικρότερη ενεργειακή κατάσταση στο δεύτερο ελάχιστο της καμπύλης δυναμικού. Αυτό το δευτερεύον πηγάδι φιλοξενεί ένα ολόκληρο σμήνος ενεργειακών καταστάσεων αυξανόμενης πολυπλοκότητας, που εμφανίζεται στην ενεργό διατομή σχάσης, με την μορφή πολύπλοκων συντονισμών (καταστάσεις «τάξης II» ή και «τάξης III»), στην περιοχή του ενεργειακού κατωφλίου της σχάσης.

2.3.2 Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα

Η ιδέα του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα προτάθηκε το 1936 από τον Bohr ^[39] και περιγράφει την αλληλεπίδραση βλήματος με πυρήνα – στόχο μέσω της δημιουργίας ενός διεγερμένου σύνθετου πυρήνα που μπορεί να φτάσει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας και στη συνέχεια να αποδιεγερθεί με κάποιο από τα δυνατά κανάλια εξόδου. Η βασική ιδιότητα ενός τέτοιου θερμοδυναμικού συστήματος είναι ότι η αποδιέγερσή του είναι ανεξάρτητη του τρόπου δημιουργίας του (υπόθεση της ανεξαρτησίας).

Τα νετρόνια μπορούν να προκαλέσουν πολλών ειδών αλληλεπιδράσεις. Μπορεί απλώς να σκεδαστούν από τον πυρήνα (ελαστική σκέδαση), ή να απορροφηθούν από αυτόν. Σε περίπτωση που κάποιο νετρόνιο απορροφηθεί, θα σχηματιστεί ένας σύνθετος πυρήνας (compound nucleus), που υπάρχει για περίπου $10^{-16} - 10^{-18}$ sec, είναι ασταθής, προσωρινά περιέχει όλη την ενέργεια, φορτίο και μάζα της αντίδρασης και κατόπιν αποδιεγείρεται. Η αποδιέγερσή του μπορεί να γίνει με διάφορους τρόπους ανάλογα με την ενέργεια διέγερσης, με εκπομπή ακτινοβολίας γ , σωματιδίου, ή να προκληθεί σχάση (σχήμα 2-10).



Σχήμα 2-10. Τυπική αντίδραση νετρονίου. Τα αντιδρώντα x και X παράγουν τον σύνθετο πυρήνα $(C)^*$ και αυτός στη συνέχεια αποδιεγείρεται παράγοντας τα Y και y .

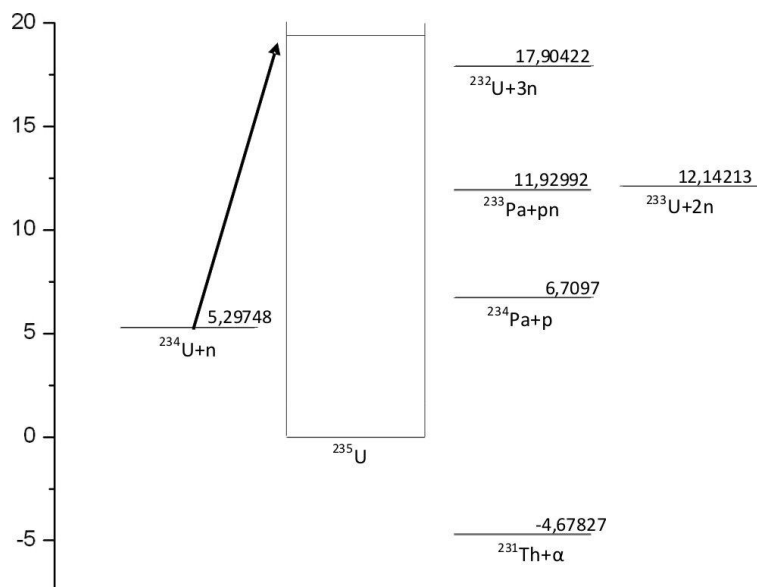
Για να αποδιεγερθεί ο σύνθετος πυρήνας, με μια συγκεκριμένη αντίδραση, θα πρέπει η ενέργεια διέγερσης να είναι μεγαλύτερη από την «τιμή Q » της αντίδρασης. Ως «τιμή Q » ορίζεται η διαφορά μάζας και ενέργειας των προϊόντων και των αντιδρώντων. Αν η τιμή αυτή είναι θετική, τότε η αντίδραση είναι εξώθερμη. Αν η «τιμή Q » είναι αρνητική, τότε για να πραγματοποιηθεί η αντίδραση θα πρέπει να προσφερθεί ενέργεια. Στα σχήματα 2-11 και 2-12 παρουσιάζονται γραφικά οι «τιμές Q » στο ενεργειακό διάγραμμα αντιδράσεων νετρονίων για το ^{234}U και το ^{232}Th αντίστοιχα. Η συμβολή των αντιδράσεων αυτών φαίνεται στα σχήματα 2-13 και 2-14 για το ^{234}U και το ^{232}Th αντίστοιχα, τα οποία προέρχονται από την βιβλιογραφική αναφορά ^[40].

Στην περίπτωση της αντίδρασης σχάσης (n,f), εκτός από τη σχάση του σύνθετου πυρήνα (^{235}U και ^{233}Th στα σχήματα 2-11 και 2-12, αντίστοιχα), όσο αυξάνεται η ενέργεια των νετρονίων, αρχίζει να γίνεται δυνατή ενεργειακά η σχάση των θυγατρικών πυρήνων ^{234}U

και ^{232}Th από τα κανάλια (n,nf), καθώς και των ^{233}U και ^{231}Th , από τα κανάλια (n,2nf), γνωστή στην βιβλιογραφία ως «σχάση πολλαπλών ευκαιριών» (multiple chance fission). Στις περιπτώσεις που η ενέργεια του νετρονίου είναι της τάξης μερικών MeV, το φαινόμενο των αντιδράσεων (n,xnf) αποτελεί σημαντική συμβολή στην ολική ενεργό διατομή σχάσης.

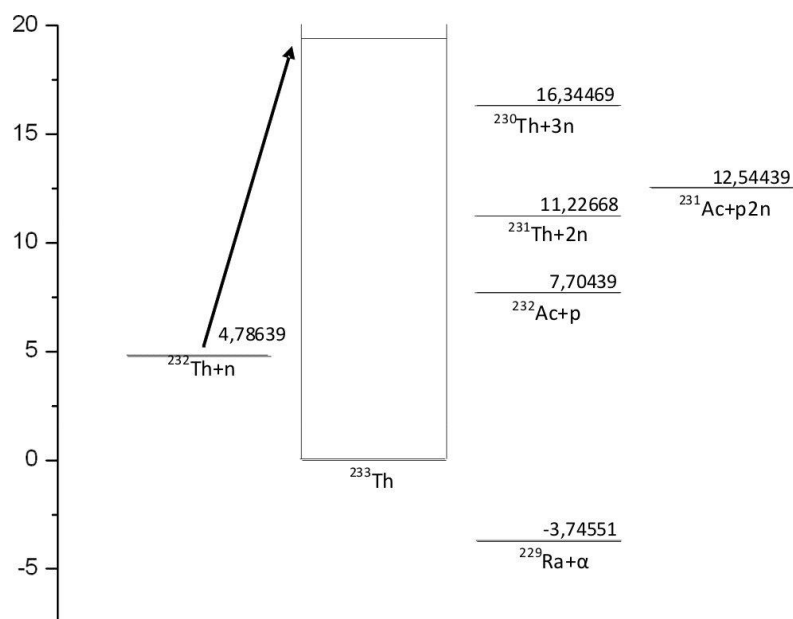
Η συμβολή της «σχάσης πολλαπλών ευκαιριών» στην ολική ενεργό διατομή σχάσης, είναι γενικά μικρή στα περισσότερα ισότοπα. Στο ^{232}Th όμως η αντίδραση (n,nf) γίνεται ο πιο σημαντικός όρος μετά από ενέργεια νετρονίων μερικών MeV. Για την πιθανότητα αποδιέγερσης με σχάση μετά από εκπομπή νετρονίου, ρόλο παίζει η σχασιμότητα του πυρήνα που αντιδρά καθώς και του σύνθετου πυρήνα, όπως και των θυγατρικών N-x πυρήνων που παράγονται. Λόγω της μειωμένης σχασιμότητας του στόχου και της αυξημένης σχασιμότητας των ισοτόπων $^{233-x}\text{Th}$, τα οποία προκύπτουν μετά από την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα ενός ή περισσότερων νετρονίων παρατηρείται μια υπολογίσιμη επίδραση στην παρατηρούμενη ενεργό διατομή. Αν η ενέργεια του νετρονίου ξεπεράσει την ενέργεια κατωφλίου της αντίδρασης, η ενεργός διατομή κυριαρχείται από την αντίδραση (n,nf).

Στις αντιδράσεις νετρονίων σε χαμηλές ενέργειες, η ενεργός διατομή περιορίζεται σε αντιδράσεις του τύπου (n,γ) ή (n,f), όπως γίνεται εμφανές από τα ενεργειακά διαγράμματα των σχημάτων 2-11 και 2-12, ενώ σε υψηλότερες ενέργειες νετρονίων ανοίγουν τα κανάλια παραγωγής σωματιδίων με πιο σημαντικά αυτά της εκπομπής νετρονίων (n,2n) και (n,3n).

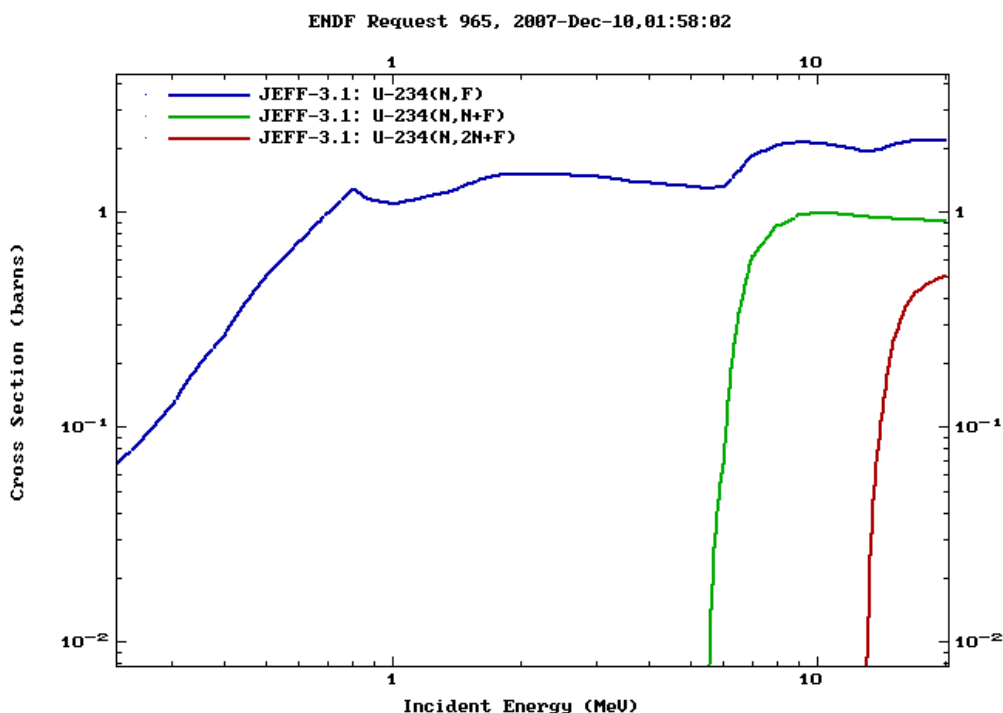


Σχήμα 2-11. Σχηματικό ενεργειακό διάγραμμα για τα προϊόντα της αντίδρασης $^{234}\text{U} + n$. Στο μηδέν (0) του άξονα ψ αντιστοιχεί η ενέργεια της βασικής κατάστασης του σύνθετου πυρήνα. Για να «ανοίξει» ένα

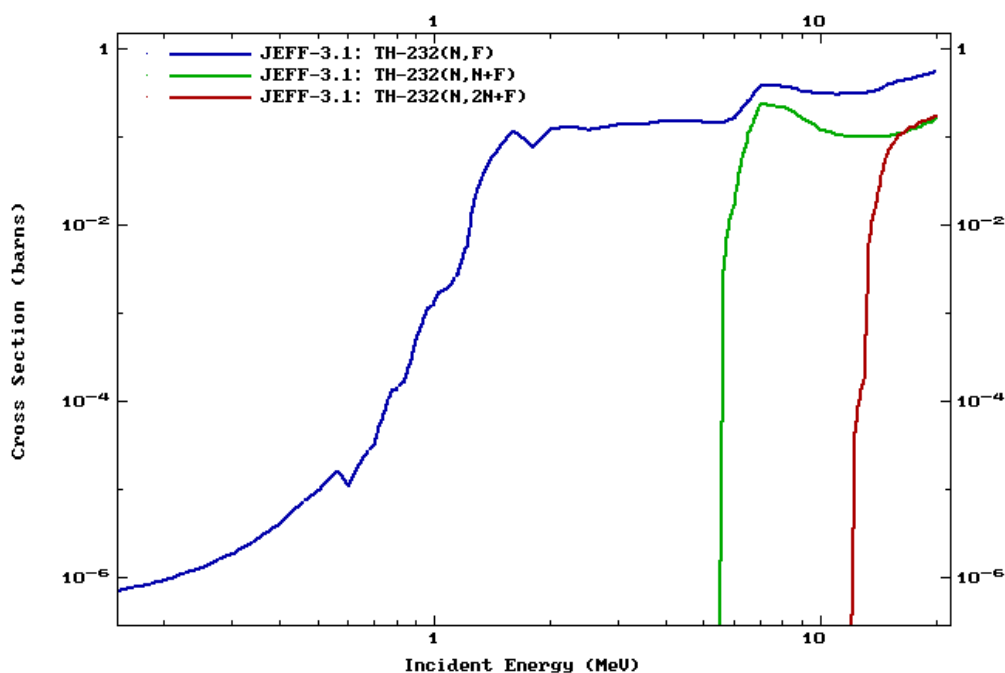
κανάλι αντίδρασης θα πρέπει η ολική ενέργεια να είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια κατωφλίου. Οι αρνητικές τιμές υποδεικνύουν ότι οι αντιδράσεις είναι αυθόρμητες.



Σχήμα 2-12. Σχηματικό ενεργειακό διάγραμμα των «τιμών Q» για τα προϊόντα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}+n$, όπως και στο σχήμα 2-11.



Σχήμα 2-13. Η ολική ενεργός διατομή της σχάσης (n,f), σχάσης «δεύτερης ευκαιρίας» (n,n+f) και «τρίτης ευκαιρίας» (n,2n+f) για το ^{234}U , όπως έχουν υπολογιστεί από τη βάση δεδομένων JEFF^[41)]. Το κανάλια (n,n+f),(n,2n+f) «ανοίγουν» με την αύξηση της ενέργειας του νετρονίου και η συνεισφορά τους είναι φανερά στην ολική ενεργό διατομή σχάσης (n,f).



Σχήμα 2-14. Η ολική ενεργός διατομή της σχάσης (n,f), σχάσης «δεύτερης ευκαιρίας» (n,n+f) και «τρίτης ευκαιρίας» (n,2n+f), για το ^{232}Th , όπως έχουν υπολογιστεί από τη βάση δεδομένων JEFF^[(41)]. Στην περίπτωση του ^{232}Th , η αντίδραση (n,n+f) κυριαρχεί στην ολική ενεργό διατομή σχάσης.

2.4 Η σχάση σύμφωνα με το στατιστικό πρότυπο

Το στατιστικό πρότυπο των Hauser – Feshbach^[(42)] οδηγεί σε μια έκφραση υπολογισμού της ενεργού διατομής μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα, στηριζόμενη στην υπόθεση ανεξαρτησίας του Bohr^[(39)]. Στην περίπτωση της σχάσης των ακτινιδών, ο σύνθετος πυρήνας που παράγεται από την αλληλεπίδραση με «γρήγορα» νετρόνια, αποδιεγείρεται μέσω ανταγωνιστικών καναλιών εξόδου, με σπουδαιότερα αυτά της σχάσης (n,f), της σκέδασης (n,n) ή (n,n') και της σύλληψης νετρονίου με αποδιέγερση ακτινοβολίας γ (n, γ) και σε υψηλότερες ενέργειες τα κανάλια εκπομπής νετρονίων (n,xn).

2.4.1 Υπολογισμός ενεργού διατομής

Σύμφωνα με τη στατιστική θεωρία η ενεργός διατομή σχάσης $\sigma_{nf}(E)$ ενός πυρήνα στροφορμής I, προκαλούμενης από νετρόνια τροχιακής στροφορμής l, δίνεται από την έκφραση:

$$\sigma_{nf}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2(2I+1)} \sum_{l,j} \pi (2J+1) T_{lj}^{J\pi}(E) P_f^{J\pi}(E) S_{nf}^{lj\pi} \quad (2-17)$$

Η πιθανότητα σχάσης $P_f^{J\pi}(E)$ του σύνθετου πυρήνα με ενέργεια διέγερσης U , για δεδομένη στροφορμή J και ομοτιμία π , είναι

$$P_f^{J\pi}(E) = \frac{T_f^{J\pi}(U)}{T_f^{J\pi}(U) + T_n^{J\pi}(U) + T_\gamma^{J\pi}(U)} \quad (2-18)$$

Όπου $U=B+E$ είναι η ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα, B είναι η ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου, E η ενέργεια του προσπίπτοντος νετρονίου, $T_{lj}^{J\pi}$ είναι ο συντελεστής διέλευσης, για τα νετρόνια εισόδου, για το κανάλι $(ljJ\pi)$, $T_f^{J\pi}$, $T_n^{J\pi}$ και $T_\gamma^{J\pi}$ είναι οι συντελεστές διέλευσης για τη σχάση, τη σκέδαση και την σύλληψη νετρονίου αντίστοιχα. Οι συντελεστές διέλευσης υπολογίζονται σύμφωνα με το οπτικό πρότυπο του πυρηνικού δυναμικού, το οποίο μπορεί να περιλαμβάνει και τη μέθοδο των συζευγμένων καναλιών για την περιγραφή της αλληλεπίδρασης του νετρονίου με τον πυρήνα, θεωρώντας διαφορετικά κανάλια εξόδου ανάλογα με τη διέγερση συλλογικού χαρακτήρα που μπορεί να προκληθεί στον πυρήνα. Με $S_{nf}^{ljJ\pi}$ συμβολίζεται ο παράγοντας διόρθωσης διακύμανσης πλάτους των Porter – Thomas, που εκφράζει τον συσχετισμό ανάμεσα στο προσπίπτον μερικό κύμα και τα εκπεμπόμενα κύματα. Είναι σημαντικός μόνο στις χαμηλές ενέργειες όπου λίγα κανάλια εξόδου είναι ανοιχτά, ενώ με την αύξηση των καναλιών εξόδου τείνει στη μονάδα.

2.4.2 Το κανάλι της σχάσης

Η σχάση, με τη χρήση του διπλού φράγματος δυναμικού, μπορεί να θεωρηθεί ως μια διαδικασία δύο σταδίων, ένα για διέλευση στο εσωτερικό φράγμα δυναμικού A και ένα για διέλευση στο εξωτερικό φράγμα B (σχήμα 2-7). Ο συντελεστής διέλευσης για το κανάλι της σχάσης $T_f^{J\pi}(U)$, δίνεται από τη σχέση:

$$T_f^{J\pi}(U) = \frac{T_{fA}^{J\pi}(U)T_{fB}^{J\pi}(U)}{(T_{fA}^{J\pi}(U) + T_{fB}^{J\pi}(U))} \quad (2-19)$$

Ο συντελεστής διέλευσης $T_{fi}^{J\pi}(U)$, ορίζεται από τις καταστάσεις μετάβασης και την πυκνότητα καταστάσεων $\rho_{fi}(\epsilon, J, \pi)$, του σχάσιμου πυρήνα στο εσωτερικό και εξωτερικό φράγμα ($i=A$ και $i=B$ αντίστοιχα).

$$T_{fi}^{J\pi}(U) = \sum_{K=-J}^J T_{fi}^{K\pi}(U) + \int_0^U \frac{\rho_{fi}(\epsilon, J, \pi)}{1 + \exp\left[\frac{E_{fi} + \epsilon - U}{2\pi \frac{h\omega_i}{h\omega_i}}\right]} d\epsilon \quad (2-20)$$

$$T_{fi}^{K\pi}(U) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_{fi} + \epsilon_{fi}^{K\pi} - U}{2\pi \frac{h\omega_i}{h\omega_i}}\right]} \quad (2-21)$$

Όπου ο πρώτος όρος εκφράζει τη συνεισφορά των χαμηλών ενεργειακά διακριτών καταστάσεων $\varepsilon_{fi}^{JK\pi}$ και ο δεύτερος τη συνεισφορά από τις «συνεχείς» στάθμες στο «σαγματικό» σημείο της παραμόρφωσης με πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων $\rho_{fi}(\varepsilon, J, \pi)$. Με $\varepsilon = U - E_{fi}$ συμβολίζεται η ενέργεια διέγερσης του σχάσιμου πυρήνα, ενώ με E_{fi} και $\hbar\omega_i$ το ύψος και τη καμπυλότητα του κάθε φράγματος.

2.4.3 Πυκνότητα καταστάσεων

Η πυκνότητα καταστάσεων είναι σημαντική παράμετρος του στατιστικού προτύπου. Η πυκνότητα των καταστάσεων σχάσης (ή πυκνότητα καταστάσεων του σχάσιμου πυρήνα στο εσωτερικό και εξωτερικό «σαγματικό» σημείο της παραμόρφωσης), απαιτείται για τον υπολογισμό του συντελεστή διέλευσης σχάσης.

Για τον υπολογισμό της πυκνότητας των καταστάσεων σε σταθερές παραμορφώσεις, χρησιμοποιούνται διάφορα πρότυπα, όπως

- ✓ Αερίου Fermi (Back – shifted Fermi – Gas Model, BFGM)^[(43)], σύμφωνα με το οποίο ο πυρήνας περιγράφεται από μη αλληλεπιδρώντα σωματίδια Fermi.
- ✓ Σταθερής θερμοκρασίας (Constant Temperature Model, CTM)^[(44)]. Αυτό αναπαράγει ικανοποιητικά την πυκνότητα καταστάσεων στην περιοχή του «διακριτού», θεωρώντας σταθερή την παράμετρο πυρηνικής θερμοκρασίας που εξαρτάται από το μαζικό αριθμό A.
- ✓ Του γενικευμένου υπερρευστού (Generalized Super fluid Model, GSM)^[(45)]. Το πρότυπο GSM χαρακτηρίζεται από την φαινομενολογική περιγραφή του διεγερμένου πυρήνα, του οποίου τα βασικά θερμοδυναμικά μεγέθη θεωρούνται ότι μεταβάλλονται με διαφορετικό τρόπο στις χαμηλές ενέργειες, όπου ο πυρήνας συμπεριφέρεται σαν υπερρευστό από ό,τι σε υψηλότερες ενέργειες. όπου μεταβάλλεται η φάση στη θερμοδυναμική περιγραφή του πυρήνα από την υπερρευστή στη ρευστή κατάσταση. Κάτω από αυτή την κρίσιμη περιοχή μεταβολής φάσης, η πυκνότητα καταστάσεων επηρεάζεται από φαινόμενα σύζευξης νουκλεονίων, από την επίδραση των πυρηνικών φλοιών και τον άρτιο αριθμό νουκλεονίων στην πυκνότητα καταστάσεων, ενώ πάνω από την κρίσιμη περιοχή, η επίδραση των φαινομένων αυτών εξασθενεί και η περιγραφή του διεγερμένου πυρήνα πλησιάζει αυτήν του προτύπου του αερίου Fermi.

Αυτά τα μοντέλα, παρέχουν προσεγγιστικά παρόμοιες πυκνότητες καταστάσεων σε ενέργειες διέγερσης κοντά στην ενέργεια διαχωρισμού του νετρονίου, εφόσον είναι κανονικοποιημένα να αναπαράγουν την πυκνότητα των διακριτών νετρονιακών συντονισμών, που παρατηρούνται όταν ο πυρήνας αυτός δημιουργείται μέσω της αντίδρασης (n,γ) σε χαμηλές ενέργειες διέγερσης.

Σε βαρείς παραμορφωμένους πυρήνες, η ολική πυρηνική πυκνότητα σταθμών $\rho(U, J, \pi)$ μπορεί να αναπαρασταθεί από την παραγοντοποιημένη συνεισφορά των ημισωματιδιακών και συλλογικών καταστάσεων:

$$\rho(U, J, \pi) = K_{\text{rot}}(U, J) K_{\text{vib}}(U) \rho_{\text{qp}}(U, J, \pi) \quad (2-22)$$

όπου $\rho_{\text{qp}}(U, J, \pi)$ είναι η πυκνότητα των ημισωματιδιακών καταστάσεων, σε ενέργεια διέγερσης U , στροφορμής J και ομοτιμίας π . Με $K_{\text{rot}}(U, J)$ και $K_{\text{vib}}(U)$, συμβολίζονται οι παράγοντες που εκφράζουν την επίδραση των περιστροφικών και δονητικών βαθμών ελευθερίας του πυρήνα στην πυκνότητα καταστάσεων.

2.5 Αντιδραστήρες πυρηνικής σχάσης.

Η διάταξη, στην οποία η ενέργεια που εκλύεται από πυρηνικές σχάσεις μετατρέπεται σε χρήσιμη ενέργεια ονομάζεται **πυρηνικός αντιδραστήρας**. Επειδή από τα τρία πλέον πρόσφορα ισότοπα για πυρηνική σχάση μέσω νετρονίων χαμηλής ενέργειας (^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U), μόνο το πρώτο απαντάται στη φύση και μάλιστα σε πολύ μικρή αφθονία (σε ποσοστό 0.7% του φυσικού ουρανίου), στους περισσότερους πυρηνικούς αντιδραστήρες, χρησιμοποιείται ως σχάσιμο υλικό ουράνιο, συνήθως εμπλουτισμένο με ^{235}U , σε ποσοστό 3%. Τα νετρόνια που εκπέμπονται από μια αντίδραση σχάσης, έχουν τη δυνατότητα να προκαλέσουν νέες αντιδράσεις σχάσης ώστε το σύστημα να αυτοσυντηρείται με αλυσιδωτή αντίδραση⁸.

Το διάγραμμα λειτουργίας ενός συνήθους πυρηνικού αντιδραστήρα δίνεται στο σχήμα 2-15, ενώ στο σχήμα 2-16 περιέχεται σε μεγέθυνση η **καρδιά** του αντιδραστήρα, δηλαδή η διάταξη που περιέχει το σχάσιμο υλικό και το σύστημα ελέγχου του ρυθμού παραγωγής ενέργειας. Το σχάσιμο υλικό χρησιμοποιείται συνήθως στη χημική μορφή οξειδίου του

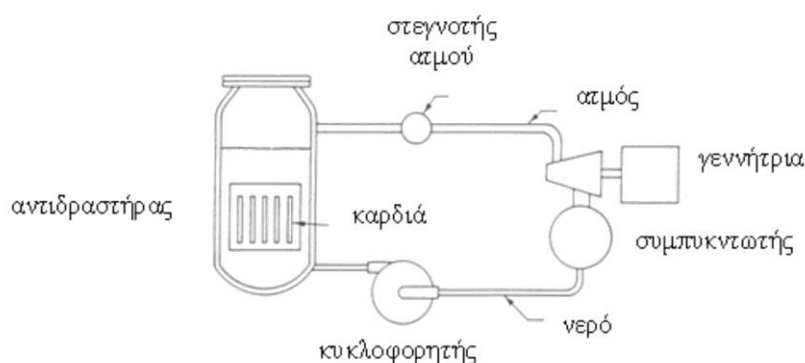
⁸ Αλυσιδωτή αντίδραση είναι η σχάση των πυρήνων ενός ραδιενεργού υλικού, που ανατροφοδοτείται από τα νετρόνια που εκλύονται από προηγούμενες σχάσεις πυρήνων του ίδιου υλικού.

ουρανίου και κατασκευάζεται σε σχήμα λεπτών κυλίνδρων που περιβάλλονται από ένα προστατευτικό χιτώνα, ώστε να αποφεύγεται η διαφυγή των προϊόντων της σχάσης και η διάβρωση του υλικού από την άμεση επαφή του με το μέσο απαγωγής της θερμότητας.

Το ποσό του σχάσιμου υλικού που περιέχεται στην καρδιά ενός αντιδραστήρα υπερβαίνει κατά πολύ την κρίσιμη μάζα⁹. Το πλήθος των νετρονίων που παράγονται σε κάθε σχάση ^{235}U , είναι κατά μέσον όρο 2.5. Αν επομένως στη διάταξη προκληθεί έστω και μια σχάση (π.χ. από ένα νετρόνιο της κοσμικής ακτινοβολίας), ο πολλαπλασιαστικός χαρακτήρας της αλυσιδωτής αντίδρασης θα οδηγήσει σε συνεχώς αυξανόμενο ρυθμό έκλυσης ενέργειας με εκρηκτική κατάληξη. Στο διάγραμμα του σχήμα 2-16 η αποφυγή του γεγονότος αυτού και ταυτοχρόνως ο έλεγχος του ρυθμού παραγωγής ενέργειας πραγματοποιείται με ένα σύστημα κινητών **ράβδων ελέγχου**, που παρεμβάλλονται κατά βούληση μεταξύ των ράβδων του σχάσιμου υλικού. Οι ράβδοι ελέγχου διαχωρίζουν το σχάσιμο υλικό σε υποκρίσιμα μέρη και είναι κατασκευασμένες από υλικό με μεγάλη ενεργό διατομή απορρόφησης νετρονίων – π.χ., κάδμιο ή χάλυβα εμπλουτισμένο με βόριο. Πλήρης παρεμβολή των ράβδων ελέγχου οδηγεί σε παράγοντα κρισιμότητας k^{10} μικρότερο της μονάδας και διακοπή της αλυσιδωτής αντίδρασης. Έναρξη της αλυσιδωτής αντίδρασης επιτυγχάνεται με σταδιακή απόσυρση των ράβδων ελέγχου μέχρις ότου επιτευχθεί η κατάσταση κρισιμότητας $k = 1$, κατά την οποία παράγεται ενέργεια με σταθερό ρυθμό. Περαιτέρω απόσυρση των ράβδων ελέγχου οδηγεί στην υπερκρίσιμη κατάσταση $k > 1$, κατά την οποία ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας αυξάνει συνεχώς με το χρόνο. Όταν η λειτουργία του αντιδραστήρα φτάσει το επιθυμητό επίπεδο ρυθμού παραγωγής ενέργειας, οι ράβδοι ελέγχου επαναφέρονται μερικώς ώστε η λειτουργία να επανέλθει στην κρίσιμη κατάσταση $k = 1$ και ο αντιδραστήρας λειτουργεί εφεξής στο νέο επίπεδο ισχύος.

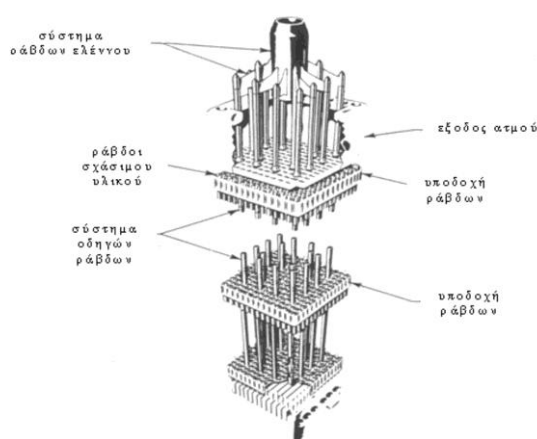
⁹ Κρίσιμη μάζα είναι η μικρότερη ποσότητα του σχάσιμου υλικού, που απαιτείται για τη διατήρηση της αλυσιδωτής αντίδρασης. Η ποσότητα αυτή εξαρτάται από τις ιδιότητες του σχάσιμου υλικού, όπως την ενεργό διατομή σχάσης, το σχήμα, την πυκνότητα και τον εμπλουτισμό.

¹⁰ Παράγοντας κρισιμότητας ή πολλαπλασιασμού, ορίζεται ως η διαφορά του μέσου αριθμού των νετρονίων που παράγονται από την σχάση από τον μέσο αριθμό νετρονίων που «χάνονται», είτε από απορρόφησή τους από μη σχάσιμα υλικά, ή την απομάκρυνσή τους από το σύστημα, χωρίς να αντιδράσουν.



Σχήμα 2-15. Διάγραμμα συγκρότησης και λειτουργίας πυρηνικού αντιδραστήρα^[(46)].

Τα νετρόνια που παράγονται κατά την πυρηνική σχάση διαθέτουν σχετικά υψηλή κινητική ενέργεια με αποτέλεσμα η ενεργός διατομή για απορρόφησή τους από ένα σχάσιμο πυρήνα να είναι μικρή. Έτσι στους περισσότερους αντιδραστήρες παραγωγής ενέργειας η πιθανότητα να προκαλέσουν νέα σχάση υποβοηθείται με ελάττωση της κινητικής τους ενέργειας στα επίπεδα του 0.1 eV. Η μείωση της ενέργειας επιτυγχάνεται με την παρεμβολή μεταξύ των ράβδων σχάσιμου υλικού ενός **επιβραδυντή**, δηλαδή ενός υλικού με μικρό μαζικό αριθμό. Η απώλεια κινητικής ενέργειας των νετρονίων επιτυγχάνεται με τις πολλαπλές σκεδάσεις στα άτομα του επιβραδυντή. Συνήθως οι βιομηχανικοί τύποι αντιδραστήρων χρησιμοποιούν ως επιβραδυντή νερό ή βαρύ νερό καθώς και βηρύλλιο (σε μορφή οξειδίου) ή άνθρακα (σε μορφή γραφίτη), που διαθέτουν πολύ μικρό ενεργό διατομή σύλληψης νετρονίου.



Σχήμα 2-16. Η καρδιά πυρηνικού αντιδραστήρα όπου βρίσκονται το σχάσιμο υλικό και οι ράβδοι ελέγχου^[(47)].

Εκτός από την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, αντιδραστήρες πυρηνικής σχάσης χρησιμοποιούνται για διάφορους άλλους σκοπούς, όπως για την κίνηση υποβρυχίων, την παραγωγή νετρονίων για ερευνητικούς σκοπούς, την παραγωγή ραδιοϊσοτόπων στην ιατρική και στη βιομηχανία και βεβαίως στην πολεμική βιομηχανία. Η κοινώς ονομαζόμενη «ατομική βόμβα» είναι στην πράξη ένας αντιδραστήρας σχάσης με υπερκρίσιμη μάζα ^{235}U (χρησιμοποιήθηκε στη Χιροσίμα) ή ^{239}Pu (χρησιμοποιήθηκε στο Ναγκασάκι). Σε αντίθεση όμως με τον αντιδραστήρα παραγωγής ισχύος όπου ο ρυθμός έκλυσης ενέργειας ρυθμίζεται μέσω των ράβδων ελέγχου, στις βόμβες λαμβάνονται ειδικά μέτρα ώστε ο ρυθμός αυτός να επιταχυνθεί όσο το δυνατόν περισσότερο, ώστε από την έκρηξη να απελευθερωθεί ενέργεια που αντιστοιχεί σε δεκάδες κιλοτόνων χημικού εκρηκτικού TNT.

2.5.1 Σχάσιμο, ικανό για σχάση και γόνιμο υλικό

Το ^{235}U διασπάται με θερμικά νετρόνια, λόγω του ότι η ενέργεια σύνδεσης, που απελευθερώνεται με την απορρόφηση του νετρονίου, είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη ενέργεια διάσπασης. Για αυτό το λόγο το ^{235}U θεωρείται **σχάσιμο υλικό**. Η ενέργεια σύνδεσης που ελευθερώνεται από το ^{238}U με την απορρόφηση ενός νετρονίου είναι μικρότερη από την κρίσιμη ενέργεια και θα πρέπει να προστεθεί ενέργεια προκειμένου να γίνει διάσπαση. Συνεπώς το ^{238}U είναι **ικανό για σχάση** υλικό.

Ένα ικανό για σχάση υλικό αποτελείται από πυρήνες, για τους οποίους η σχάση με νετρόνια είναι δυνατή. Η ενέργειας σύνδεσης που προκύπτει, από την απορρόφηση νετρονίου, έχει ως αποτέλεσμα τη διέγερση του πυρήνα σε μια ενεργειακή κατάσταση μικρότερη της απαιτούμενης κρίσιμης ενέργειας, για να συμβεί σχάση. Συνεπώς η επιπλέον ενέργεια, που χρειάζεται για να πραγματοποιηθεί η σχάση, θα πρέπει να προέλθει από την κινητική ενέργεια του προσπίπτοντος νετρονίου.

Η διαφορά ανάμεσα στα ικανά για σχάση και σχάσιμα υλικά οφείλεται στο ονομαζόμενο φαινόμενο άρτιων-περιττών νουκλεονίων. Έχει παρατηρηθεί ότι ισότοπα με άρτιο αριθμό νετρονίων και/ή πρωτονίων είναι πιο σταθερά από ισότοπα με περιττό. Για τον λόγο αυτό, με την πρόσθεση ενός νετρονίου για τη μετατροπή ενός περιττού πυρήνα σε άρτιο, παράγεται πυρήνας με μεγαλύτερη ενέργεια σύνδεσης, από ό,τι αν είχε προστεθεί ένα νετρόνιο σε άρτιο πυρήνα. Μερικά παραδείγματα πυρήνων στους οποίους απαιτούνται μεγάλης ενέργειας νετρόνια για τη διάσπασή τους, είναι: ^{232}Th , ^{238}U , και ^{240}Pu . Στον πίνακα

2-1 σημειώνεται η κρίσιμη ενέργεια (E_{crit}) και η μεταβολή της ενέργειας σύνδεσης για την προσθήκη ενός νετρονίου (BE_n) στον πυρήνα στόχο του ενδιαφέροντός μας. Για να είναι δυνατή η σχάση θα πρέπει η μεταβολή του αθροίσματος της ενέργειας σύνδεσης και της κινητικής ενέργειας να είναι μεγαλύτερη ή ίση με την κρίσιμη ενέργεια ($BE+KE>E_{\text{crit}}$).

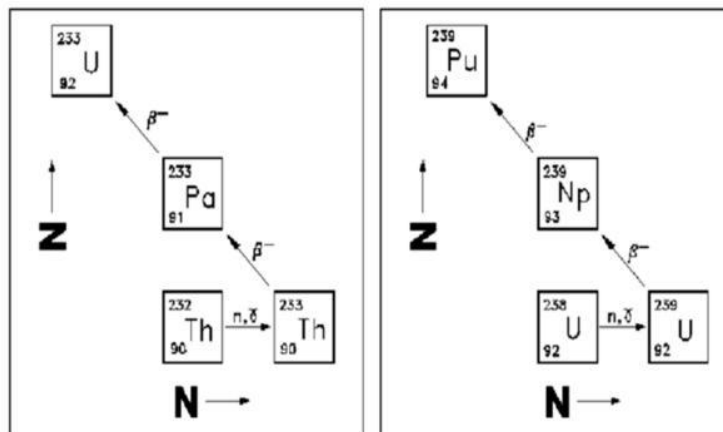
Πίνακας 2-1. Κρίσιμη ενέργεια (E_{crit}) και η μεταβολή της ενέργειας σύνδεσης για την προσθήκη ενός νετρονίου (BE_n)

Πυρήνας Στόχος	Κρίσιμη Ενέργεια	Ενέργεια Σύνδεσης του τελευταίου νουκλεονίου BE_n	$BE_n - E_{\text{crit}}$
${}^{232}_{90}\text{Th}$	7.5 MeV	5.4 MeV	-2.1 MeV
${}^{238}_{92}\text{U}$	7.0 MeV	5.5 MeV	-1.5 MeV
${}^{235}_{92}\text{U}$	6.5 MeV	6.8 MeV	0.3 MeV
${}^{233}_{92}\text{U}$	6.0 MeV	7.0 MeV	1.0 MeV
${}^{239}_{94}\text{Pu}$	5.0 MeV	6.6 MeV	1.6 MeV

Το σημαντικό για τους σχάσιμους πυρήνες είναι η δυνατότητά τους να διασπαστούν από νετρόνια μηδενικής κινητικής ενέργειας (θερμικά νετρόνια). Τα θερμικά νετρόνια έχουν πολύ μικρή κινητική ενέργεια (ουσιαστικά μηδέν), λόγω του ότι μπορούν να θεωρηθούν ότι βρίσκονται σε ισορροπία με την θερμική κίνηση των γύρω υλικών. Άρα για να ταξινομηθεί ένα υλικό ως σχάσιμο θα πρέπει να διασπάται μετά την απορρόφηση ενός θερμικού νετρονίου. Συνεπώς η κινητική ενέργεια του νετρονίου δεν παίζει κανένα ρόλο στην αντίδραση. Η σχάση είναι δυνατή στα υλικά αυτά με θερμικά νετρόνια, εφόσον η μεταβολή στην ενέργεια σύνδεσης που προκαλείται με την προσθήκη ενός νετρονίου, είναι αρκετή για να ξεπεραστεί η κρίσιμη ενέργεια. Μερικά παραδείγματα σχάσιμων υλικών είναι: ${}^{235}\text{U}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$.

Όλες οι αντιδράσεις απορρόφησης νετρονίου, που δεν έχουν ως αποτέλεσμα την σχάση, οδηγούν στην παραγωγή νέων πυρήνων μέσω της διαδικασίας, που είναι γνωστή ως **μεταστοιχείωση**. Αυτά τα στοιχεία μπορούν με τη σειρά τους να μεταστοιχειωθούν ή να αποδιεγερθούν μέσω εκπομπής ακτινοβολίας και να δημιουργήσουν άλλους πυρήνες. Οι πυρήνες που παράγονται ονομάζονται προϊόντα μεταστοιχείωσης. Λόγω του ότι δεν υπάρχουν σε αφθονία στη φύση, σχάσιμα υλικά μπορούν να παραχθούν μόνο από πυρηνικές αντιδράσεις (μεταστοιχείωση). Ο πυρήνας στόχος σε αυτές τις αντιδράσεις ονομάζεται γόνιμος και **γόνιμα** ονομάζονται τα υλικά, που μπορούν να μεταστοιχειωθούν σε σχάσιμα υλικά. Στο σχήμα 2-17 παρουσιάζεται ο μηχανισμός μεταστοιχείωσης δυο γόνιμων πυρήνων,

^{232}Th και ^{238}U , που παράγουν ^{233}U και ^{239}Pu αντίστοιχα.



Σχήμα 2-17. Μετατροπή ενός γόνιμου πυρήνα σε σχάσιμο.

2.5.2 Συστήματα οδηγούμενα από επιταχυντή (ADS)

Η μεταστοιχείωση με τη χρήση επιταχυντή έχει συζητηθεί ήδη από τη δεκαετία του 40, κυρίως για την παραγωγή σχάσιμων από γόνιμα υλικά^[(48)]. Η υψηλή ένταση της δέσμης του επιταχυντή που απαιτείται για την μεταστοιχείωση δεν ήταν μέχρι τώρα διαθέσιμη. Η πρόοδος που έχει συντελεστεί στους επιταχυντές τις τελευταίες δεκαετίες για χρήση στη Φυσική Υψηλών Ενεργειών, έδωσε ώθηση σε προτάσεις για την ανάπτυξη συστημάτων οδηγούμενων από επιταχυντή ADS (**A**ccelerator **D**riven **S**ystem), με σκοπό την «αποτέφρωση» των πυρηνικών αποβλήτων και την παραγωγή ενέργειας.

Ένα από τα σοβαρά προβλήματα που συνδέονται με τη χρήση της πυρηνικής ενέργειας μέχρι σήμερα είναι ο ασφαλής τρόπος χειρισμού των χρησιμοποιημένων πυρηνικών καυσίμων ή πυρηνικών αποβλήτων, τα οποία είναι ραδιοτοξικά και χαρακτηρίζονται από πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής. Κατά καιρούς έχουν προταθεί πολλές λύσεις ώστε τα απόβλητα να μην έχουν την ευκαιρία να αλληλεπιδράσουν με την βιόσφαιρα. Σήμερα, ο κυρίως τρόπος για να εξασφαλιστεί αυτό από τις χώρες που έχουν πυρηνικά εργοστάσια, είναι η υπόγεια αποθήκευσή τους, με ή χωρίς επεξεργασία.

Μια εναλλακτική επιλογή είναι η «αποτέφρωση» των αποβλήτων μέσω της μεταστοιχείωσης των εξαιρετικά ενεργών ισοτόπων για την μείωση της ραδιενέργειας η/και του χρόνου ημιζωής τους, πριν την υπόγεια αποθήκευση. Περισσότερο από το 99% των υπερουράνιων ακτινίδων μπορεί να απομονωθεί από το χρησιμοποιημένο καύσιμο, χρησιμοποιώντας τεχνικές διαχωρισμού. Ειδική περίπτωση είναι η επεξεργασία των στρατηγικών υλικών (εμπλουτισμένο ^{235}U και ^{239}Pu) από αποσυναρμολογημένα πυρηνικά

όπλα. Έχουν ήδη προταθεί αρκετές μέθοδοι για την ελαχιστοποίηση της συσσώρευσης τους και ταυτόχρονα για την εκμετάλλευση της ενέργειας των υλικών από την «αποτέφρωση» σε αντιδραστήρες ή σε υποκρίσιμα συστήματα οδηγούμενα από επιταχυντή ^[(49)]. Για να αντιμετωπιστούν τα θέματα ασφαλείας και τα περιβαλλοντικά προβλήματα με τους σύγχρονους αντιδραστήρες σχάσης έχουν σχεδιασθεί διαφορετικές εκδοχές υποκρίσιμων συστημάτων οδηγούμενων από επιταχυντή, για την παραγωγή καθαρής και ασφαλούς πυρηνικής ενέργειας, χρησιμοποιώντας για καύσιμο τον κύκλο Th – U ή U – Pu. Το πλεονέκτημα της περιβαλλοντικής καθαρότητας προκύπτει από την χρήση του κύκλου Th – U, όπου παράγονται λιγότερα υπερουράνια στοιχεία ή με τη χρήση του κύκλου U – Pu με ταυτόχρονη «αποτέφρωση» των μακρόβιων στοιχείων. Επιπλέον οι επιταχυντές ADS παράγουν ²³³U ή ²³⁹Pu από φυσικό Th (²³²Th, 100%) και U (²³⁸U, 99.3%) αντίστοιχα, τα οποία αφθονούν στη φύση. Έτσι χρησιμοποιώντας την ενέργεια σχάσης των ισοτόπων αυτών είναι δυνατόν να καλυφθούν οι ανάγκες της ανθρωπότητας σε ενέργεια για χιλιάδες χρόνια. Επίσης ο κίνδυνος ανεξέλεγκτης διάδοσης των στρατηγικών υλικών μπορεί να ελαχιστοποιηθεί χρησιμοποιώντας τον κύκλο Th – U προσθέτοντας ένα μικρό ποσοστό ²³⁸U στο αρχικό μίγμα.

2.5.3 Κύρια τεχνολογικά χαρακτηριστικά των συστημάτων ADS

Το οδηγούμενο από επιταχυντή σύστημα αποτελείται από υψηλής ισχύος κυκλοτρόνιο ή γραμμικό επιταχυντή, που παρέχει δέσμη πρωτονίων ισχύος 10 – 20 MW ($E_p = 1$ GeV, $I_p = 10 - 20$ mA) σε μεταλλικό στόχο από βαρύ μέταλλο, όπως Pb, W ή U. Επίσης έχει μελετηθεί στις ΗΠΑ ισχύς δέσμης 100 MW για συστήματα οδηγούμενα από επιταχυντή με σκοπό την παραγωγή τριτίου. Πρωτόνια 1 GeV παράγουν περίπου 30 νετρόνια, μέσω αντιδράσεων κατακερματισμού (spallation) σε στόχο βαρέος πυρήνα. Η αντίστοιχη ένταση των νετρονίων κατακερματισμού είναι της τάξεως $10^{14} - 10^{15}$ n/s για την ενεργό ισχύ της δέσμης των πρωτονίων.

Το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων κατακερματισμού κυριαρχείται από νετρόνια εξάχνωσης (περίπου 90%) με ενέργειες μερικών MeV, από την αποδιέγερση των υπολοίπων προϊόντων της αντίδρασης, ενώ στο τέλος του φάσματος υπάρχουν νετρόνια ενέργειας μέχρι την ενέργεια της δέσμης των πρωτονίων, από αντιδράσεις με τους πυρήνες του στόχου.

Ο στόχος κατακερματισμού περιβάλλεται από θερμική ή υψηλότερης ενέργειας υποκρίσιμη διάταξη ($k < 0.98$), στην οποία περιέχονται τα πυρηνικά απόβλητα για

«αποτέφρωση» και ενδεχομένως τα πυρηνικά καύσιμα για την παραγωγή ενέργειας. Το ψυκτικό μέσο είναι συνήθως υγρό βαρύ μέταλλο ή αέριο He για ένα ταχύ υποκρίσιμο αντιδραστήρα ή λιωμένο άλας για θερμικό. Γενικά τα καύσιμα είναι σε στερεά μορφή για τα ταχεία συστήματα και διαλυμένα σε άλας για τα θερμικά. Επιπλέον, απαιτούνται άλλες διαδικασίες για να διαχωρίσουν τους πυρήνες που μεταστοιχειώνονται στα χρησιμοποιημένα καύσιμα αντιδραστήρων καθώς επίσης και για να καθαρίσουν τα χρησιμοποιημένα καύσιμα των συστημάτων ADS από τα προϊόντα σχάσης. Τα εναπομείναντα υπερουράνια στοιχεία και τα προϊόντα σχάσης από την διαδικασία διαχωρισμού αποθηκεύονται υπόγεια. Η ενέργεια που παράγεται τροφοδοτεί το ηλεκτρικό δίκτυο, εκτός από ένα ποσοστό 10 – 20 %, το οποίο χρησιμοποιείται για την λειτουργία του επιταχυντή.

2.5.4 Πρόβλημα πυρηνικών καταλοίπων

Η παραγωγή της πυρηνικής ενέργειας συνοδεύεται από την παραγωγή ραδιενεργών αποβλήτων διαφορετικής φύσης:

- ✓ Προϊόντων σχάσης.
- ✓ Προϊόντων ενεργοποίησης που προκύπτουν από τη σύλληψη νετρονίων από πυρήνες που ανήκουν στη δομικά στοιχεία του αντιδραστήρα, όπως, παραδείγματος χάριν, κοβάλτιο 60,
- ✓ Υπερουράνιων πυρήνων, που σχηματίζονται μετά τη σύλληψη νετρονίων από τα πυρηνικά καύσιμα.

Τα πυρηνικά απόβλητα χαρακτηρίζονται από τη ραδιοτοξικότητά τους και τη διάρκεια ζωής τους. Μόνο τα απόβλητα με διάρκεια ζωής που υπερβαίνει περίπου τα 10 έτη έχουν σημαντικά προβλήματα αποθήκευσης. Συγκεκριμένα πρόκειται για τα μακρόβια προϊόντα σχάσης (LLFP) και τα υπερουράνια στοιχεία.

2.5.5 «Αποτέφρωση» αποβλήτων από υποκρίσιμους αντιδραστήρες

Μια λύση, που μεταξύ άλλων προτάθηκε από τον Rubbia^[(4)], είναι να αντικατασταθεί το εξασθενημένο ουράνιο από το θόριο. Το θόριο έχει νετρονικές ιδιότητες παρόμοιες με αυτές του ^{238}U . Η αποτέφρωση του πλουτωνίου θα συνδεόταν με την παραγωγή ^{233}U . Το προτεινόμενο σύστημα θα μπορούσε να ‘κάψει’ ετησίως περίπου 1,2 τόνο πλουτωνίου, παράγοντας 0.7 τόνους ^{233}U . Ο πυρήνας αυτός θα μπορούσε να είναι υποκατάστατο του ^{235}U στα τυποποιημένα καύσιμα των αντιδραστήρων PWR ή να είναι μέρος νέων καυσίμων

βασισμένων στο μίγμα $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{U}$. Σε αντίθεση με το μίγμα $^{238}\text{U} - ^{239}\text{Pu}$, τα καύσιμα θα μπορούσαν να υποστούν επανεπεξεργασία στους αντιδραστήρες PWR, όσες φορές απαιτηθεί. Η κύρια δυσκολία του σχεδίου είναι η επεξεργασία των στοιχείων καυσίμου. Η ακτινοβόληση του ^{233}U παράγει σημαντικό ποσό ^{232}U από αντιδράσεις $(n,2n)$ σε ^{233}U και από σύλληψη νετρονίου στο ^{231}Pa , η αποδιέγερση του οποίου συνοδεύεται από υψηλής ενέργειας ακτινοβολία γ , που θα απαιτούσε σημαντική βιολογική προστατευτική θωράκιση για την επεξεργασία των καυσίμων. Συμπερασματικά, ολόκληρος ο κύκλος καυσίμων θα έπρεπε να επανασχεδιαστεί.

Στον κύκλο ουρανίου – θορίου, το ^{233}U θα έπαιζε ρόλο παρόμοιο με του πλουτωνίου στον κύκλο πλουτωνίου – ουρανίου. Εντούτοις, σε αυτήν την περίπτωση, η παραγωγή των υπερουρανίων στοιχείων μειώνεται σημαντικά.

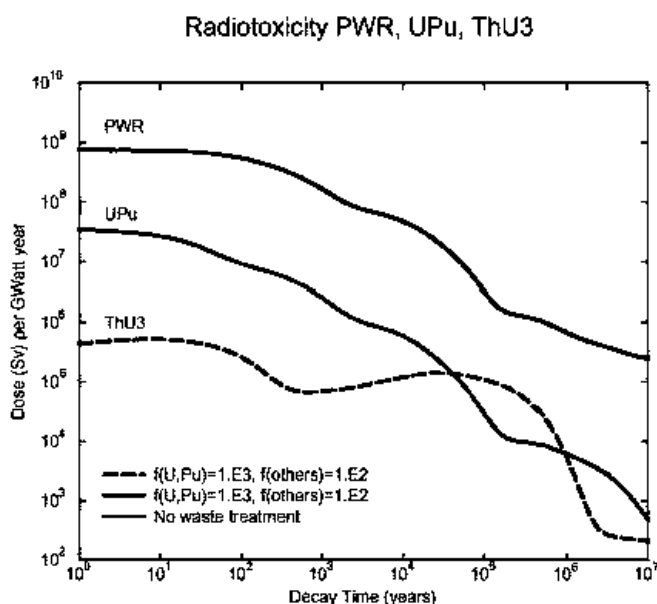
2.5.6 Πλεονεκτήματα του κύκλου ουρανίου – θορίου

Όταν έγινε η επιλογή της παραγωγής ενέργειας από πλουτώνιο, η αντιμετώπιση του προβλήματος πυρηνικών αποβλήτων δεν θεωρήθηκε ως η κορυφαία προτεραιότητα. Αυτός είναι ένας από τους λόγους, για τους οποίους ο κύκλος ουρανίου – θορίου δεν λήφθηκε υπόψη. Σήμερα είναι σαφές ότι ο κύκλος αυτός θα πρόσφερε μεγάλα πλεονεκτήματα, λόγω σημαντικής μείωσης των αναγκών αποτέφρωσης. Στο πλαίσιο αυτό, οι υποκρίσιμοι αντιδραστήρες, με την ευνοϊκή ισορροπία νετρονίων, παρουσιάζουν ειδικό ενδιαφέρον.

Στο σχήμα 2-18 παρουσιάζεται η ραδιοτοξικότητα των αποβλήτων για τον κύκλο ουρανίου – θορίου και πλουτωνίου – ουρανίου. Η χρήση του πρώτου κύκλου μειώνει τη ραδιοτοξικότητα των αποβλήτων σχεδόν δύο τάξεις μεγέθους σε σύγκριση με τον κύκλο πλουτωνίου – ουρανίου, τουλάχιστον στα πρώτα χίλια έτη. Η καμπύλη αναφοράς αντιστοιχεί σε καύσιμα των αντιδραστήρων PWR, που αποστέλλονται προς αποθήκευση. Επιπλέον, η θερμότητα που απελευθερώνεται από τα απόβλητα είναι πολύ λιγότερη ανά μονάδα όγκου. Το γεγονός αυτό μπορεί να βοηθήσει στο σχεδιασμό της αποθήκευσης αποβλήτων, εάν κρινόταν απαραίτητη.

Ένα άλλο πλεονέκτημα του κύκλου θορίου είναι ότι η ραδιενέργεια των απορριμμάτων όρυξης του μεταλλεύματος θορίου μειώνεται με ταχύτερο ρυθμό από ό,τι η αντίστοιχη του μεταλλεύματος ουρανίου^[(50)], λόγω των πολύ μικρότερων χρόνων ημιζωής των θυγατρικών πυρήνων του ^{232}Th : 5.7 έτη για το ^{228}Ra έναντι 77.000 ετών για το ^{230}Th . Στην πράξη, λόγω της συνηθισμένης παρουσίας ουρανίου στο μέταλλευμα θορίου, το πλεονέκτημα εξαρτάται

από την προέλευση και τη φύση του μεταλλεύματος. Επιπλέον, η αναπαραγωγή καυσίμου μειώνει αρκετά τις ανάγκες μεταλλείας, και στις δύο περιπτώσεις.



Σχήμα 2-18. Σύγκριση των ραδιοτοξικοτήτων κατάποσης ακτινίδων ως συνάρτηση του χρόνου. Το σχήμα υιοθετήθηκε από^[(51)]. Η καμπύλη η επονομαζόμενη PWR αντιστοιχεί σε διαδικασία μιας περιόδου. Οι δύο άλλες καμπύλες προϋποθέτουν πολυεπανεπεξεργασία με απώλειες 0.1% για τα στοιχεία U και Pu και 1% για τις δευτερεύουσες ακτινίδες.

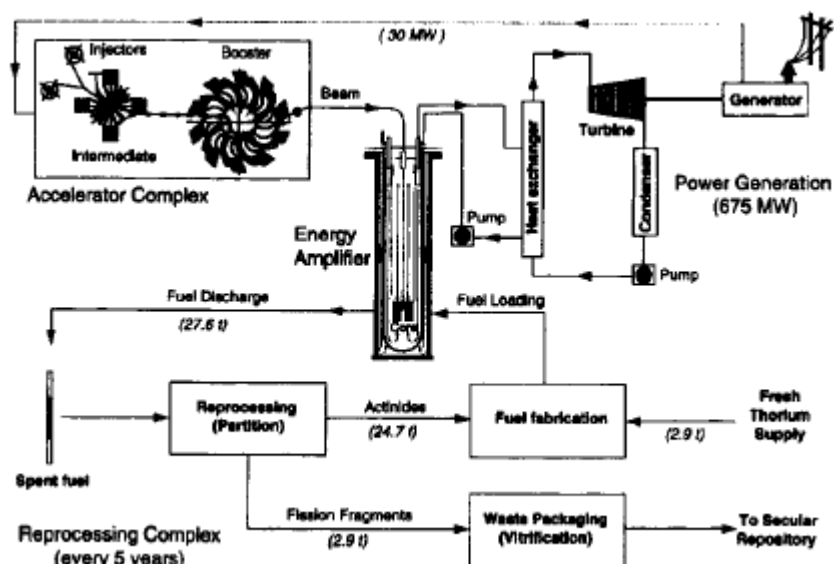
2.5.7 Η πρόταση του C. Rubbia

Κατά την πρώτη της δημοσίευση, η πρόταση του C. Rubbia^[(52)], είχε ως στόχο τη μαζική παραγωγή ενέργειας. Αργότερα, στις εφαρμογές της συμπεριέλαβε και την αποτέφρωση, ενώ στη συνέχεια ο μηχανισμός της μεταστοιχείωσης διερευνήθηκε πειραματικά λεπτομερώς. Το προτεινόμενο σύστημα θα περιέχει τρία κυκλοτρόνια, τα οποία θα λειτουργούν σε σειρά και θα επιταχύνει πρωτόνια σε ενέργεια της τάξης του 1 GeV, με ρεύμα περίπου 10 mA. Το σύστημα αυτό αποτελεί τεχνολογικό άλμα σε σύγκριση με το κυκλοτρόνιο του SIN – Villigen^[(53)]. Το ταχύ υποκρίσιμο σύστημα που δημιουργείται με τον τρόπο αυτό έχει παράγοντα πολλαπλασιασμού κοντά στο 0.98, ενώ αποδίδει ολική θερμική ενέργεια 1500 MW και ηλεκτρική 600 MW.

Για να επιβραδυνθούν τα νετρόνια, καθώς και για να αποδοθεί ισχύς της τάξης του 0.5 MW/L, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί ως ψυκτικό υγρό μέταλλο. Για λόγους ασφαλείας προτάθηκε ο μόλυβδος (Pb). Αν και ο λιωμένος μόλυβδος δεν παρουσιάζει κινδύνους ανάφλεξης και έκρηξης όπως το νάτριο, εντούτοις έχει ορισμένα μειονεκτήματα ως προς την

χημική τοξικότητα, τη διάβρωση και παραγωγή ραδιενεργών πυρήνων από την ακτινοβόληση με νετρόνια, ως αποτέλεσμα της διαδικασίας κατακερματισμού. Η ψύξη με Pb ή κράμα Pb – W έχει ήδη χρησιμοποιηθεί σε πυρηνικούς αντιδραστήρες στα ρωσικά υποβρύχια, όπου παρατηρήθηκε διάβρωση του χάλυβα. Σημειώνεται ότι, λόγω της υψηλής θερμοκρασίας λειτουργίας, θα πρέπει ο λιωμένος μόλυβδος, όπως και στην περίπτωση του νατρίου, να διατηρείται υπό χαμηλή πίεση ώστε να επιτυγχάνεται υψηλή θερμοδυναμική απόδοση.

Το σχήμα 2-19 περιλαμβάνει μια σχηματική άποψη του προτεινόμενου συστήματος, ενώ στο σχήμα 2-20 δίνεται μια πιο λεπτομερής άποψη του υποκρίσιμου συστήματος. Το σύστημα χαρακτηρίζεται από υψηλό επίπεδο ασφάλειας για την περίπτωση ατυχήματος ή δολιοφθοράς.

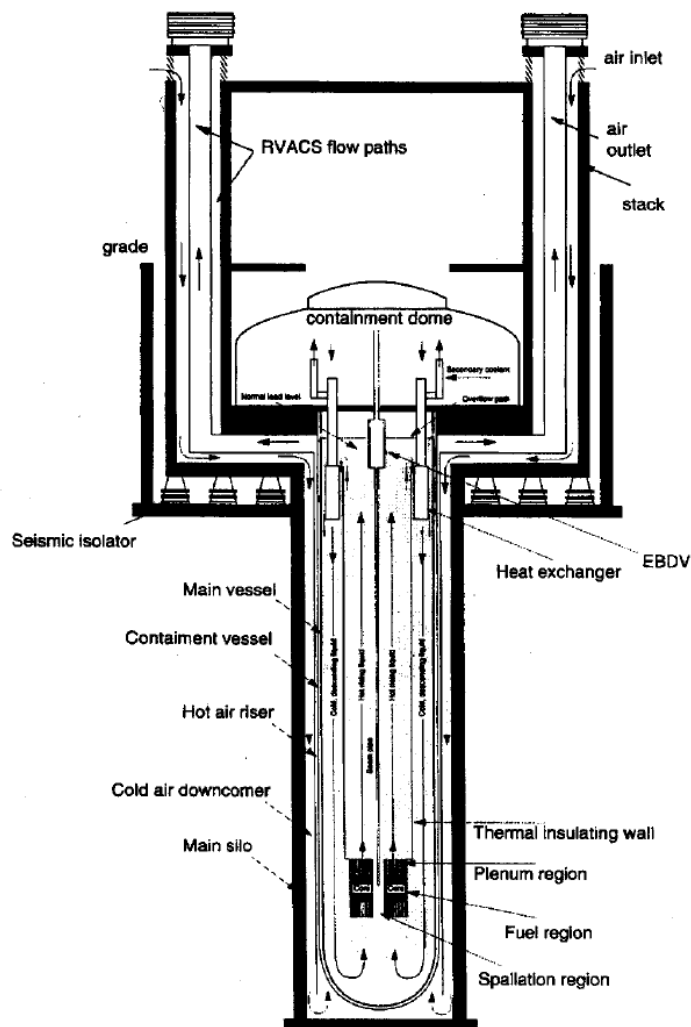


Σχήμα 2-19. Σχηματική διάταξη του συστήματος που προτάθηκε από την ομάδα του CERN⁽⁸⁾. Η στήλη με λιωμένο μόλυβδο έχει ύψος 30 m, διάμετρο 6 m και περιέχει 1000 τόνους μολύβδου.

2.5.7.1 Φυσική μεταφορά

Ο μεγάλος όγκος μολύβδου επιτρέπει την ψύξη του καυσίμου με φυσική μεταφορά. Για τον σκοπό αυτό η μάζα του είναι 10000 τόνοι και περιέχεται σε δεξαμενή ύψους 30 m. Η μεταφορά συμβαίνει λόγω της διαφοράς πυκνότητας ανάμεσα στον θερμό μόλυβδο κοντά στη «καρδιά» του αντιδραστήρα και στον ψυχρότερο στα σημεία ανταλλαγής θερμότητας, ενώ το ύψος της στήλης μολύβδου προσδιορίζει και την ταχύτητα ροής. Η φυσική μεταφορά θερμότητας επιτρέπει την απουσία σωληνώσεων, οι οποίες μπορούν να δημιουργήσουν σοβαρά προβλήματα σε περίπτωση διαρροής. Παρατηρείται ότι λόγω της μεγάλης μάζας του

μόλυβδου, η θερμοχωρητικότητα είναι εξαιρετικά μεγάλη ώστε να ελαχιστοποιούνται πιθανές απότομες μεταβολές στο όλο σύστημα, λόγω καταπόνησης του επιταχυντή.



Σχήμα 2-20. Λεπτομέρεια του συστήματος που προτάθηκε από την ομάδα του CERN^[2]. Σημειώνεται ότι η απομάκρυνση της θερμότητας γίνεται μέσω φυσικής μεταφοράς. Ο λιωμένος μόλυβδος περιέχεται σε ένα κύλινδρο 30 m. Σε περίπτωση σημαντικής αύξησης της θερμοκρασίας του μολύβδου (άνω των 100 °C) θα γίνει υπερχειλίση στο σωλήνα της δέσμης και στο κενό ανάμεσα στα εσωτερικά και εξωτερικά τοιχώματα του κυλίνδρου, επιτρέποντας στην θερμότητα να απομακρυνθεί μέσω του αέρα. Η μεγάλη κατασκευή πάνω από τον κύλινδρο επιτυγχάνει ψύξη με χρήση αέρα.

2.5.7.2 Παθητική ασφάλεια

Στην περίπτωση της αύξησης της θερμοκρασίας του μολύβδου περισσότερο από 100° C από την συνήθη θερμοκρασία λειτουργίας (πχ σε περίπτωση βλάβης των κυρίων ψυκτών, ενώ παραμένει η δέσμη), ο μόλυβδος θα υπερχειλίσει μέσα στο σωλήνα της δέσμης και τούτο θα έχει ως αποτέλεσμα την διακοπή παραγωγής νετρονίων στην περιοχή του καυσίμου. Την ίδια

στιγμή ο λιωμένος μόλυβδος θα διαρρεύσει στο κενό, πράγμα που απομονώνει τον λιωμένο μόλυβδο από τον ατμοσφαιρικό αέρα και το οποίο εξασφαλίζει την απομάκρυνση της θερμότητας που προκαλείται από την αποδιέγερση του ακτινοβολημένου καυσίμου.

Τελικά η υπερχείλιση του λιωμένου μολύβδου θα προκαλέσει τη μείωση του παράγοντα πολλαπλασιασμού κάτω του 0.9. Έτσι, το σύστημα θα μπορεί να παραμείνει σε ασφαλή κατάσταση για όσο διάστημα χρειαστεί. Σημειώνεται ότι η καρδιά του αντιδραστήρα είναι τοποθετημένη σε βαθύ φρέαρ και προστατεύεται από μόλυβδο πάχους 20 m.

Τέλος σημειώνεται ότι προβλέπεται κατά την αρχική πρόταση^[(52)], η οποία βασίζεται στον κύκλο Th – U, η επανεπεξεργασία του καυσίμου είτε μέσω της μεθόδου THOREX για οξείδια^[(54)], ή πυροεπεξεργασίας (pyroprocessing) για μεταλλικά καύσιμα, όπως αυτή αναπτύχθηκε στο Εθνικό Εργαστήριο των ΗΠΑ^[(55)].

2.5.8 Ενισχυτές Ενέργειας και το πείραμα nTOF

Ο σχεδιασμός ενός συστήματος Ενισχυτή Ενέργειας απαιτεί πολύ καλή γνώση των πυρηνικών δεδομένων και ιδιαίτερα των ενεργών διατομών για αντιδράσεις προκαλούμενες από νετρόνια. Τα πυρηνικά δεδομένα που υπάρχουν σήμερα από διάφορα πειράματα, τα οποία αφορούν συγκεκριμένες ενεργειακές περιοχές και ισότοπα, συχνά είναι ατελή και σε ασυμφωνία μεταξύ τους. Η διαφορές αυτές είναι ακόμα πιο έντονες στην περίπτωση των ακτινίδων, των προϊόντων σχάσης και των ισοτόπων του κύκλου του Th, κυρίως λόγω της ραδιενέργειάς τους.

Η Ευρωπαϊκή Ένωση ενέκρινε και χρηματοδότησε, στο πλαίσιο του 5^{ου} προγράμματος EURATOM, το πείραμα n_TOF-ND-ADS^[(7)] που προτάθηκε από τη συνεργασία nTOF. Το κύριο πλεονέκτημα που προσέφερε αυτή η πρόταση είναι μια ολοκληρωμένη σειρά μετρήσεων υψηλής ακρίβειας ενεργών διατομών αντιδράσεων νετρονίων, εκτεινόμενη σε μεγάλο εύρος νετρονιακών ενεργειών, υψηλής διακριτικής ικανότητας, ικανοποιώντας τις ερευνητικές και βιομηχανικές απαιτήσεις.

3 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ

Τα πειράματα της εργασίας nTOF πραγματοποιήθηκαν στο ερευνητικό κέντρο CERN στη Γενεύη της Ελβετίας με χρήση της δέσμης πρωτονίων του PS κατά την τετραετία 2001 – 2004. Στα πλαίσια της συνεργασίας αυτής εντάσσονται οι μετρήσεις ενεργών διατομών σχάσης (n,f) στα ισότοπα ^{234}U και ^{232}Th , που αποτελούν το αντικείμενο της παρούσας εργασίας και πραγματοποιήθηκαν με χρήση του θαλάμου ανίχνευσης FIC (Fission Ionization Chamber). Η πειραματική διαδικασία, οι διατάξεις και οι μέθοδοι ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων θα παρουσιαστούν στο παρόν κεφάλαιο.

3.1 Η δέσμη πρωτονίων του επιταχυντή PS

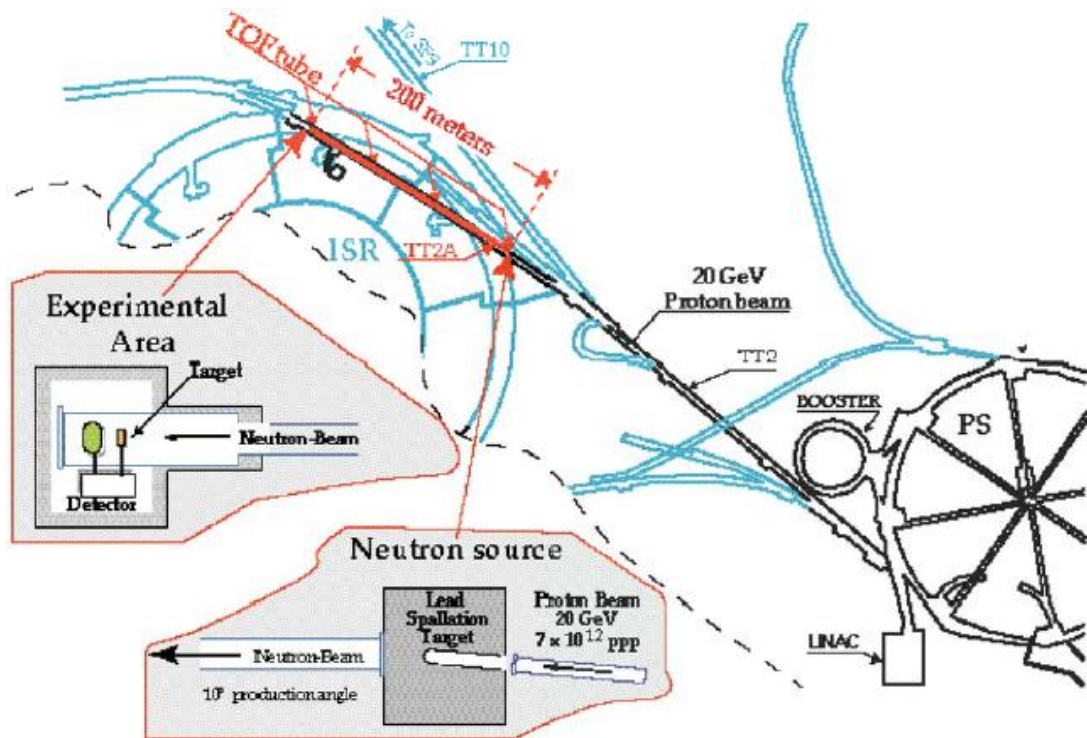
Η δέσμη νετρονίων παράγεται από την πρόσκρουση πρωτονίων υψηλής ενέργειας σε στόχο Pb, μέσω της αντίδρασης κατακερματισμού^[(19)], η οποία αποτελεί μια αξιοσημείωτα ισχυρή πηγή νετρονίων και επιπλέον ο μόλυβδος έχει υψηλό συντελεστή διαπερατότητας για νετρόνια ενέργειας μικρότερης του 1 MeV. Ο επιταχυντής του CERN^[(56)] PS (Proton Synchrotron, Σύγχροτρο Πρωτονίων) μπορεί να επιταχύνει μέχρι και 7×10^{12} πρωτόνια, τα οποία είναι συγκεντρωμένα σε παλμό διάρκειας 7 ns r.m.s., προσφέροντας τεράστια ακρίβεια στο χρόνο πτήσης των νετρονίων, ακόμα και για νετρόνια υψηλής ενέργειας. Τα νετρόνια που παράγονται από τη διαδικασία αυτή οδηγούνται στον πειραματικό χώρο, ο οποίος βρίσκεται στο τέλος ενός υπόγειου σωλήνα κενού, μήκους περίπου 185 m (σχήμα 3-1).

Τα κύρια χαρακτηριστικά της δέσμης πρωτονίων του επιταχυντή PS, είναι:

- ✓ Ορμή 20 GeV/c που αντιστοιχεί στη μέγιστη ενέργεια που μπορεί να αποκτηθεί σε ένα κύκλο του επιταχυντή PS των 1.2 s.
- ✓ Ένταση δέσμης 7×10^{12} πρωτονίων διάρκειας 7 ns r.m.s.
- ✓ Δυνατότητα παραγωγής μέχρι και 6 παλμών πρωτονίων σε κάθε «υπερκύκλο» (Supercycle), τυπικής διάρκειας 16.8 s. Όμως, πρέπει να σημειωθεί ότι ο μέγιστος αριθμός περιορίζεται σε 5 παλμούς ανά υπερκύκλο, λόγω των επιπέδων ακτινοβολίας στην περιοχή του στόχου. Οι παλμοί πρωτονίων επαναλαμβάνονται κάθε 2.4 s κατά μέσο όρο, χρόνο επαρκή για την αποφυγή αλληλεπικαλυπτόμενων νετρονίων από

επάλληλους παλμούς.

Ο συνδυασμός της μεγάλης διαδρομής των 185 m των νετρονίων και της μικρής διάρκειας του παλμού των πρωτονίων (7 ns) προσφέρουν στην διάταξη nTOF εξαιρετική διακριτική ικανότητα για τον προσδιορισμό της ενέργειας των νετρονίων, που κυμαίνεται από 10^{-4} στα επιθερμικά νετρόνια, έως 6% για τα νετρόνια ενέργειας κοντά στο ένα GeV.



Σχήμα 3-1. Σχηματικό διάγραμμα της περιοχής του πειράματος^[9]. Η δέσμη πρωτονίων μεταφέρεται μέσω της γραμμής TT2 και προσπίπτει στον στόχο μολύβδου. Τα νετρόνια ανιχνεύονται στο τέλος της σήραγγας του πειράματος nTOF, σε απόσταση περίπου 185 m από τον στόχο.

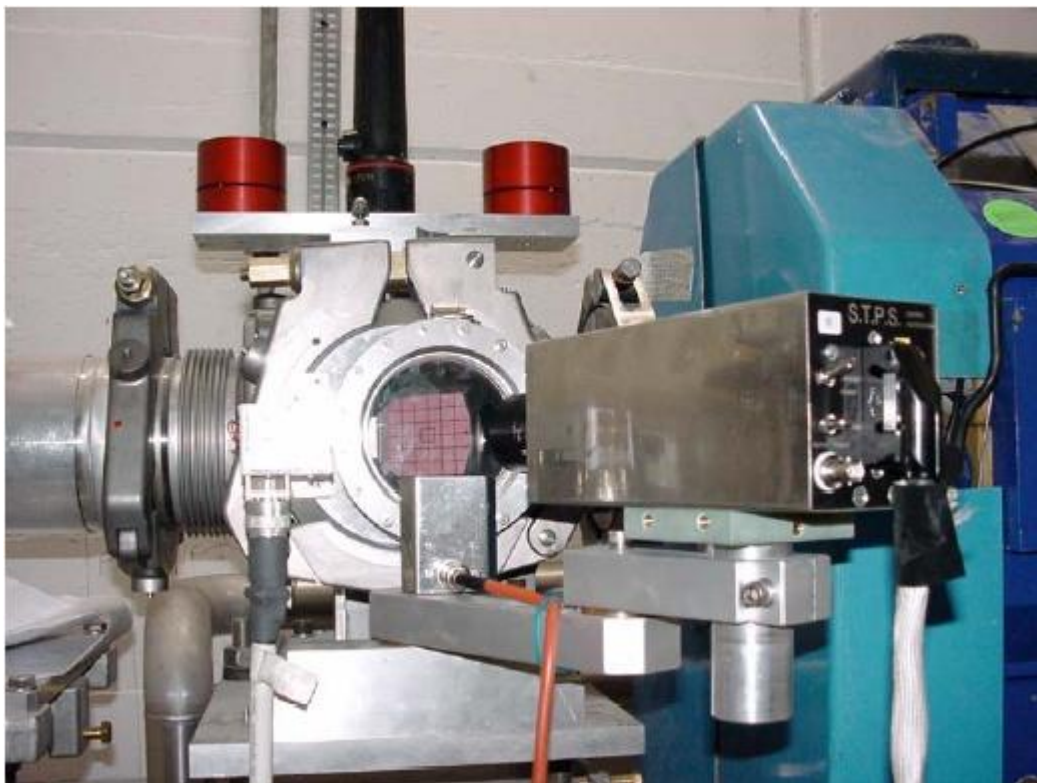
Οι παλμοί πρωτονίων που παρέχονται από τον επιταχυντή PS διακρίνονται σε αποκλειστική (nTOF) και παρασιτική (EASTC) δέσμη.

- ✓ Αποκλειστική δέσμη (nTOF). Στον αποκλειστικό τρόπο λειτουργίας ένας ή περισσότεροι παλμοί πρωτονίων έντασης 7×10^{12} πρωτόνια/παλμό, διάρκειας 7 ns r.m.s των 20 GeV/c - 1.2 s παρέχονται στο χώρο του πειράματος nTOF. Με τον τρόπο αυτό λειτουργίας επιτυγχάνεται η μέγιστη ένταση δέσμης.
- ✓ Παρασιτική δέσμη (EASTC). Στον παρασιτικό τρόπο λειτουργίας, η διάρκεια του παλμού είναι η ίδια, αλλά μικρότερης έντασης, περίπου 4×10^{12} πρωτόνια/παλμό. Το πλεονέκτημα που παρέχεται είναι ότι υπάρχει πάντα στον «υπερκύκλο» του

επιταχυντή PS.

Στη διάθεση των χρηστών της δέσμης του επιταχυντή PS, παρέχονται οι εξής διατάξεις:

- i. Μετασχηματιστής Ρεύματος Δέσμης. Ο Μετασχηματιστής Ρεύματος Δέσμης (Beam Current Transformers, BCT) βρίσκεται σε απόσταση 6 m πριν τον στόχο κατακερματισμού. Η τιμή της έντασης του ρεύματος, που αντιστοιχεί στην ένταση της δέσμης πρωτονίων, ψηφιοποιείται και είναι διαθέσιμη μέσω τοπικού δικτύου στους χρήστες του επιταχυντή PS. Η ακρίβεια ανάγνωσης της τιμής αυτής είναι 1%.
- ii. Συσκευή παρακολούθησης ρεύματος. Η συσκευή τοίχου για την παρακολούθηση του ρεύματος (Wall Current Monitor ή pick – up) βρίσκεται αμέσως μετά από το μετασχηματιστή BCT και παρέχει παλμό στο δωμάτιο ελέγχου του πειράματος nTOF, ανάλογο της έντασης της δέσμης πρωτονίων. Ο παλμός αυτός μπορεί να χρησιμοποιηθεί για χρονισμό ή για απευθείας παρακολούθηση της έντασης της δέσμης.
- iii. Συσκευές παρακολούθησης της θέσης της δέσμης. Για την παρακολούθηση της θέσης της δέσμης χρησιμοποιούνται τρεις επιφάνειες σπινθηρισμού μαζί με τρεις βίντεο κάμερες, που είναι τοποθετημένες πάνω από τη γραμμή (Beam Position Monitors). Οι επιφάνειες αυτές, τοποθετούνται μόνο κατά τη διάρκεια της προετοιμασίας των πειραμάτων για τον έλεγχο της δέσμης και αφαιρούνται κατά τη συνήθη λειτουργία (σχήμα 3-2).
- iv. Παλμοί χρονισμού. Δυο σήματα χρονισμού είναι διαθέσιμα στο δωμάτιο ελέγχου για: α) τον αποκλειστικό τρόπο λειτουργίας (nTOF bunches) και β) για τον παρασιτικό τρόπο λειτουργίας (EASTC bunches). Αμφότερα τα σήματα ανήκουν στους τυπικούς παλμούς χρονισμού του επιταχυντή PS (20 V, 2 μ s θετικοί παλμοί 50 Ω). Ο χρόνος των παλμών μπορεί να ρυθμιστεί με ακρίβεια 5 ns και χρησιμοποιείται για την ενεργοποίηση της καταγραφής των ανιχνευτών.
- v. Σήμα Αίτησης Δέσμης, για την παροχή δέσμης από τον επιταχυντή PS καιδιάταξη Visistar PS, για την προβολή σε οθόνη της κατάστασης του συνόλου των διατάξεων του επιταχυντή PS.



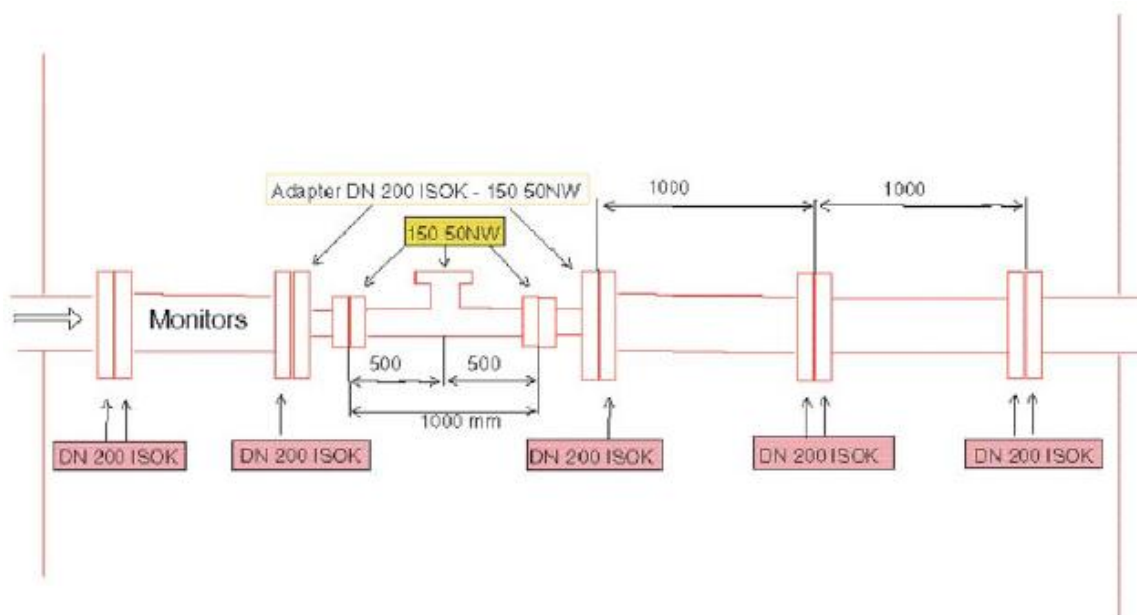
Σχήμα 3-2. Συσκευή παρακολούθησης της θέσης της δέσμης

3.2 Ο πειραματικός χώρος του n_TOF

Ο πειραματικός χώρος βρίσκεται μέσα σε υπόγεια σήραγγα σε απόσταση 182.5 m από τον στόχο κατακερματισμού και εκτείνεται μέχρι τα 190 m (σχήμα 3-3). Οι ανιχνευτές, τα ηλεκτρονικά πρώτης γραμμής και ο απαραίτητος βοηθητικός εξοπλισμός βρίσκεται σε περιοχή χαμηλού υποβάθρου, που ονομάζεται Περιοχή Μετρήσεων. Μετά από την περιοχή αυτή η δέσμη εισέρχεται στη γραμμή διαφυγής των νετρονίων (Neutron Escape Line).

Λόγω του ότι ο πειραματικός χώρος βρίσκεται στο ανοδικό μέρος της σήραγγας, έχει κατασκευαστεί οριζόντιο ψευδοπάτωμα εργασίας που αποτελείται από ράβδους αλουμινίου, οι οποίες στηρίζονται σε τοίχο από σκυρόδεμα και οι οποίες μπορούν να αφαιρεθούν εύκολα. Οι ανιχνευτές τοποθετούνται επάνω στο ψευδοπάτωμα. Στον ίδιο χώρο υπάρχουν τέσσερις οπτικές ίνες για την μεταφορά των δεδομένων στα ηλεκτρονικά πρώτης γραμμής του δωματίου ελέγχου (Control Room) καθώς και στο τοπικό δίκτυο. Το τοπικό δίκτυο παρέχει πρόσβαση χαμηλού επιπέδου σε όλους τους υπολογιστές μέσω του πρωτοκόλλου TCP/IP. Το

σήμα εκκίνησης παρέχεται από το δωμάτιο ελέγχου και από εκεί κατανέμεται σε όλες τις ηλεκτρονικές μονάδες μέσω υψηλής ποιότητας ομοαξονικού καλωδίου.



Σχήμα 3-3. Διάγραμμα του χώρου μετρήσεων⁽⁹⁾.

3.2.1 Πηγή νετρονίων

Ο μηχανισμός κατακερματισμού είναι μια ισχυρή πηγή νετρονίων και αποτελείται από στόχο βαρέος στοιχείου, στο οποίο προσπίπτει δέσμη πρωτονίων υψηλής ενέργειας. Στην περίπτωση που ο στόχος είναι από μόλυβδο (Pb), ένα πρωτόνιο ορμής 1 GeV/c παράγει 20 – 30 νετρόνια.

Η πηγή νετρονίων του πειράματος nTOF αποτελείται από στόχο κατακερματισμού από κύβους μολύβδου, συνολικού όγκου $80 \times 80 \times 60 \text{ cm}^3$. Οι διαστάσεις του στόχου βελτιστοποιήθηκαν μέσω κώδικα προσομοίωσης, ώστε να επιτευχθεί ο βέλτιστος συνδυασμός ανάμεσα στη ροή των νετρονίων και την ακρίβεια προσδιορισμού της ενέργειας του νετρονίου. Ένας μεγάλος στόχος θα παρήγαγε υψηλή ροή νετρονίων, αλλά θα ενέπλεκε μεγαλύτερες διαδρομές μέσα στο στόχο μολύβδου και θα περιόριζε την ακρίβεια στον προσδιορισμό της ενέργειας.

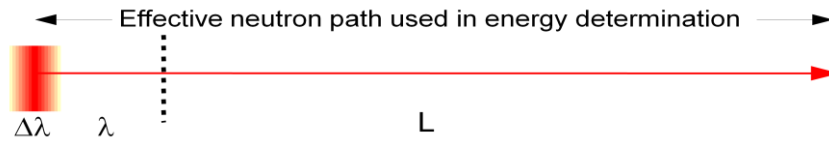
Για την επιβράδυνση των νετρονίων υπάρχει στρώμα νερού πάχους 5 cm στην επιφάνεια εξόδου των νετρονίων, ώστε να παραχθεί ευρύ ενεργειακό φάσμα από 1 eV έως περίπου 250 MeV. Το νερό επιβράδυνσης είναι μέρος του συστήματος ψύξης του στόχου, το οποίο απάγει τη μεγάλη ποσότητα θερμότητας, η οποία παράγεται κατά την διαδικασία του

κατακερματισμού. Βρίσκεται σε άμεση επαφή με τον στόχο μολύβδου και διαχωρίζεται από τον σωλήνα του πειράματος pTOF με παράθυρο αλουμινίου^[(9)]. Η δέσμη πρωτονίων προσπίπτει στον στόχο με γωνία 10° , ως προς άξονα του σωλήνα του pTOF. Η επιλογή της γωνίας αυτής έγινε για να μειωθεί η «μόλυνση» της δέσμης νετρονίων από τα φορτισμένα σωματίδια και την ακτινοβολία γ , τα οποία παράγονται στο στόχο και εξέρχονται προς την πρόσθια διεύθυνση.

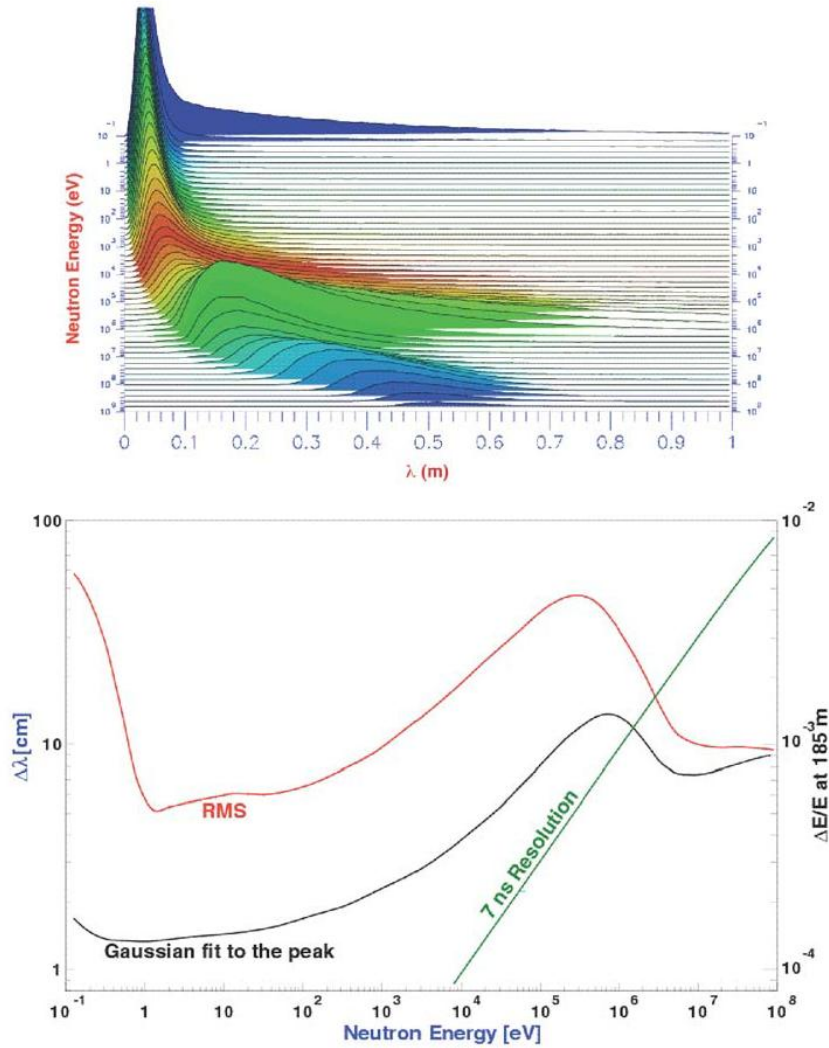
3.2.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα

Ανάλογα με τη θέση που δημιουργήθηκαν τα νετρόνια, μέσα στο στόχο μολύβδου (80 cm), θα έχουν και διαφορετική διαδρομή λ και διαφορετικό χρόνο πτήσης. Στο σχήμα 3-4 παρουσιάζεται η ενεργός διαδρομή των νετρονίων, που περιλαμβάνει την διαδρομή μέσα στο στόχο Pb και τον επιβραδυντή νερού (λ), καθώς και την διαδρομή από τον επιβραδυντή, μέχρι την πειραματική διάταξη μέτρησης (L). Η διαδρομή λ , εξαρτάται από την ενέργεια του παραγόμενου νετρονίου και μπορεί να υπολογιστεί μέσω προσομοίωσης με τεχνική Monte – Carlo. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης με τον κώδικα FLUKA^[(57)], παρουσιάζονται στο σχήμα 3-5 και χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της ενεργού διαδρομής πτήσης του νετρονίου, προκειμένου να υπολογιστεί με ακρίβεια η ενέργειά του. Στην περιοχή ενεργειών της παρούσας εργασίας, η διόρθωση αυτή κρίθηκε απαραίτητη για τον ακριβή προσδιορισμό, της ενέργειας των νετρονίων, όπως προέκυψε από την σύγκριση των αποτελεσμάτων με δεδομένα που υπάρχουν στην βιβλιογραφία.

Η αβεβαιότητα $\Delta\lambda$, στον προσδιορισμό της διαδρομής λ , καθώς και του χρόνου δημιουργίας των νετρονίων, λόγω του εύρους 7 ns του παλμού πρωτονίων, δημιουργεί και αντίστοιχη αβεβαιότητα στον προσδιορισμό της ενέργειας νετρονίων και περιορίζει την ενεργειακή διακριτική ικανότητα της διάταξης pTOF. Το εύρος της κατανομής του σχήματος 3-5 (κάτω), αναδεικνύει την αβεβαιότητα στον προσδιορισμό του λ , η οποία δίνεται στο σχήμα ως συνάρτηση της ενέργειας των νετρονίων. Το $\Delta\lambda$ προσδιορίστηκε με δυο μεθόδους, με τη μορφή r.m.s. (κόκκινη γραμμή) ή με συνάρτηση Gauss (μαύρη γραμμή στο κάτω σχήμα). Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζεται και η αβεβαιότητα που εισάγεται, λόγω της χρονικής διάρκειας των 7 ns, του παλμού των πρωτονίων. Τα σφάλματα, στον προσδιορισμό της ενέργειας, που προκύπτουν από τις παραπάνω αβεβαιότητες, φαίνονται στο δεξιό άξονα του σχήματος και είναι αμελητέα ($10^{-4} < \Delta E/E < 10^{-2}$) και αντικατοπτρίζουν την εξαιρετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα της εγκατάστασης pTOF.



Σχήμα 3-4. Ενεργός διαδρομή των νετρονίων στον στόχο Pb και επιβραδυντή (λ) και στον αερόκενο σωλήνα της διάταξης nTOF, μέχρι τον πειραματικό χώρο μέτρησης (L)^[9].



Σχήμα 3-5. Ανω: Κατανομή της ενεργού διαδρομής νετρονίων μέσα στο στόχο μολύβδου και στον επιβραδυντή (moderator) ως προς την ενέργεια των νετρονίων, υπολογισμένη με τεχνική Monte Carlo^[(57)]. Κάτω: Αβεβαιότητα $\Delta\lambda$, στον προσδιορισμό της ενεργού διαδρομής των νετρονίων και συνακόλουθη αβεβαιότητα στον προσδιορισμό της ενέργειάς τους ΔE , ως συνάρτηση της ενέργειας E των νετρονίων.

3.2.3 Η γραμμή μεταφοράς της δέσμης του nTOF

Τα παραγόμενα νετρόνια διανύουν περίπου 180 m μέσα σε σωλήνα από ανοξείδωτο ατσάλι, ο οποίος διαιρείται σε τμήματα με προοδευτική μείωση της διαμέτρου του. Η πίεση στο εσωτερικό του είναι μικρότερη του 1 mbar.

Για τον περιορισμό της δέσμης νετρονίων στον πειραματικό χώρο έχουν τοποθετηθεί δυο κατευθυντήρες (collimators) στα 136 m και 175 m,. Ο πρώτος κατευθυντήρας κατασκευάστηκε από σκυρόδεμα και σίδηρο πάχους 1 m και η διάμετρος του ανοίγματος είναι 11 cm, ενώ ο δεύτερος, με άνοιγμα 8 cm, αποτελείται από τρία μέρη. Το πρώτο, πάχους 50 cm, κατασκευάστηκε από βοριωμένο πολυαιθυλένιο 5%, το δεύτερο, πάχους 125 cm, από σίδηρο και το τρίτο, πάχους 75 cm από βοριωμένο πολυαιθυλένιο 5%. Ο σίδηρος χρησιμοποιείται για να ανακόπτει τα ταχέα νετρόνια, ενώ το υδρογόνο στο πολυαιθυλένιο για να επιβραδύνει και το ^{10}B για να συλλαμβάνει τα αργά νετρόνια. Για την απομάκρυνση των φορτισμένων σωματιδίων από την δέσμη τοποθετήθηκε πίσω από τον πρώτο κατευθυντήρα μαγνήτης πάχους 2 m και μέγιστης ισχύος κάμψης φορτισμένων σωματιδίων $3.63 \text{ T} \cdot \text{m}$, .

3.2.4 Γραμμή διαφυγής των νετρονίων (neutron escape line)

Η γραμμή διαφυγής νετρονίων είναι το τμήμα του σωλήνα του πειράματος n_TOF, το οποίο χρησιμοποιείται για την απομάκρυνση των οπισθοσκεδαζομένων νετρονίων στον πειραματικό χώρο. Μετά τη θωρακισμένη περιοχή, που είναι και η περιοχή μετρήσεων, υπάρχει ένωση των δυο σωλήνων με βαλβίδα, σε απόσταση περίπου 200 m από το στόχο κατακερματισμού. Στο σχήμα 3-6 παρουσιάζεται το άκρον του σωλήνα n_TOF σε απόσταση 200 m περίπου από το στόχο κατακερματισμού. Λόγω της κλίσης της σήραγγας, πρακτικά ο σωλήνας τερματίζει στο πάτωμα. Στο τέλος του σωλήνα, τα νετρόνια καταλήγουν σε διάταξη πλούσια σε υδρογόνο, για την θερμοποίηση των νετρονίων, η οποία στο κέντρο διαθέτει ανιχνευτή BF_3 , προκειμένου να παρακολουθείται η θέση της δέσμης.

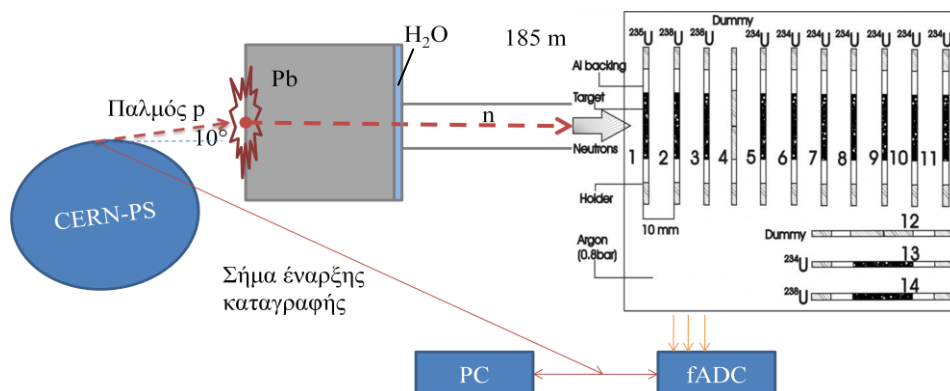


Σχήμα 3-6. Φωτογραφία της οδού διαφυγής των νετρονίων.

3.3 Ανιχνευτής FIC.

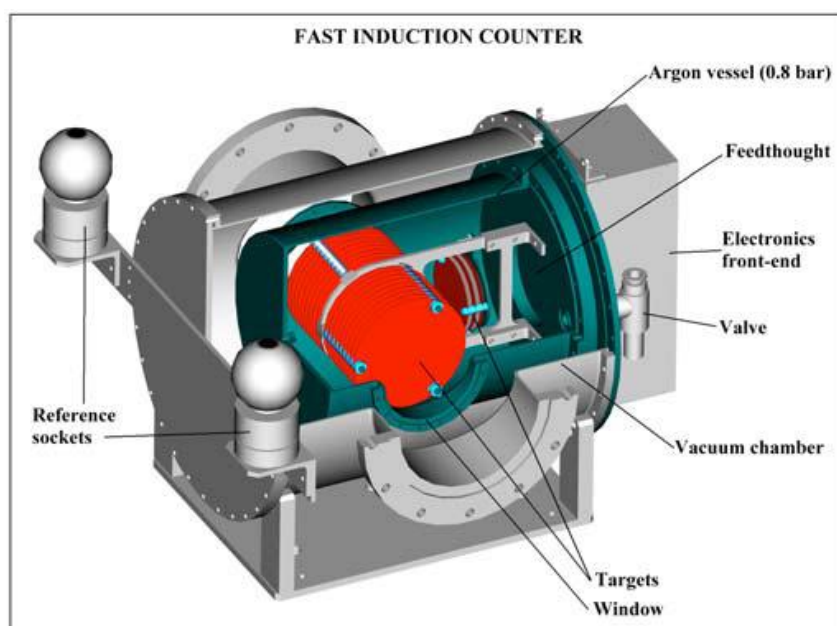
Για την μέτρηση των αντιδράσεων σχάσης χρησιμοποιήθηκε ένας κυλινδρικός θάλαμος ιονισμού. Ο σχεδιασμός και η κατασκευή του έγινε από την συνεργασία nTOF, βελτιστοποιημένος για τις πειραματικές συνθήκες στο CERN και σύμφωνα με τις προδιαγραφές ISO 2919, προκειμένου να τηρηθούν οι απαιτήσεις ασφαλείας, για μετρήσεις ραδιενεργών στόχων, όπως ^{233}U , ^{241}Am κλπ.

Ο ανιχνευτής τοποθετήθηκε μέσα στον πειραματικό χώρο, σε απόσταση περίπου 185 m από την πηγή νετρονίων και στερεώθηκε κατά μήκος του σωλήνα μέσα στον οποίο μεταφέρονται τα νετρόνια (σχήμα 3-7).



Σχήμα 3-7. Σχηματικό διάγραμμα της θέσης του ανιχνευτή στον πειραματικό χώρο, του ανιχνευτή και των στόχων.

Ο ανιχνευτής FIC κατασκευάστηκε από αλουμίνιο, είναι αεροστεγής με αέριο γέμισμα Ar και CF₄ σε πίεση 700 mb, σε αναλογία 90% και 10% αντίστοιχα. Μια «καλλιτεχνική» απεικόνιση του ανιχνευτή δίνεται στο σχήμα 3-8. αυτό το σχήμα διακρίνεται η μεταλλική κατασκευή, μέσα στην οποία και έχουν προσαρτηθεί οι στόχοι, οι οποίοι διακρίνονται με κόκκινο χρώμα. Οι στόχοι είναι κυκλικοί και τοποθετημένοι ο ένας πίσω από τον άλλο, σε απόσταση 5 mm μεταξύ τους και κάθετα στη δέσμη νετρονίων. Μερικοί στόχοι βρίσκονται σε θέσεις «εκτός δέσμης», για τον προσδιορισμό του υποβάθρου. Στο πάνω μέρος της κατασκευής (δεξιά στο σχήμα), τοποθετούνται τα απαραίτητα ηλεκτρονικά και η βαλβίδα πλήρωσης με αέριο. Συγκεκριμένα στο πάνω μέρος του ανιχνευτή και μετά τους στόχους «εκτός δέσμης», τοποθετήθηκε η υποδοχή για το γέμισμα του ανιχνευτή με αέριο, την τροφοδοσία του με τάση και οι απαραίτητες ηλεκτρονικές μονάδες για τη διαμόρφωση του σήματος. Η τοποθέτησή τους πάνω στον ανιχνευτή ήταν αναγκαία, καθώς το σήμα καταγράφεται σε απόσταση 80 m από τον πειραματικό χώρο.



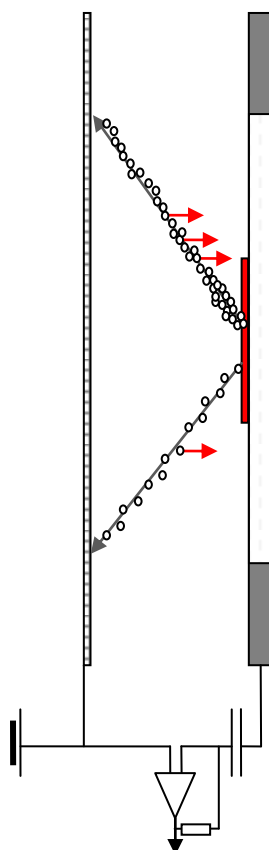
Σχήμα 3-8. «Καλλιτεχνική» απεικόνιση του ανιχνευτή FIC^[(58)].

Οι στόχοι είναι κυκλικοί και τοποθετήθηκαν κατά μήκος του άξονα του ανιχνευτή και της διαδρομής της δέσμης νετρονίων. Αποτελούνται από μια βάση υποστήριξης αλουμινίου, πάχους 100 μm, πάνω στην οποία είναι τοποθετημένο το υπό μέτρηση ισότοπο, σε πολύ λεπτή επίστρωση. Μπροστά και πίσω από κάθε στόχο βρίσκεται μεταλλικό πλέγμα, πάχους 15 μm και σε τάση 600 Volt.

3.3.1 Αρχή λειτουργίας

Τα νετρόνια, τα οποία κινούνται στον κεντρικό άξονα του ανιχνευτή προσπίπτουν κάθετα στην επιφάνεια του ισοτόπου. Τα θραύσματα της σχάσης που παράγονται διαφεύγουν, λόγω του πολύ μικρού πάχους της επίστρωσης του ισοτόπου ($<0.3 \text{ mg/cm}^2$). Για κάθε αντίδραση σχάσης, δημιουργούνται δυο πυρήνες, οι οποίοι κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις και η συνολική κινητική τους ενέργεια είναι της τάξης των 160 MeV. Το ένα θραύσμα απορροφάται από την βάση αλουμινίου και το άλλο διαφεύγει προς το αέριο, το οποίο ιονίζεται έντονα. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που παράγονται προκαλούν περισσότερο ίονισμό καθώς έλκονται από τα ηλεκτρόδια και παράγουν μετρήσιμο ηλεκτρικό ρεύμα (σχήμα 3-9). Το ρεύμα αυτό ενισχύεται και οδηγείται για περαιτέρω επεξεργασία και καταγραφή Έχει αποδειχθεί^[(59)], ότι ο χρόνος απόκρισης του ανιχνευτή είναι της τάξης των λίγων δεκάδων ns, με καλή διάκριση των θραυσμάτων σχάσης και σωματιδίων α .

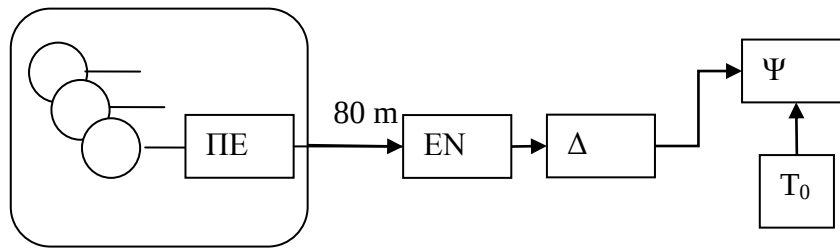
Η ένταση του ρεύματος που παράγεται, είναι ανάλογη της ενέργειας που απορροφήθηκε. Η ιδιότητα αυτή είναι σημαντική για το διαχωρισμό των θραυσμάτων σχάσης από την ακτινοβολία α , η οποία επίσης ιονίζει το αέριο. Η διαφορά των εντάσεων ρεύματος ενισχύεται με την επιλογή κατάλληλων χαρακτηριστικών του ανιχνευτή, όπως μικρή απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων, χαμηλή τάση πόλωσης καθώς και η χαμηλή πίεση του αερίου. Έτσι, τα θραύσματα σχάσης σταματούν γρήγορα μέσα στο αέριο, και απορροφάται όλη η κινητική τους ενέργεια ενώ τα σωματίδια α δεν προλαβαίνουν να σταματήσουν μέχρι το ηλεκτρόδιο. Η διάκριση των σωματιδίων επιτυγχάνεται με την επιλογή ενός κατωφλίου στο παραγόμενο ρεύμα^[(60)].



Σχήμα 3-9. Σχηματική αναπαράσταση της αρχής λειτουργίας του ανιχνευτή FIC. Σημειώνεται η φορά του παραγόμενου ρεύματος. Επίσης παρουσιάζεται και το κύκλωμα προενίσχυσης του σήματος.

3.3.2 Ηλεκτρονική διάταξη

Στο σχήμα 3-10 παρουσιάζεται το διάγραμμα της συνδεσμολογίας των ηλεκτρονικών μονάδων. Κάθε στόχος μέσα στον ανιχνευτή αντιστοιχεί σε ένα κανάλι σήματος. Στο σήμα αυτό εφαρμόζεται απαραίτητα προενίσχυση (ΠΕ), λόγω της μεταφοράς του σήματος στο δωμάτιο ελέγχου σε απόσταση περίπου 80 m, όπου βρίσκονται τα μέσα καταγραφής. Μετά τη μεταφορά του, ο παλμός διαμορφώνεται και ενισχύεται από ενισχυτή (ΕΝ). Με Το σήμα έναρξης της καταγραφής (trigger), συμβολίζεται ως T_0 και παρέχεται από τον επιταχυντή CERN – PS λίγο πριν η δέσμη πρωτονίων προσκρούσει στο στόχο Pb. Το σήμα κάθε καναλιού διαχωρίζεται (μονάδες Δ, «fan-in, fan-out») και οδηγείται στις μονάδες ψηφιοποίησης (Ψηφιοποιητής fADC (Ψ)). Κατόπιν τα ψηφιοποιημένα σήματα καταγράφονται στον σκληρό δίσκο του υπολογιστή, μέσω του προγράμματος καταγραφής δεδομένων (DAQ).



Σχήμα 3-10. Σχηματικό διάγραμμα των ηλεκτρονικών μονάδων.

3.3.3 Οι στόχοι

Για τις μετρήσεις που έγιναν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής παρασκευάστηκαν διάφοροι στόχοι. Κάθε στόχος στηρίζεται σε ατσάλινη βάση, η οποία προσαρμόζεται στον ανιχνευτή. Στη βάση αυτή τοποθετείται φύλλο από αλουμίνιο πάχους 100 μm και διαμέτρου 80 mm, για την υποστήριξη του υλικού του στόχου, το οποίο εναποτίθεται και στις δυο πλευρές σε πολύ λεπτές επιστρώσεις. Η εναπόθεση επάνω στο φύλλο υποστήριξης έγινε με την τεχνική της βαφής και όλοι οι στόχοι μετρήθηκαν με φασματοσκοπία α με ανιχνευτή πυριτίου, για την μέτρηση της μάζας και της καθαρότητας^[(61)]. Παρά το χημικό καθαρισμό πριν την ετοιμασία των στόχων, παρατηρήθηκαν ίχνη προσμίξεων και προϊόντων αποδιέγερσης. Στοιχεία για τους στόχους που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στους πίνακες 3-1 και 3-2.

Πίνακας 3-1. Στοιχεία για τους στόχους που χρησιμοποιήθηκαν στον ανιχνευτή FIC για τη μέτρηση της ενεργού διατομής σχάσης του ^{234}U . Στη στήλη fADC σημειώνεται ο αύξων αριθμός της μονάδας του ψηφιοποιητή καθώς και ο αντίστοιχος διάλυός του που χρησιμοποιήθηκε. Στο σφάλμα συμπεριλαμβάνεται και η καθαρότητα του δείγματος.

Δείγμα	fADC#	Μάζα (g)	Σφάλμα (%)	Ακτίνα (cm)	Απόσταση (m)
^{235}U	3,1	4.0	20	2.6	185.666
^{238}U	2,1	10.0	10	2.6	185.671
$^{234}\text{U(a)}$	2,0	5.46	5	2.6	185.706
$^{234}\text{U(b)}$	1,2	5.17	5	2.6	185.716
$^{234}\text{U(c)}$	1,1	5.17	5	2.6	185.726
$^{234}\text{U(d)}$	1,0	5.46	5	2.6	185.736
$^{234}\text{U(e)}$	0,2	5.28	5	2.6	185.746
$^{234}\text{U(f)}$	0,1	5.40	5	2.6	185.756
$^{234}\text{U(g)}$	0,0	5.41	5	2.6	185.766
Κενό	2,2	0	0	2.6	185.696

Πίνακας 3-2. Στοιχεία για τους στόχους που χρησιμοποιήθηκαν στον ανιχνευτή FIC, για τη μέτρηση της ενεργού διατομής σχάσης του ^{232}Th . Στη στήλη fADC σημειώνεται ο αύξων αριθμός της μονάδας του ψηφιοποιητή καθώς και ο αντίστοιχος διάυλος του που χρησιμοποιήθηκε. Στο σφάλμα συμπεριλαμβάνεται και η καθαρότητα του δείγματος.

Δείγμα	fADC#	Μάζα (g)	Σφάλμα (%)	Διάμετρος (cm)	Απόσταση (m)
^{235}U	0,2	35.6	1.5	8.0	185.390
$^{238}\text{U(a)}$	1,1	25.4	1.4	8.0	185.432
$^{238}\text{U(b)}$	1,2	23.3	1.4	8.0	185.421
$^{232}\text{Th(a)}$	3,1	38.2	1.4	8.0	185.370
$^{232}\text{Th(b)}$	3,2	37.6	1.4	8.0	185.380

3.4 Το σύστημα καταγραφής δεδομένων του πειράματος n_TOF

Για τις ανάγκες του πειράματος αναπτύχθηκαν δυο ανεξάρτητα συστήματα καταγραφής δεδομένων (Data Acquisition System).

3.4.1 Σύστημα καταγραφής δεδομένων A (DAQ-A)

Από την ομάδα n_TOF αναπτύχθηκε το πρωτοποριακό, γενικής χρήσεως σύστημα καταγραφής δεδομένων (DAQ) ^[62]. Για την βελτίωση του συστήματος ελήφθησαν υπόψη οι εξής παράμετροι,:

- ✓ Ο ρυθμός επανάληψης της δέσμης του πειράματος nTOF.
- ✓ Ο αναμενόμενος αριθμός γεγονότων.
- ✓ Τα χαρακτηριστικά του σήματος κάθε ανιχνευτή.

Έτσι αναπτύχθηκε ένα ευέλικτο και ευπροσάρμοστο σύστημα DAQ που εξυπηρετεί όλες τις απαιτήσεις του εκάστοτε χρησιμοποιούμενου ανιχνευτή, χωρίς να χάνει σε απόδοση ή νεκρό χρόνο (dead time) και που υποστηρίζεται από φιλικό περιβάλλον γραφικών. Βασική καινοτομία και χαρακτηριστικό του συστήματος είναι η ικανότητά του να αποθηκεύει την πλήρη πληροφορία του αναλογικού σήματος του ανιχνευτή για κάθε κανάλι. Η δειγματοληψία γίνεται από μονάδες fADC¹¹, οι οποίες επιτυγχάνουν για ορισμένο χρονικό διάστημα¹² την πλήρη ψηφιοποίηση του αναλογικού σήματος. Η διαδικασία της

¹¹ Αστραπιαίο μετατροπέα αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (flash Analog to Digital Converter).

¹² Στις εγκαταστάσεις του n_TOF οι ανιχνευτές είναι ενεργοί για 16 ms από την έλευση της δέσμης νετρονίων στον πειραματικό χώρο, καλύπτοντας έτσι ενέργειες μέχρι και κάτω από 1 eV.

ψηφιοποίησης δεν διακόπτεται κατά την ανάγνωση των δεδομένων. Η αρχιτεκτονική του συστήματος επιτρέπει την πλήρη αναπαραγωγή και ανάλυση του σήματος του ανιχνευτή «off-line»¹³. Το σύστημα DAQ – Α του πειράματος n_TOF καταγράφει ταυτόχρονα τα γεγονότα από όλους τους ανιχνευτές και τα μεταφέρει, μετά από κάθε δέσμη, διαμέσου διάταξης Gigabit Switcher στις εγκαταστάσεις του CERN- CDR για γρήγορη αποθήκευση.



Σχήμα 3-11. Τα μέσα ψηφιοποίησης ACQIRIS μαζί με το περίβλημα.

Οι μονάδες fADC που χρησιμοποιήθηκαν ήταν του τύπου ACQIRIS (σχήμα 3-11). Παρείχαν εύρος τάσης σήματος από ± 5 V μέχρι ± 5 mV, με ρυθμούς δειγματοληψίας από 2 Gsample/sec μέχρι 1 Msample/sec και διέθεταν εγκατεστημένη μνήμη RAM 16 MBytes.

Αναλυτικά, οι προδιαγραφές των μέσων ψηφιοποίησης, του συστήματος «αργού ελέγχου»¹⁴ καθώς και του δικτύου των υπολογιστών που ήταν εγκατεστημένο περιέχονται στις δημοσιεύσεις της συνεργασίας n_TOF^[(9), (63)].

Επίσης, η αρχιτεκτονική σχεδιασμού του συστήματος DAQ περιγράφεται λεπτομερώς στις δημοσιεύσεις της συνεργασίας n_TOF^[(62), (64), (65)].

¹³ Εκτός λειτουργίας ανιχνευτή χρόνους.

¹⁴ “Slow Control”. Έλεγχος στοιχείων του ανιχνευτή που δεν μεταβάλλονται για μεγάλη χρονική περίοδο, όπως τροφοδοσία, θερμοκρασία και πίεση.

3.4.1.1 Το σήμα έναρξης καταγραφής του συστήματος DAQ

Το σήμα έναρξης για την καταγραφή των δεδομένων δινόταν από το παλμό χρονισμού του επιταχυντή PS. Μετά από εξασθένιση και καθυστέρηση, δημιουργείται στην αίθουσα ελέγχου CR¹⁵ ο παλμός που σήμανε την έναρξη της καταγραφής. Στη συνέχεια διαβιβαζόταν μέσω ομοαξονικού καλωδίου υψηλής ποιότητας στον πειραματικό χώρο, όπου βρισκόταν τα μέσα ψηφιοποίησης, στα οποία το σήμα διαμοιράζεται μέσω μονάδας fan-in, fan-out με ισομήκη καλώδια. Το ίδιο σήμα διοχετευόταν στον υπολογιστή μέσω παράλληλης θύρας.

3.4.1.2 Το σύστημα αργού ελέγχου και παρακολούθησης της δέσμης

Το σύστημα «αργού ελέγχου» συνδυάζει τη ρύθμιση και παρακολούθηση των υψηλών τάσεων πόλωσης και τη συλλογή πληροφορίας για τη δέσμη από τον επιταχυντή PS. Ειδικά για την πληροφορία της έντασης της δέσμης υπήρχε υπολογιστής αφιερωμένος σε αυτή την εργασία, λόγω του ότι ήταν διαθέσιμη μόνο για μικρό χρονικό διάστημα από την έλευση της δέσμης.

Για τον έλεγχο του τροφοδοτικού υψηλών και χαμηλών τάσεων καθώς και των εντάσεων, της θερμοκρασίας και της πίεσης αναπτύχθηκε λογισμικό σε γλώσσα LABVIEW, οι λεπτομέρειες του οποίου παρέχονται στην τεχνική έκθεση του nTOF^[9].

3.4.1.3 Χαρακτηριστικά του συστήματος καταγραφής των δεδομένων

Τα μέσα ψηφιοποίησης ήταν εγκατεστημένα στον πειραματικό χώρο και οργανωμένα σε “data-streams”¹⁶. Τα δεδομένα από κάθε υπολογιστή τύπου PC μεταφέρονταν μέσω κάρτας δικτύου Gigabit Ethernet και περνώντας από μονάδα Gigabit Switcher οδηγούνταν στον υπηρέτη δίσκου (disk server) που βρισκόταν στην αίθουσα ελέγχου και έπειτα στον υπηρέτη CDR disk server και στις ταινίες. Σε συνθήκες πειράματος, δεν υπήρχε πρόσβαση στις ηλεκτρονικές μονάδες και στους υπολογιστές. Για τον λόγο αυτό, ο έλεγχος όλων των μονάδων γινόταν, μέσω του πρωτοκόλλου TCP/IP, από υπολογιστή, ο οποίος βρισκόταν στην αίθουσα ελέγχου.

¹⁵ Control Room, Αίθουσα Ελέγχου: Το δωμάτιο όπου έχουν εγκατασταθεί τα συστήματα παρακολούθησης του πειράματος καθώς και μεταφοράς δεδομένων προς το CERN-CASTOR.

¹⁶ Σύνολο καναλιών που ελέγχονται από έναν υπολογιστή, ο οποίος λειτουργεί αποκλειστικά για αυτό το σύνολο.

3.4.2 Το σύστημα καταγραφής δεδομένων B (DAQ-B)

Παράλληλα με το σύστημα καταγραφής δεδομένων που έχει περιγραφεί προηγουμένως, έχει αναπτυχθεί και χρησιμοποιηθεί και δεύτερο σύστημα καταγραφής δεδομένων^[(62)]. Λόγω της ιδιομορφίας της δέσμης του πειράματος n_TOF, ένας παλμός πρωτονίων κάθε 1.2 s, παράγει υψηλή νετρονική ροή στο χώρο μετρήσεων για μεγάλο σχετικά χρονικό διάστημα (~150 ms) με συνέπεια η μονάδα καταγραφής δεδομένων DAQ να πρέπει να ικανοποιεί πλήθος απαιτήσεων^[(66)].

Κυρίως απαιτείται να υπάρχει συγχρονισμένη πληροφορία προερχόμενη από πολλές πηγές όπως οι ηλεκτρονικές διατάξεις (VME, VXE, CAMAC κ.α.), με διαφορετικές ρυθμίσεις για κάθε μέτρηση, η πληροφορία της έντασης της δέσμης από τη βάση δεδομένων του CERN Proton Synchrotron (PS) και την ασύγχρονη πηγή του «αργού» συστήματος καταγραφής, που χρησιμοποιεί το πρωτόκολλο SCADA για την ανάγνωσή του.

Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό του συστήματος είναι το φιλικό περιβάλλον γραφικών (Graphical User's Interface, GUI), που επιτρέπει στο χρήστη την εύκολη αλληλεπίδρασή του με αυτό. Έτσι μπορεί κανείς να παρακολουθεί την εξέλιξη του πειράματος καθώς επίσης να μεταβάλλει κάποιες από τις παραμέτρους του πειράματος. Ακόμη, μπορεί να μεταφέρει στην οθόνη το περιεχόμενο του κάθε καναλιού σε off-line και on-line χρόνους, για ένα πρώτο έλεγχο των δεδομένων.

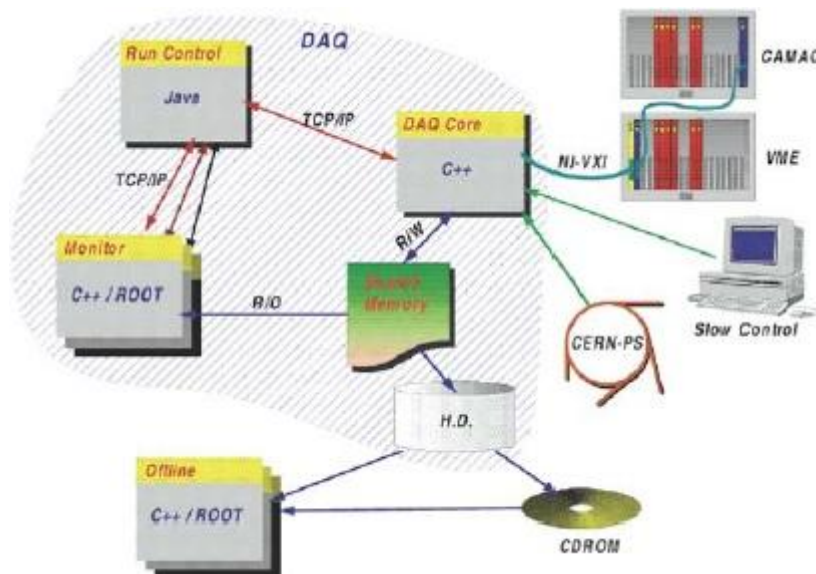
Τα ανωτέρω χαρακτηριστικά θα πρέπει να συνδυάζονται και με τη μεγάλη σταθερότητα και αξιοπιστία του συστήματος. Η σωστή του λειτουργία ήταν κρίσιμη για τη δυνατότητα ανάλυσης των αποτελεσμάτων του πειράματος, η οποία έγινε από δεδομένα που έχουν αποθηκευτεί από το σύστημα καταγραφής.

3.4.2.1 Η αρχιτεκτονική του προγράμματος καταγραφής δεδομένων.

Στο σχήμα 3-12 παρουσιάζεται το γενικό σχηματικό διάγραμμα του συστήματος καταγραφής DAQ-B. Το πρόγραμμα καταγραφής αποτελείται από 3 ξεχωριστά τμήματα, τα οποία είναι τα εξής:

- ✓ Ο έλεγχος Ροής (RunControl)
- ✓ Ο Πυρήνας (DAQcore)
- ✓ Ο Έλεγχος Δεδομένων (Monitor)

Τα ανωτέρω στοιχεία επικοινωνούν μεταξύ τους χρησιμοποιώντας το πρωτόκολλο TCP/IP και έχουν πρόσβαση στη κοινή μνήμη, όπου αποθηκεύονται τα δεδομένα.



Σχήμα 3-12. Σχηματικό διάγραμμα του συστήματος καταγραφής δεδομένων B (DAQ-B).

3.4.2.2 Το υποπρόγραμμα Ελέγχου Ποής (RunControl)

Το υποπρόγραμμα Ελέγχου Ποής (RunControl) είναι γραμμένο σε γλώσσα JavaTM και ελέγχει την διαδικασία της λήψης δεδομένων. Επίσης είναι και ο σύνδεσμος στην επικοινωνία του υποπρογράμματος Monitor με τα υποπρογράμματα DAQcore. Παρέχει το περιβάλλον γραφικών, που είναι βασισμένο σε γλώσσα Java AWT, με αρκετά πλαίσια διαλόγου για τη ρύθμιση των διαφόρων παραμέτρων του προγράμματος και των ηλεκτρονικών μονάδων κάθε πειραματικής διάταξης. Το υποπρόγραμμα διατηρεί σε βάση δεδομένων όλα τα προγραμματιζόμενα στοιχεία, τα οποία έχουν προβλεφθεί από τον κατασκευαστή. Έτσι ο χρήστης μπορεί να χρησιμοποιήσει τη διάταξη DAQ, με τα ήδη ορισμένα στοιχεία και να αλλάξει με ευκολία τις ρυθμίσεις κάποιου αν χρειαστεί.

3.4.2.3 Πυρήνας (DAQcore)

Το DAQcore είναι η καρδιά του προγράμματος καταγραφής δεδομένων. Συγκεκριμένα είναι μια διαδικασία που τρέχει στο υπόβαθρο, στο οποίο ο χρήστης δεν έχει άμεση πρόσβαση. Το πρόγραμμα ελέγχει την επικοινωνία με τις ηλεκτρονικές μονάδες. Το πρόγραμμα περιμένει για μηνύματα από το υποπρόγραμμα RunControl ή για το σήμα σκανδαλισμού (trigger), ενώ η καταγραφή βρίσκεται σε εξέλιξη.

Η όλη αρχιτεκτονική του προγράμματος στηρίζεται σε ένα σύνολο υπομονάδων (modules). Κάθε υπομονάδα (module), η οποία είναι ένα τμήμα κώδικα σε C++ ελέγχει την επικοινωνία με συγκεκριμένη συσκευή. Υπάρχουν τόσες υπομονάδες, όσες είναι οι συσκευές που ελέγχονται από το σύστημα καταγραφής DAQ. Αυτές διαβάζουν τις πληροφορίες για τη δέσμη από τη βάση δεδομένων του επιταχυντή CERN-PS (ένταση της δέσμης, ενδείξεις μετασχηματιστών, θέση δέσμης κ.λπ.) καθώς και πληροφορίες από σύγχρονους ή ασύγχρονους χρονομετρητές, διατάξεις CAMAC, VME και άλλα, επικοινωνούν με προγράμματα όπως το πρόγραμμα SCADA, το οποίο χρησιμοποιήθηκε για τον «αργό» έλεγχο, ή και για επικοινωνία μέσω του Διαδικτύου. Χάρη στον αντικειμενοστραφή προγραμματισμό, όλα τα υποπρογράμματα είναι ανεξάρτητα από το κυρίως πρόγραμμα. Η συγγραφή νέων υποπρογραμμάτων συνίσταται στο χειρισμό βασικών λειτουργιών για τον έλεγχο συσκευών. Οι λειτουργίες αυτές είναι η εκκίνηση (Initialization), η συλλογή δεδομένων, ο έλεγχος ύπαρξης σήματος εκκίνησης (Trigger) και προαιρετικά η προβολή των δεδομένων στην οθόνη με δημιουργία ιστογράμματος ή γραφήματος μέσω του πακέτου ανάλυσης ROOT (root).

Επίσης το πρόγραμμα DAQcore αναλαμβάνει και τις υπόλοιπες εργασίες, όπως τη δέσμευση μνήμης, τη μεταφορά δεδομένων και την αποθήκευση και ανάκληση από τα αρχεία δεδομένων. Κατά τη διάρκεια της εκκίνησης αναλαμβάνει να δεσμεύσει τη μνήμη, η οποία και είναι κοινή για όλα τα στοιχεία του συστήματος DAQ. Το μέγεθος της μνήμης που δεσμεύεται θα πρέπει να είναι τουλάχιστον ίσο με το μέγιστο ποσό των δεδομένων που μπορεί να συλλεχθούν από όλα τα κανάλια. Τα δεδομένα που συλλέγονται και καταγράφονται στη μνήμη παραμένουν εκεί, μέχρι να αντικατασταθούν από τα άλλα. Στην ενδιάμεση κατάσταση, όπου αναμένεται το σήμα σκανδαλισμού (trigger), τα δεδομένα μπορούν να χρησιμοποιηθούν από το υποπρόγραμμα Monitor.

Κατά τη διάρκεια της καταγραφής των δεδομένων, το πρόγραμμα ελέγχει όλα τα υποπρογράμματα για την ύπαρξη του σήματος σκανδαλισμού (trigger)¹⁷. Όλα τα υποπρογράμματα που σχετίζονται με αυτό το σήμα ελέγχονται και τα δεδομένα τους μεταφέρονται στην κοινή μνήμη, από όπου μεταφέρονται αμέσως στον σκληρό δίσκο. Στη

¹⁷ Το σήμα έναρξης της καταγραφής δίνεται από το PS και σηματοδοτεί την έλευση της δέσμης πρωτονίων στον κυρίως στόχο.

συνέχεια αποστέλλεται μήνυμα μέσω του πρωτοκόλλου TCP/IP στο υποπρόγραμμα RunControl, για την αναζήτηση νέων δεδομένων.

Η διαδικασία της καταγραφής συνεχίζεται μέχρι να επιλέξει ο χρήστης την λήξη, ή ικανοποιηθούν κάποια από τα κριτήρια τα οποία έχουν επίσης τεθεί από τον χρήστη, όπως το μέγεθος των δεδομένων, ο αριθμός των γεγονότων ή ο χρόνος καταγραφής. Σε κάθε χρήση δημιουργούνται δυο αρχεία:

- ✓ Το αρχείο πληροφορίας με κατάληξη .nfo. Το αρχείο πληροφορίας είναι γραμμένο σε αναγνώσιμη μορφή και περιέχει κείμενο με πληροφορίες για το συγκεκριμένο run. Ως run ορίζεται ένας πλήρης κύκλος λειτουργίας του συστήματος DAQ, κατά τον οποίο ξεκίνησε, κατέγραψε δεδομένα και σταμάτησε. Οι πληροφορίες που περιέχει μεταξύ άλλων το αρχείο είναι ο αύξων αριθμός του run, τα σχόλια του χρήστη, οι ρυθμίσεις των υποπρογραμμάτων κλπ.
- ✓ Το αρχείο δεδομένων με κατάληξη .dat. Στο αρχείο δεδομένων περιέχονται τα δεδομένα που καταγράφηκαν και βρίσκονται σε δυαδική μορφή.

3.4.2.4 Το υποπρόγραμμα ελέγχου δεδομένων (Monitor)

Η προβολή των αποτελεσμάτων στην οθόνη κατά τη διαδικασία της συλλογής δεδομένων γίνεται από ξεχωριστό υποπρόγραμμα, το Monitor. Ο χειριστής μπορεί να καλέσει ένα ή περισσότερα υποπρογράμματα Monitor, τα οποία συνδέονται με το υποπρόγραμμα RunControl. Το υποπρόγραμμα ελέγχου των δεδομένων είναι γραμμένο σε γλώσσα C++ και μοιράζεται τις βιβλιοθήκες του υποπρογράμματος DAQCore. Αν και ο σκοπός του είναι η οπτικοποίηση των δεδομένων κατά τη διάρκεια της συλλογής, παρέχει ένα ισχυρό περιβάλλον γραφικών, στο οποίο έχει ενσωματωθεί το πακέτο ανάλυσης ROOT με υψηλής ποιότητας γραφικά και ρουτίνες ανάλυσης και εκτύπωσης. Το υποπρόγραμμα Monitor επικοινωνεί μέσω πρωτοκόλλου TCP/IP με το υποπρόγραμμα RunControl και ειδοποιείται για κάθε αλλαγή που συμβαίνει στις αρχικές ρυθμίσεις, την έλευση νέου γεγονότος και τη θέση της κοινής μνήμης, όπου βρίσκονται τα δεδομένα.

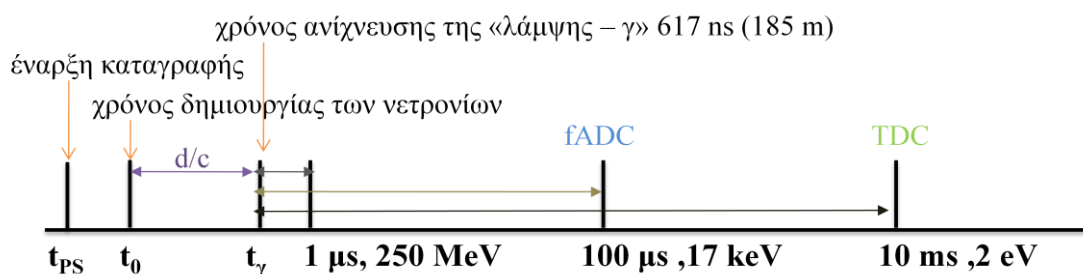
Το υποπρόγραμμα Monitor έχει πρόσβαση μόνο για ανάγνωση (read only) στην κοινή μνήμη που δημιουργήθηκε από το υποπρόγραμμα DAQCore. Όταν καταγράφεται ένα νέο γεγονός, το υποπρόγραμμα ενημερώνει όλα τα ενεργά γραφήματα. Η χρήση της κοινής μνήμης για πρόσβαση στα δεδομένα διαθέτει το πλεονέκτημα της αποσυμφόρησης του

δικτύου και της γρήγορης ανάγνωσης των δεδομένων. Όμως παρουσιάζεται ένα μειονέκτημα από το γεγονός ότι τα δύο προγράμματα Monitor και DAQCore θα πρέπει να συνυπάρχουν «φυσικά» στον ίδιο υπολογιστή. Για την μείωση του «νεκρού χρόνου»¹⁸ το υποπρόγραμμα Monitor ανανεώνει τα γραφήματα μόνο κατά τον χρόνο που το σύστημα καταγραφής βρίσκεται στην κατάσταση αναμονής του επόμενου γεγονότος. Σε υψηλούς ρυθμούς δεδομένων το σύστημα οπτικοποίησης των αποτελεσμάτων παραμένει «παγωμένο» και ο χρήστης θα πρέπει να ανανεώνει τα γραφήματα χειροκίνητα, εφόσον κρίνεται απαραίτητο.

Για την offline οπτικοποίηση των δεδομένων χρησιμοποιείται πρόγραμμα γραμμένο σε γλώσσα C++. Το πρόγραμμα αυτό μπορεί να αναπαράγει τα δεδομένα γεγονός προς γεγονός, όπως ακριβώς καταγράφηκαν από το σύστημα καταγραφής. Το περιβάλλον γραφικών είναι ακριβώς το ίδιο με το περιβάλλον του υποπρογράμματος Monitor, με μόνη διαφορά ότι η ανάγνωση των δεδομένων γίνεται από το σκληρό δίσκο αντί από την κοινή μνήμη.

3.4.3 Περιγραφή προσδιορισμού χρόνου πτήσης νετρονίου (nTOF)

Το σύστημα καταγραφής DAQ, το οποίο χρησιμοποιήθηκε κατά τη διάρκεια των μετρήσεων, ήταν συνδεδεμένο με μονάδες VME, CAMAC και άλλες εξειδικευμένες διατάξεις. Πάνω στη βάση του συστήματος VME ήταν τοποθετημένες πέντε μονάδες flash ADC (CAEN V676) για την καταγραφή του σήματος του ανιχνευτή, ως συνάρτηση του χρόνου.

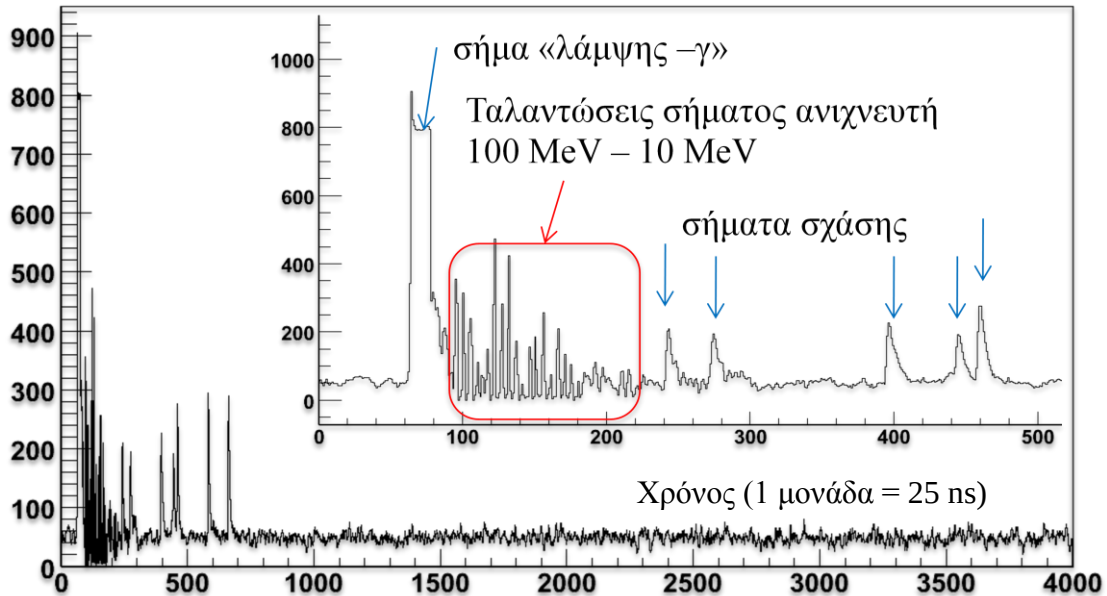


Σχήμα 3-13. Χρονικά σήματα στη διάταξη n_TOF^[9].

Στο σχήμα 3-13 παρουσιάζονται τα χρονικά σήματα του πειράματος n_TOF. Με t_{PS} σημειώνεται το χρονικό σήμα, το οποίο αποστέλλεται από τον επιταχυντή PS για να ειδοποιήσει για την άφιξη της δέσμης. Το ίδιο σήμα χρησιμοποιείται και για την έναρξη της καταγραφής των δεδομένων. Ο χρόνος δημιουργίας της δέσμης των νετρονίων σημειώνεται με t_0 . Ο χρόνος αυτός είναι άγνωστος και αντιστοιχεί στο χρόνο κατά τον οποίο η δέσμη πρωτονίων βρίσκει το στόχο μολύβδου. Μετά από πτήση απόστασης $d = 185$ m ακτινοβολία

¹⁸ Ο χρόνος κατά τον οποίο το σύστημα δεν μπορεί να καταγράψει δεδομένα για διάφορους λόγους (dead time).

– γ καταγράφεται στο χρόνο $t_\gamma = t_0 + 616 \text{ ns}$ (σήμα «λάμψης – γ »). Αν το θραύσμα σχάσης (fission – fragment) καταγράφηκε σε χρόνο t_{ff} , ο χρόνος πτήσης του νετρονίου που προκάλεσε τη σχάση δίνεται από τη διαφορά $t_m = t_{ff} - t_\gamma$, όπου προσθέτοντας το χρόνο που χρειάστηκε το φως να διανύσει την ίδια απόσταση, παίρνουμε το χρόνο πτήσης των νετρονίων, $t_n = t_m + d/c$. Ενδεικτικά σε χρόνο 1 μs μετά την ανίχνευση της «λάμψης – γ », έρχονται τα νετρόνια ενέργειας 250 MeV, ενώ για 100 μs και 10 ms έρχονται τα νετρόνια ενέργειας 17 keV και 2 eV αντίστοιχα.



Σχήμα 3-14. Σήμα ανιχνευτή, όπως καταγράφηκε από το fADC

Στο σχήμα 3-14, βλέπουμε τη γραφική αναπαράσταση του σήματος του ανιχνευτή, ως προς το χρόνο (1 bin = 25 ns), όπως καταγράφηκε από τους ψηφιοποιητές (fADC). Στη μεγέθυνση διακρίνεται η αρχή του σήματος.

Οι χρόνοι των σημάτων «λάμψης – γ » και των σημάτων θραυσμάτων σχάσης υπολογίζονται μετά από την εφαρμογή της διαδικασίας ανάλυσης παλμού, κατά την οποία προσδιορίζονται οι βέλτιστοι συντελεστές της «συνάρτησης παλμού» κάθε σήματος, καθώς και το σφάλμα στον υπολογισμό τους, με τη χρήση του MINUIT (βλ. παράγραφο 4.1.1 **Σφάλμα! Το αρχείο προέλευσης της αναφοράς δεν βρέθηκε.**).

Το πρώτο σήμα σχάσης εμφανίζεται σε χρόνο t_m ($t_m = t_{ff} - t_\gamma = 4.38 \mu\text{s} = 175$ μονάδες fADC) και αντιστοιχεί σε ενέργεια 9,5 MeV. Η σημειωμένη περιοχή που αρχίζει 1,5 μs (60 μονάδες fADC) μετά τη «λάμψη – γ » μέχρι 4 μs (160 μονάδες fADC), αντιστοιχεί σε ενέργεια

νετρονίου (185 m) από 100 MeV – 10 MeV και παρουσιάζει έντονο ηλεκτρονικό θόρυβο, ο οποίος αντιμετωπίστηκε με την τεχνική των «μέσων σημάτων» (βλ. παράγραφο 4.1.2).

4 ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων συνίσταται στην χρονική ανάλυση του παλμού, ο οποίος δημιουργήθηκε από ισχυρά φορτισμένο σωματίο (θραύσμα σχάσης), μέσα στο θάλαμο ιονισμού. Ο παλμός αυτός καθορίζει το τέλος του χρόνου πτήσης του νετρονίου σε σχέση με τον χρόνο καταγραφής του παλμού της «λάμψης – γ»¹⁹. Από τη χρονική διαφορά υπολογίζεται η ενέργεια του νετρονίου, που προκάλεσε τη συγκεκριμένη αντίδραση σχάσης. Το πρόβλημα για τον προσδιορισμό του χρόνου που παρουσιάζει μέγιστο ο παλμός, είναι ο ηλεκτρονικός θόρυβος. Για την αντιμετώπισή του προβλήματος αυτού αναπτύχθηκε η μέθοδος των «μέσων σημάτων», που περιγράφεται παρακάτω. Μετά την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων με την μέθοδο της «ανάλυσης παλμού», προσδιορίζονται τα γεγονότα σχάσης και διαχωρίζονται από άλλα γεγονότα υποβάθρου, που καταγράφονται από τον ανιχνευτή FIC. Αθροίζοντας όλες τις σχάσεις που συνέβησαν σε κάθε ενέργεια προκύπτει η ενεργειακή κατανομή της παραγωγής σχάσεων (Fission Yield) των ισοτόπων ²³⁴U, ²³²Th, ²³⁵U και ²³⁸U. Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας την προσέγγιση του λεπτού στόχου υπολογίζεται η ενεργειακή κατανομή της σχετικής ενεργού διατομής.

Ο μεγάλος όγκος των δεδομένων απαιτεί την αυτοματοποίηση της ανάλυσης. Για το λόγο αυτό αναπτύχθηκαν τα προγράμματα που παρουσιάζονται στα παραρτήματα. Τα αποτελέσματα από την εκτέλεση των προγραμμάτων αυτών αποθηκεύονται με τη μορφή γραφημάτων²⁰. Από τα γραφήματα αυτά υπολογίστηκε η σχετική ενεργός διατομή σχάσης των ²³⁴U, και ²³²Th ως προς την ενεργό διατομή της σχάσης των ισοτόπων ²³⁵U και ²³⁸U.

4.1 Η επεξεργασία σήματος του ψηφιοποιητή (fADC)

Για τον υπολογισμό της κατανομής των παλμών των σχάσεων, αναπτύχθηκε το πρόγραμμα που περιέχεται στο Παράρτημα Α. Το πρόγραμμα αυτό εκτελείται δύο φορές για κάθε κανάλι. Στην πρώτη εκτέλεση του προγράμματος προσδιορίστηκαν τα μέσα σήματα [βλ.

¹⁹ Είναι κυρίως ακτίνες – γ, που διαδίδονται με την ταχύτητα του φωτός και χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό του ακριβούς χρόνου της δημιουργίας των νετρονίων στο στόχο κατακερματισμού από Pb.

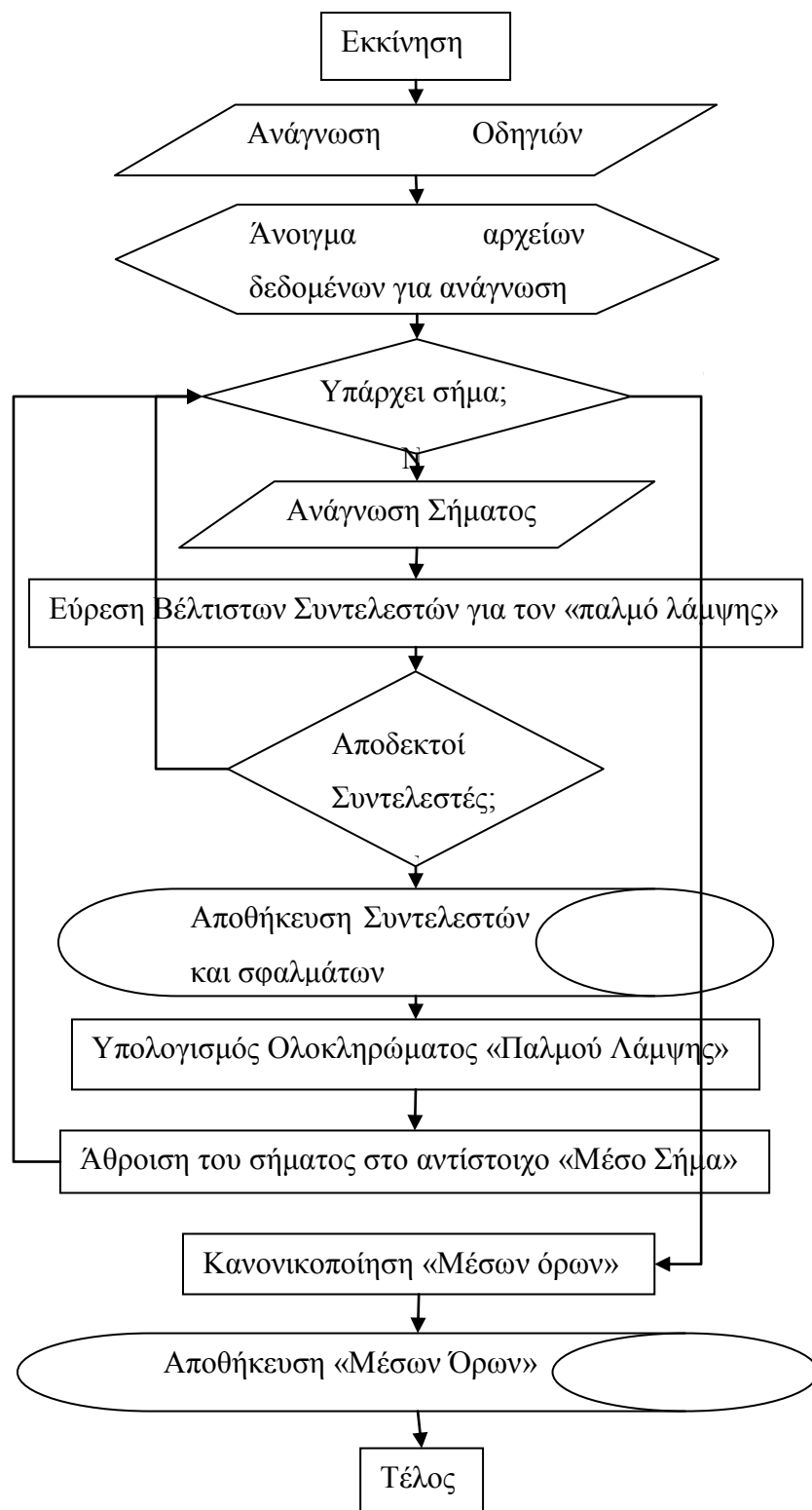
²⁰ Τα γραφήματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι πίνακες του πακέτου ανάλυσης ROOT. Κάθε γράφημα αποτελείται από πίνακες, όπου ορίζεται ο άξονας X και η τιμή της συνάρτησης που αντιστοιχεί σε κάθε σημείο του άξονα καθώς και τα σφάλματα.

4.1.2] και στη δεύτερη εφαρμόστηκε η «ανάλυση παλμού» [βλ. 4.1.1] για όλους τους παλμούς του σήματος. Τα διαγράμματα ροής των δυο εκτελέσεων του προγράμματος φαίνονται στα σχήματα 4-1 και 4-2. Η κάθε διαδικασία του προγράμματος αναλύεται στις παραγράφους που ακολουθούν.

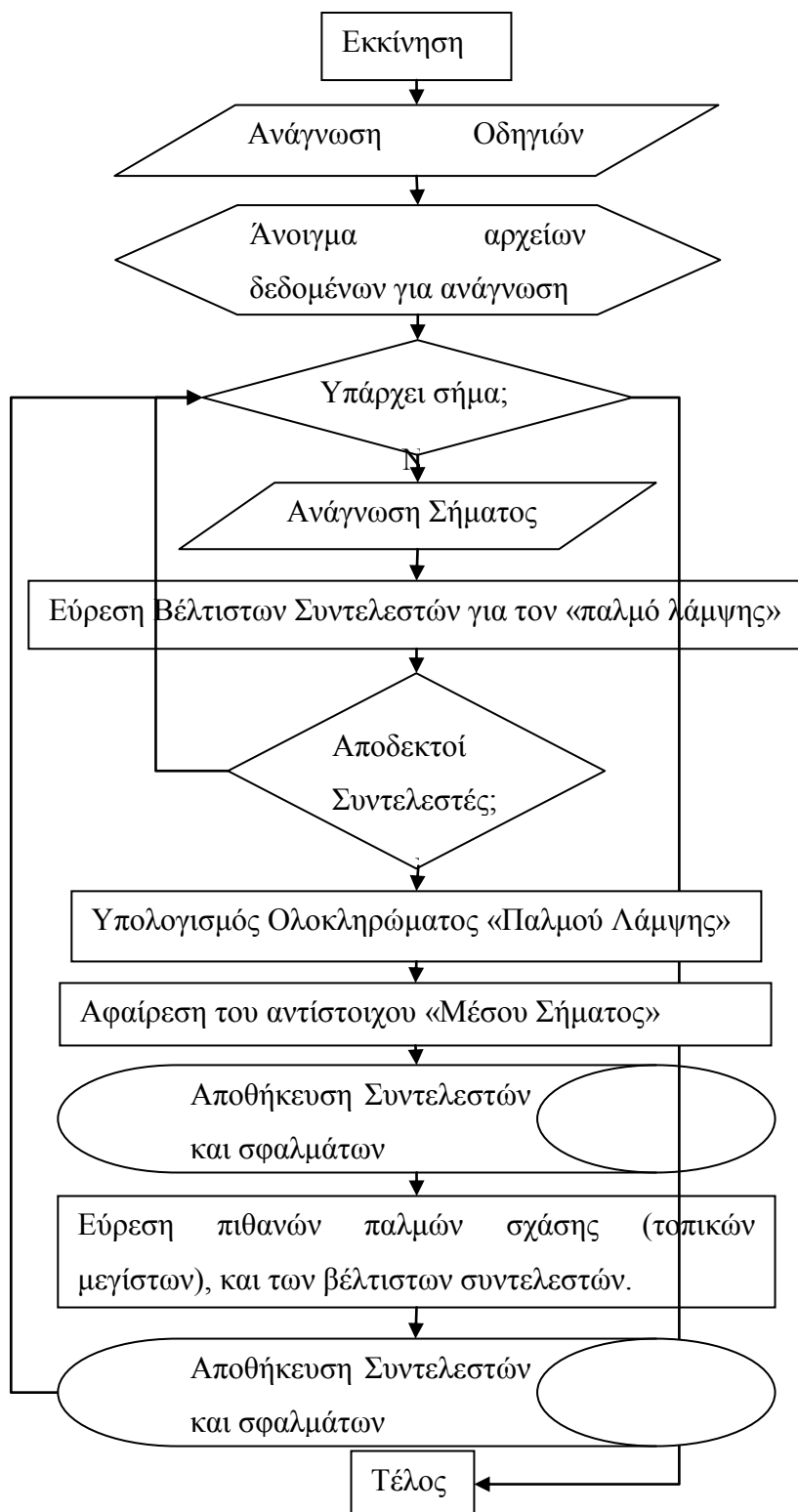
Η ανάλυση αρχίζει με την ανάγνωση των δεδομένων από τον σκληρό δίσκο. Τα δεδομένα χαρακτηρίζονται από αύξοντα αριθμό, ο οποίος αντιστοιχεί σε μια εκτέλεση²¹ (run) του πειράματος. Υπάρχουν δυο είδη αρχείων, τα οποία διακρίνονται από την κατάληξη της ονομασίας τους. Συγκεκριμένα, υπάρχουν τα αρχεία δεδομένων και τα αρχεία πληροφορίας με κατάληξη «.dat» και «.nfo», αντίστοιχα. Τα πρώτα είναι δυαδικά αρχεία (binary) και περιέχουν τα δεδομένα, όπως καταγράφηκαν από τους μετατροπείς αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (fADC). Τα δεύτερα είναι αρχεία χαρακτήρων (ASCII) και περιέχουν πληροφορίες για το κάθε αρχείο δεδομένων, όπως τον αριθμό των καναλιών που περιέχονται σε κάθε μονάδα fADC, την αντιστοιχία δείγματος – καναλιού, την ώρα έναρξης και τερματισμού της καταγραφής, τον αριθμό των παλμών πρωτονίων και τα σχόλια του χειριστή για τη συγκεκριμένη εκτέλεση.

Το πρώτο βήμα για την ανάλυση των δεδομένων είναι ο προσδιορισμός του χρόνου του παλμού «λάμψης – γ». Ο χρόνος αυτός είναι ο χρόνος, κατά τον οποίο έρχεται στον ανιχνευτή η ακτινοβολία γ, που προκύπτει από την πρόσκρουση του παλμού πρωτονίου στο στόχο μολύβδου και σηματοδοτεί την δημιουργία των νετρονίων. Ο προσδιορισμός επιτυγχάνεται με την τεχνική ανάλυσης παλμού, από την οποία προκύπτουν οι βέλτιστες παράμετροι που περιγράφουν τον παλμό. Με χρήση των παραμέτρων υπολογίζεται το μέγιστο πλάτος του παλμού, ο χρόνος που παρουσιάζεται μέγιστο καθώς και το σφάλμα υπολογισμού. Επίσης υπολογίζεται και το ολοκλήρωμα του παλμού, για να χρησιμοποιηθεί στην συνέχεια για τον υπολογισμό των «μέσων σημάτων».

²¹ Η εκτέλεση του πειράματος αρχίζει με την έλευση του σήματος έναρξης στο σύστημα καταγραφής δεδομένων και τερματίζεται με το σήμα λήξης, σήματα, τα οποία παρέχονται από τον χρήστη. Εναλλακτικά τα σήματα λήξης και έναρξης μπορεί να δοθούν και από το ίδιο το σύστημα καταγραφής, εφόσον το αρχείο, στο οποίο αποθηκεύονται τα δεδομένα αποκτήσει το μέγιστο επιτρεπτό μέγεθος.



Σχήμα 4-1. Διάγραμμα ροής του προγράμματος για την δημιουργία «Μέσων Σημάτων».



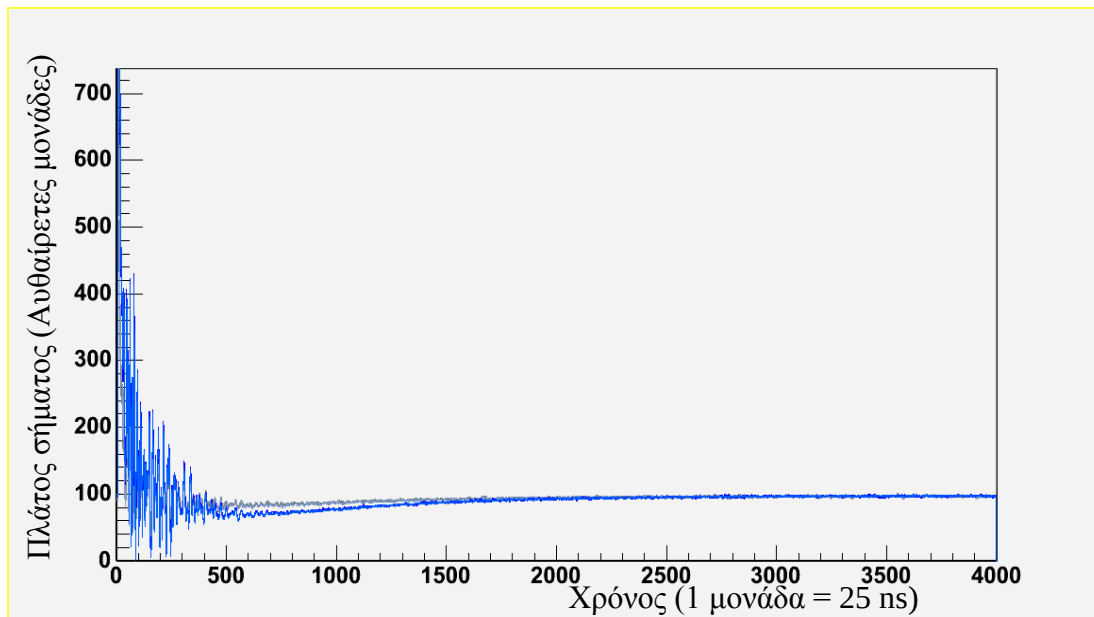
Σχήμα 4-2. Διάγραμμα ροής του προγράμματος για την εύρεση των παλμών σχάσεων.

Μετά τον προσδιορισμό του παλμού «λάμψης –γ», εφαρμόστηκε η τεχνική των «μέσων σημάτων», η οποία περιγράφεται παρακάτω. Σκοπός της τεχνικής είναι η αφαίρεση του ηλεκτρονικού θορύβου από το σήμα του ανιχνευτή. Το αντίστοιχο «μέσο σήμα» υπολογίζεται και κατόπιν αφαιρείται, αφού πρώτα προσαρμοστεί στο σήμα με τη μέθοδο εύρεσης βέλτιστων συντελεστών. Στο σχήμα 4-3 παρουσιάζεται τυπικό «μέσο σήμα», όπως προσδιορίστηκε για το πρώτο δείγμα του ^{232}Th , στο πείραμα του 2004. Για κάθε δείγμα έχει υπολογιστεί παρόμοιο μέσο σήμα. Οι διαφορές στα μέσα σήματα οφείλονται στα ηλεκτρονικά και στις ρυθμίσεις του κάθε καναλιού.

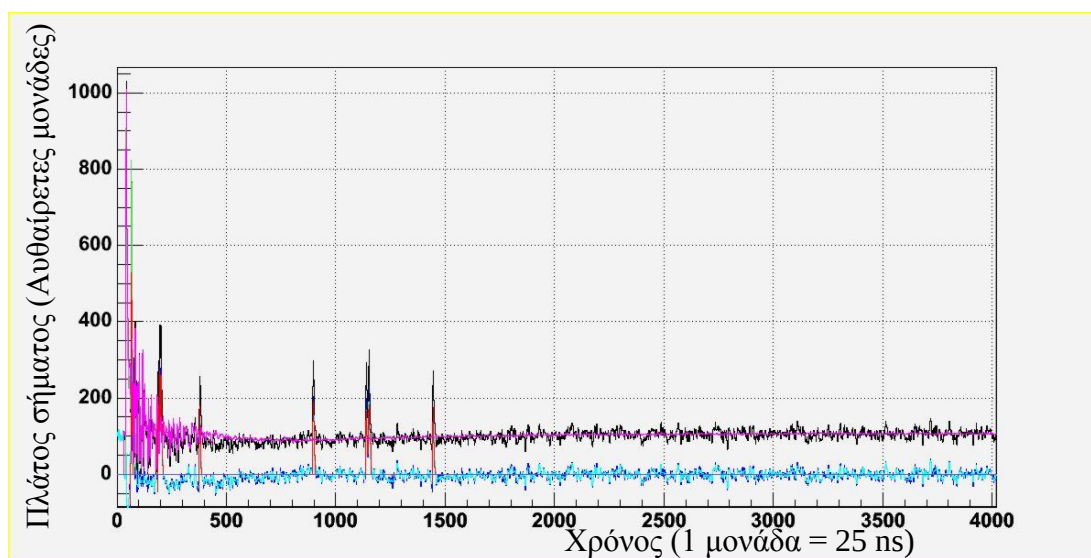
Μετά την αφαίρεση των «μέσων σημάτων» γίνεται έλεγχος της μονοτονίας στο σήμα. Σε όλα τα τοπικά μέγιστα εφαρμόζεται η τεχνική της ανάλυσης παλμού και οι συντελεστές που προκύπτουν, μαζί με τα σφάλματα αποθηκεύονται σε πίνακες.

Η γραφική απεικόνιση της διαδικασίας αυτής παρουσιάζεται στα σχήματα 4-4, 4-5 και 4-6. Με μαύρο χρώμα σημειώνεται το σήμα του ανιχνευτή, όπως αυτό καταγράφηκε από τη μονάδα fADC. Το σήμα, το οποίο προκύπτει μετά την αφαίρεση του «μέσου σήματος» παριστάνεται με μπλε χρώμα, ενώ με κόκκινο αναπαράγονται οι παλμοί, όπως προέκυψαν μετά από την τεχνική «ανάλυσης παλμού» μετά την εύρεση των συντελεστών της τυπικής «συνάρτησης παλμού». Στο ίδιο σχήμα σημειώνεται με μωβ χρώμα το αντίστοιχο «μέσο σήμα», αφού έχουν βρεθεί οι βέλτιστοι συντελεστές της «συνάρτησης μέσων όρων» και με πράσινο ο «παλμός – λάμψη». Στο σχήμα 4-4 παρουσιάζεται ολόκληρο το σήμα. Στο σχήμα 4-5 δίνεται μεγέθυνση του ίδιου σήματος στην περιοχή του «παλμού – λάμψης», όπου εμφανίζεται έντονη παραμόρφωση της βασικής γραμμής του ανιχνευτή. Στο σχήμα 4-6 παρατηρείται το σήμα σε χρόνους μετά την παραμόρφωση της βασικής γραμμής.

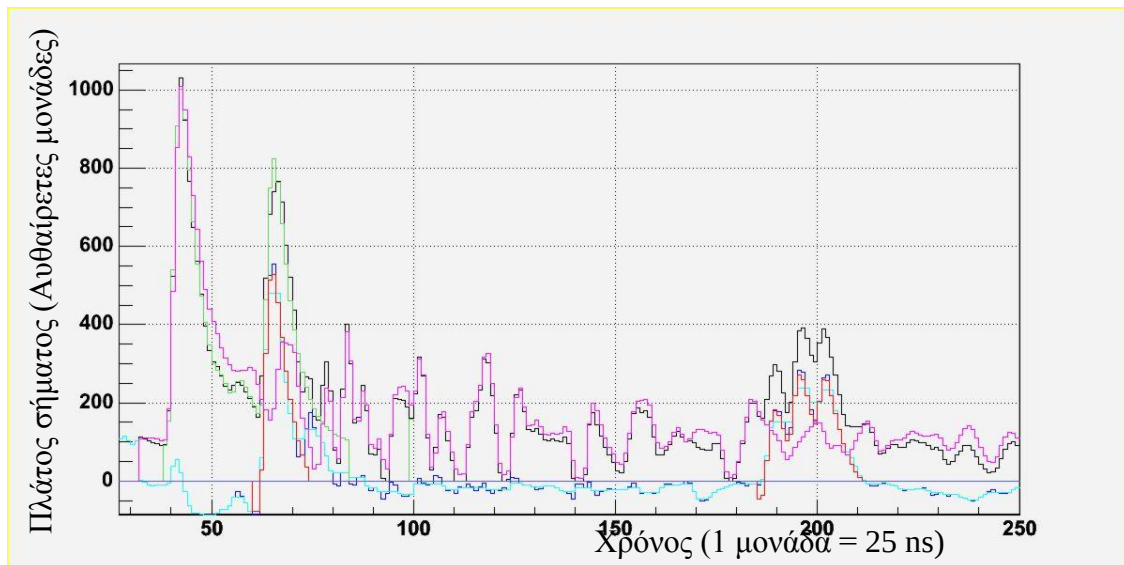
Η διαδικασία επαναλαμβάνεται για όλα τα σήματα σε κάθε πειραματική εκτέλεση πλην μερικών, για τα οποία διαπιστώθηκε ότι υπάρχει πρόβλημα, όπως η προβληματική λειτουργία του μαγνήτη (sweeping magnet), που περιορίζει τα φορτισμένα σωμάτια που συνοδεύουν τη δέσμη νετρονίων.



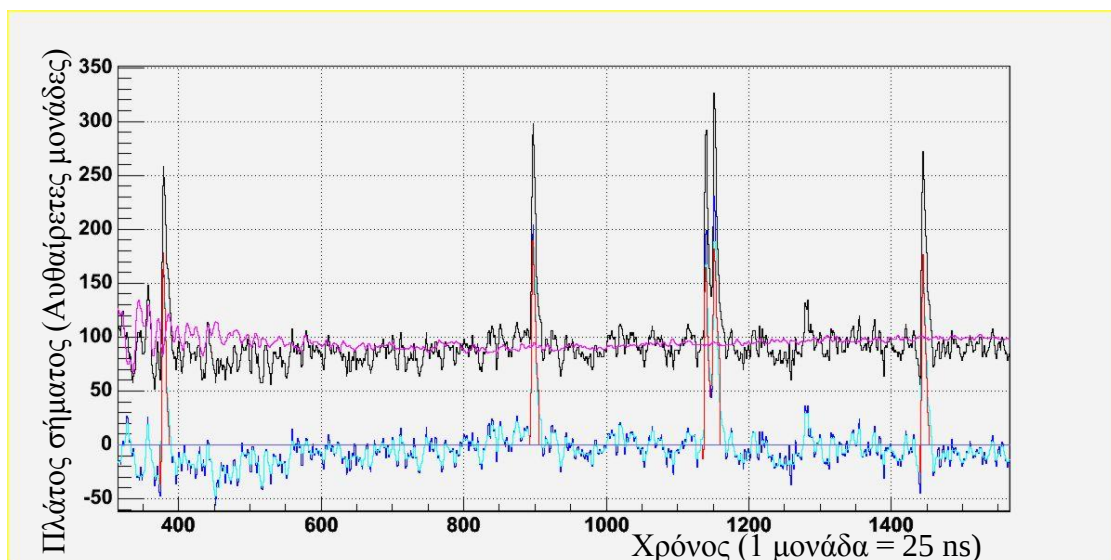
Σχήμα 4-3. «Μέσα σήματα», όπως υπολογίστηκαν για το στόχο του ^{232}Th .



Σχήμα 4-4. Με μαύρο χρώμα σημειώνεται το σήμα από τον ανιχνευτή. Με μπλε το σήμα μετά την αφαίρεση των «μέσων σημάτων». Με κόκκινο αναπαράγονται οι παλμοί από τους συντελεστές της συνάρτησης παλμού. Με μωβ σημειώνεται το αντίστοιχο «μέσο σήμα» μετά την εύρεση των βέλτιστων συντελεστών.



Σχήμα 4-5. Λεπτομέρεια της αρχής του σήματος, όπου περιλαμβάνεται και ο παλμός της «λάμψης – γ». Με μαύρο χρώμα σημειώνεται το σήμα από τον ανιχνευτή. Με μπλε το σήμα μετά την αφαίρεση των «μέσων σημάτων». Με κόκκινο αναπαράγονται οι παλμοί από τους συντελεστές της συνάρτησης παλμού και με πράσινο ο παλμός «λάμψης – γ». Με μωβ σημειώνεται το αντίστοιχο «μέσο σήμα» μετά την εύρεση των βέλτιστων συντελεστών.



Σχήμα 4-6. Μεγέθυνση του προηγούμενου σήματος σε χρόνους μετά την παραμόρφωση της βασικής γραμμής. Με μαύρο χρώμα σημειώνεται το σήμα από τον ανιχνευτή. Με μπλε το σήμα μετά την αφαίρεση των «μέσων σημάτων». Με κόκκινο αναπαράγονται οι παλμοί από τους συντελεστές της συνάρτησης παλμού. Με μωβ είναι το αντίστοιχο «μέσο σήμα» μετά την εύρεση των βέλτιστων συντελεστών.

4.1.1 Τεχνική «ανάλυσης παλμού»

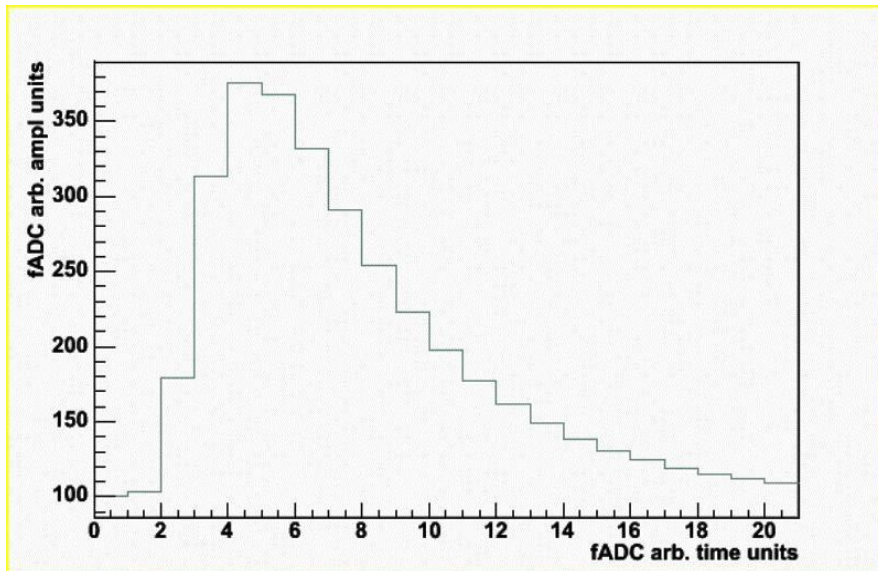
Η τεχνική της ανάλυσης του παλμού συνίσταται στην εύρεση των βέλτιστων παραμέτρων με προσαρμογή της συνάρτησης περιγραφής των παλμών στο σήμα του ανιχνευτή. Οι παράμετροι αυτές βρίσκονται με την ελαχιστοποίηση της ποσότητας χ^2 (εξ. (4-1)) με χρήση του κώδικα MINUIT^[(67)]:

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^n \frac{(f(x_i, \alpha) - e_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4-1)$$

όπου α είναι το διάνυσμα των ελεύθερων παραμέτρων, σ_i είναι τα σφάλματα των μετρήσεων e_i και f είναι η συνάρτηση, με την οποία θέλουμε να προσεγγίσουμε τις μετρήσεις. Η συνάρτηση f έχει τη μορφή:

$$f(t) = Y_0 + A(1 - e^{-\frac{t-t_0}{t_1}})^p e^{-\frac{t-t_0}{t_2}} \quad (4-2)$$

$$t_{peak} = t_0 + t_1(\ln(p \cdot t_2 + t_1) - \ln(t_1)) \quad (4-3)$$



Σχήμα 4-7. Γραφική παράσταση της «συνάρτησης παλμού» ως προς το χρόνο της μονάδας fADC.

Στην ανωτέρω συνάρτηση που βρέθηκε ότι περιγράφει καλύτερα τους παλμούς, η παράμετρος Y_0 αφορά το υπόβαθρο του παλμού και A το πλάτος του. Οι παράμετροι t_1 , t_2 και p καθορίζουν το σχήμα, ενώ η παράμετρος t_0 την αρχή του παλμού. Η κορυφή του παλμού (ο χρόνος στον οποίο η συνάρτηση (4-2) παρουσιάζει μέγιστο), δίνεται από την εξ. (4-3). Η γραφική παράσταση της συνάρτησης αυτής δίνεται στο σχήμα 4-7.

Για την εύρεση των βέλτιστων παραμέτρων χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα MINUIT^[(67)], το οποίο είναι γραμμένο σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN και μετά

από πολύχρονη χρήση έχει γίνει αποδεκτό από το σύνολο της επιστημονικής κοινότητας. Η έκδοση που χρησιμοποιήθηκε ήταν η τελευταία, η οποία θεωρείται απαλλαγμένη από λάθη προγραμματισμού.

Για τη λειτουργία του προγράμματος MINUIT απαιτείται η εισαγωγή της συνάρτησης, των παραμέτρων της συνάρτησης με αρχικές τιμές, των οδηγιών που θα ακολουθήσει κατά την διαδικασία της ελαχιστοποίησης και τη σειρά των δεδομένων, στην οποία προσαρμόζεται η συνάρτηση αυτή. Μετά την ολοκλήρωση της όλης διαδικασίας, αν είναι επιτυχής, επιστρέφονται οι τιμές των παραμέτρων μαζί με τις τυπικές αποκλίσεις καθώς και το χ^2 . Αν η προσαρμογή αποτύχει στην εύρεση των βέλτιστων παραμέτρων, το πρόγραμμα αλλάζει μια μεταβλητή, η οποία διαβάζεται από τον χρήστη.

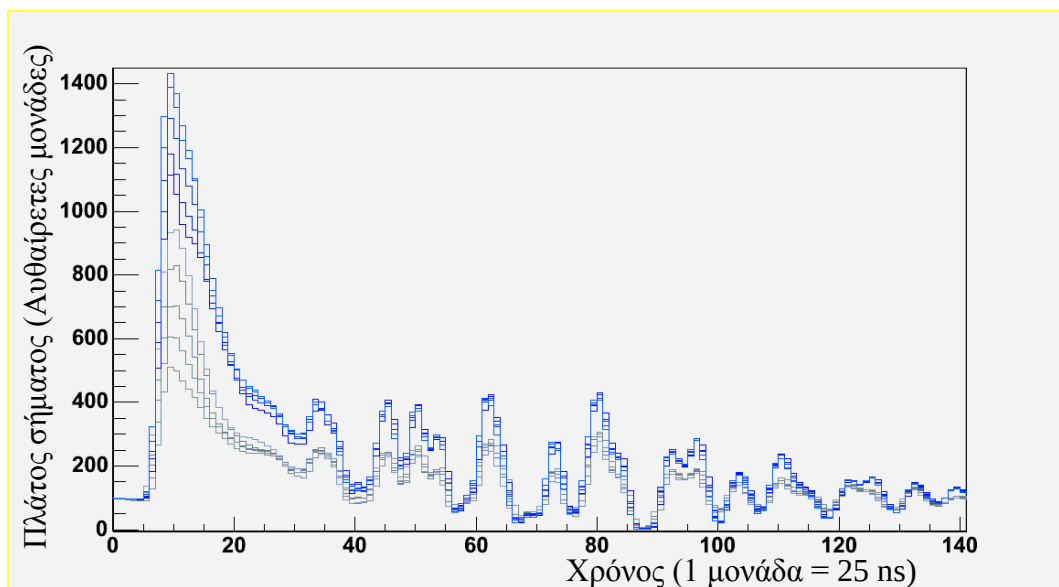
Η συνάρτηση, που εισάγεται στο MINUIT, είναι η «συνάρτηση παλμού» και δίνεται από την εξ. (4-2). Η σειρά αριθμών στην οποία προσαρμόζεται η συνάρτηση είναι οι τιμές του σήματος του ανιχνευτή, το οποίο καταγράφηκε από τις μονάδες fADC. Οι οδηγίες προς το πρόγραμμα αφορούν στο σύνολο των παραμέτρων καθώς και τη διαδικασία ελαχιστοποίησης. Οι παράμετροι p , t_1 , t_2 διατηρούνται σταθερές με τιμές 9.9, 1.2 και 4.3, αντίστοιχα. Οι τιμές αυτές βρέθηκε ότι περιγράφουν καλύτερα το σχήμα του παλμού, μετά από πολλές δοκιμές εύρεσης των βέλτιστων παραμέτρων με όλες τις παραμέτρους ελεύθερες. Η παράμετρος Y_0 υπολογίζεται κάθε φορά και στη συνέχεια διατηρείται σταθερή. Επίσης οι αρχικές τιμές των παραμέτρων t_0 και A υπολογίζονται κάθε φορά, αφού έχουν αποδοθεί αρχικές τιμές στις υπόλοιπες παραμέτρους. Η παράμετρος t_0 υπολογίζεται μετά από την ανάλυση της μονοτονίας στο σήμα και την εύρεση των τοπικών μεγίστων. Στη περίπτωση που υπάρχουν τοπικά μέγιστα, ώστε να επηρεάζεται το σχήμα των παλμών, ο υπολογισμός των παραμέτρων γίνεται ταυτόχρονα. Λόγω του εγγενούς περιορισμού των 50 παραμέτρων ανά προσαρμογή συνάρτησης που επιβάλλει το πρόγραμμα MINUIT, υπολογίστηκαν ταυτόχρονα ως και επτά παλμοί.

Οι παράμετροι αυτές χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του χρόνου της σχάσης και του σχετικού σφάλματός, καθώς και για τη διάκριση του θορύβου από τα γεγονότα των σχάσεων. Η διάκριση αυτή έγινε θέτοντας όρια για κάθε παράμετρο.

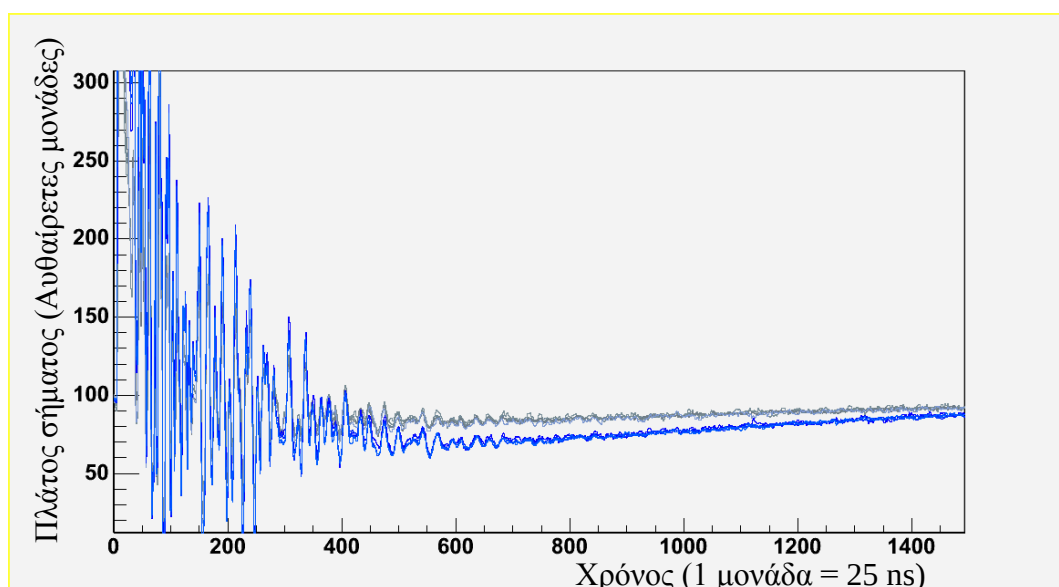
4.1.2 Η τεχνική των «μέσων σημάτων»

Πριν εφαρμοστεί η τεχνική της ανάλυσης παλμού, πραγματοποιούνται διορθώσεις στο σήμα του ανιχνευτή. Η βασική γραμμή (baseline) του σήματος του ανιχνευτή είναι

παραμορφωμένη. Η παραμόρφωση οφείλεται στον πολύ ισχυρό παλμό που δημιουργείται στην αρχή του σήματος λόγω ακτινοβολίας γ , η οποία ονομάστηκε «λάμψη- γ » (gamma-flash). Ο παλμός αυτός προκαλεί υπερφόρτιση στα κυκλώματα των ενισχυτικών διατάξεων και μέχρι να επανέλθει στα φυσιολογικά επίπεδα λειτουργίας, η βασική γραμμή (baseline) του σήματος ταλαντώνεται (ringing) και παρουσιάζει βύθιση (undershooting), όπως παρουσιάζεται στα σχήματα 4-8 και 4-9 αντίστοιχα.

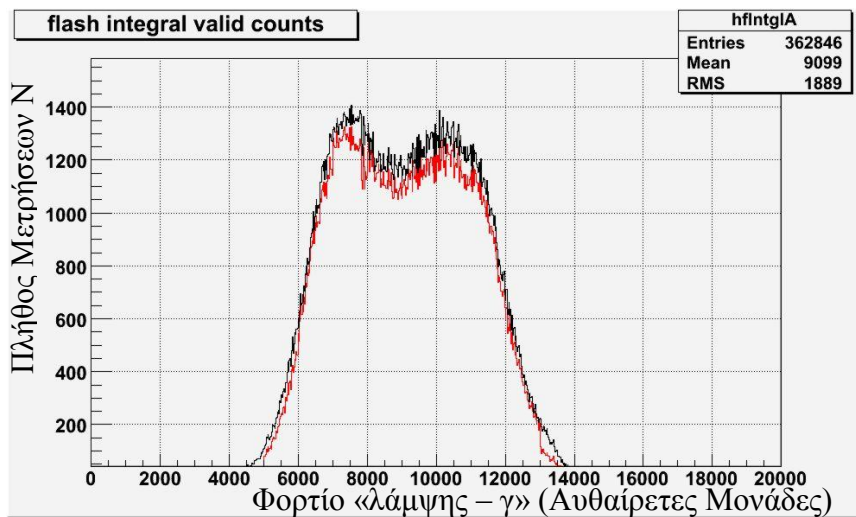


Σχήμα 4-8. Μεγέθυνση της αρχής των «μέσων σημάτων», όπου περιέχεται η «λάμψη- γ », όπως υπολογίστηκαν για το στόχο του ^{232}Th .



Σχήμα 4-9. Μεγέθυνση των «μέσων σημάτων», όπου φαίνεται η πτώση της «βασικής γραμμής» του ανιχνευτή (undershooting), όπως υπολογίστηκαν για το στόχο του ^{232}Th .

Για τη διόρθωση του σήματος δημιουργούνται τα «μέσα σήματα» (σχήμα 4-3). Τα σήματα αυτά είναι ο μέσος όρος όλων των σημάτων, ξεκινώντας δέκα μονάδες χρόνου της μονάδας fADC πριν από το χρόνο του παλμού «λάμψης – γ». Η συχνότητα της ταλάντωσης παραμένει σταθερή, ενώ το πλάτος μεταβάλλεται με το φορτίο που δέχτηκε ο ανιχνευτής. Η μεταβολή αυτή δεν είναι αναλογική και για το λόγο αυτό τα «μέσα σήματα» ταξινομούνται ως προς το ολοκλήρωμα της συνάρτησης παλμού, που περιγράφει τη «λάμψη – γ». Η γραφική παράσταση του ολοκληρώματος του παλμού – λάμψης δίνεται στο σχήμα 4-10. Στο σχήμα αυτό παρατηρούνται δυο κορυφές, γεγονός αναμενόμενο, λόγω και της ύπαρξης δύο ειδών παλμών πρωτονίων διαθέσιμων για το πείραμα από τον επιταχυντή CERN – PS, των παλμών nTOF και EASTC.



Σχήμα 4-10. Κατανομή του ολοκληρώματος της «λάμψης – γ» για το στόχο του ^{232}Th . Με κόκκινο χρώμα παρουσιάζονται τιμές που έγιναν αποδεκτές και μαύρο το σύνολο αποδεκτών και μη αποδεκτών.

Στη συνέχεια τα «μέσα σήματα», ανάλογα με το ολοκλήρωμα του παλμού «λάμψης-γ», χρησιμοποιούνται στην εξίσωση

$$Y(t) = Y_0 + A \cdot fADC_{average_content}(t) \quad (4-4)$$

και υπολογίζονται οι καλύτερες τιμές για τις παραμέτρους Y_0 και A . Αν οι τιμές αυτές θεωρηθούν αποδεκτές, η παράμετρος $Y(t)$ αφαιρείται από το σήμα και στη συνέχεια εφαρμόζεται η τεχνική ανάλυσης παλμού στο σήμα που προκύπτει.

4.2 Επιλογή αποδεκτών παλμών και υπολογισμός της ενέργειας

Μετά την ολοκλήρωση της ανάλυσης σήματος και την αποθήκευση των αποτελεσμάτων, ένα άλλο πρόγραμμα (Παράρτημα Β) επιλέγει τις τιμές των συντελεστών, καθώς και των σφαλμάτων, που προέκυψαν από την μέθοδο εύρεσης βέλτιστων τιμών με την ελαχιστοποίηση του χ^2 . Το πρόγραμμα αυτό λειτουργεί μέσω του μεταγλωττιστή CINT του προγραμματιστικού περιβάλλοντος ROOT. Σε αυτό ορίζονται οι αποδεκτές τιμές για όλες τις παραμέτρους και τα αντίστοιχα σφάλματα ενώ κάθε κανάλι²² αντιμετωπίζεται χωριστά.

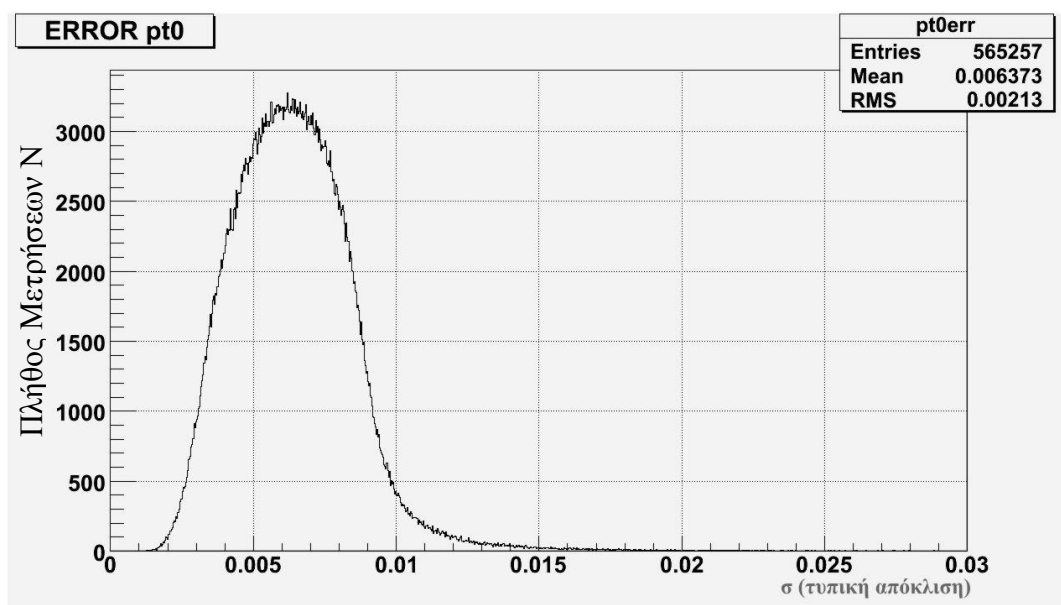
Η επιλογή των αποδεκτών τιμών γίνεται με τον ορισμό της ανώτερης και κατώτερης τιμής για κάθε συντελεστή, καθώς και του σφάλματος υπολογισμού. Τα όρια καθορίζονται για κάθε συντελεστή ξεχωριστά. Για τους συντελεστές που καθορίζουν το σχήμα του παλμού, αναμένεται οι τιμές τους να είναι κοντά σε μια συγκεκριμένη τιμή για το κάθε κανάλι. Η τιμή αυτή βρίσκεται από την κορυφή της κατανομής του γραφήματος πριν την εφαρμογή της μεθόδου επιλογής και το κατώτερο και ανώτερο όριο ορίζονται γύρω από την τιμή αυτή, χωρίς να αφαιρούν γεγονότα, ώστε να αποφεύγονται αριθμητικές εξαιρέσεις και να εξασφαλιστεί η ομαλή λειτουργία του λογισμικού. Για την εφαρμογή της μεθόδου των «μέσων σημάτων», ο συντελεστής που προκύπτει από την προσαρμογή του «μέσου σήματος» στο πραγματικό σήμα επιλέγεται να είναι κοντά στη μονάδα. Ξεχωριστή περίπτωση είναι ο συντελεστής, ο οποίος εκφράζει το πλάτος του παλμού, κατά την διαδικασία εύρεσης των γεγονότων σχάσης. Από τη γραφική κατανομή του σχήματος 4-10 παρατηρείται ότι παρουσιάζει δύο μέγιστα. Το δεύτερο μέγιστο είναι μεγαλύτερο από το πρώτο, καθώς αυτό αντιπροσωπεύει γεγονότα σχάσης, τα οποία έτσι διαχωρίζονται από το θόρυβο. Η διαδικασία αυτή επεξηγείται στην παράγραφο 4.3.

Ο έλεγχος γίνεται πρώτα για τον παλμό «λάμψης – γ» (gamma flash). Αν οι τιμές και τα σφάλματα των παραμέτρων της συνάρτησης παλμού δεν περιορίζονται στα αποδεκτά πλαίσια, απορρίπτεται όλο το σήμα και το πρόγραμμα συνεχίζει με τον έλεγχο του επόμενου σήματος. Στην συνέχεια ελέγχονται οι συντελεστές και τα σφάλματα, που προέκυψαν από τη μέθοδο των «μέσων σημάτων». Στη περίπτωση που δεν γίνουν αποδεκτές οι τιμές, το σήμα απορρίπτεται και ακολουθεί η εξέταση του επόμενου σήματος. Τέλος, ελέγχονται οι τιμές

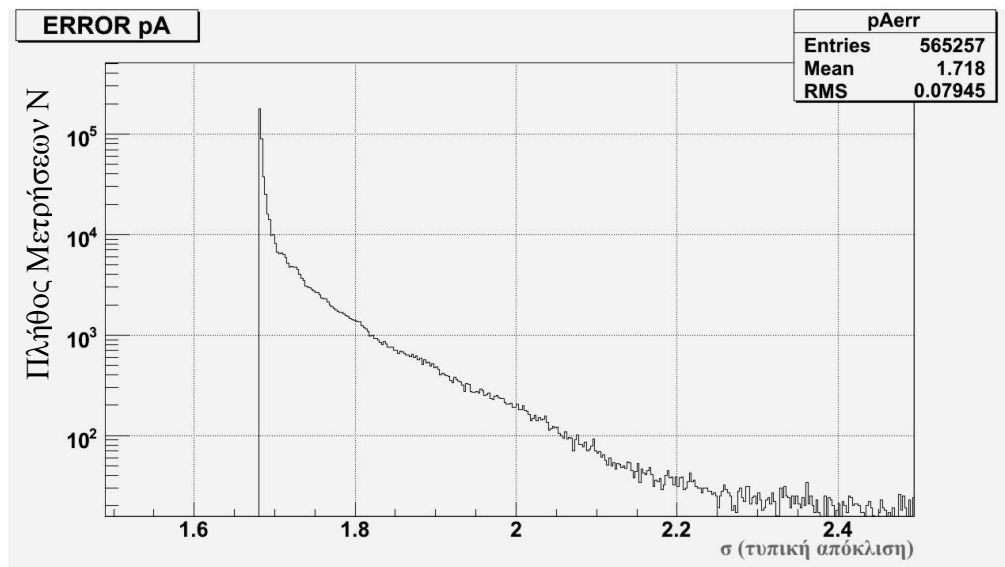
²² Με τον όρο κανάλι, αναφερόμαστε σε μια είσοδο σήματος του ψηφιοποιητή (fADC). Κάθε είσοδος είναι και ένας στόχος μέσα στον ανιχνευτή, όπου έχει τοποθετηθεί το υπό μέτρηση ισότοπο.

των συντελεστών που προέκυψαν από την μέθοδο ανάλυσης παλμού, για το υπόλοιπο σήμα, στο οποίο έχουν καταγραφεί τα γεγονότα σχάσης.

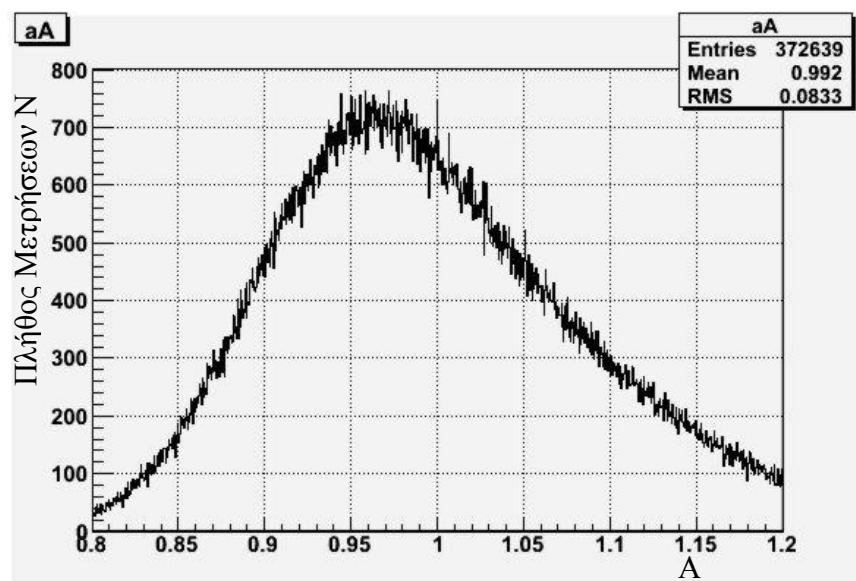
Τα αποτελέσματα αποθηκεύονται με την μορφή ιστογραμμάτων του πακέτου ανάλυσης ROOT. Τα ιστογράμματα αυτά είναι η κατανομή των τιμών των παραμέτρων καθώς και των σφαλμάτων της συνάρτησης παλμού και της συνάρτησης «μέσων όρων». Οι παράμετροι της συνάρτησης παλμού αποθηκεύονται ξεχωριστά για τον «παλμό – λάμψης». Τυπικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στα σχήματα 4-11, 4-12, 4-13, 4-14, 4-15 και 4-16 για το πρώτο δείγμα ^{232}Th κατά το πείραμα του 2004.



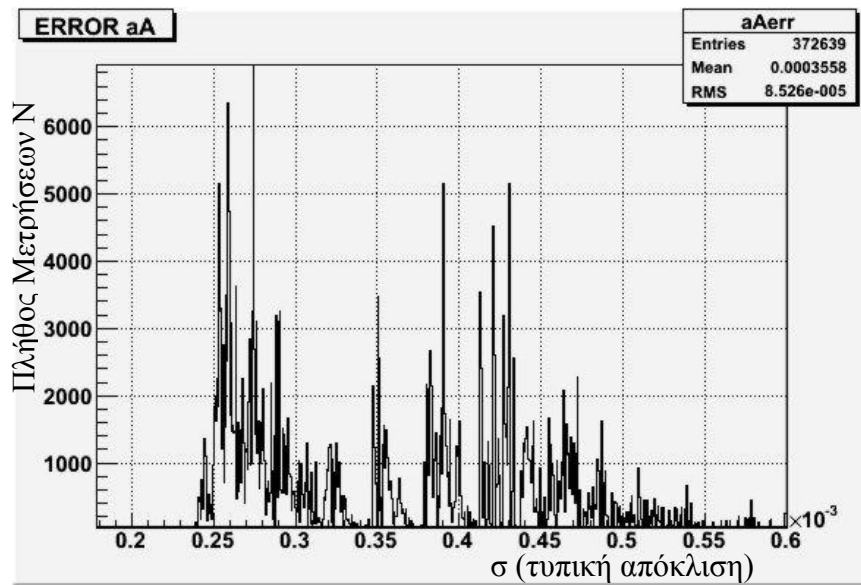
Σχήμα 4-11. Κατανομή της τυπικής απόκλισης του συντελεστή t_0 , που αντιστοιχεί στο χρόνο της αρχής του παλμού. Στα όρια του άξονα του σχήματος, έχει τοποθετηθεί η μέγιστη αποδεκτή τυπική απόκλιση. Το συγκεκριμένο γράφημα είναι από το πείραμα του 2004 για το πρώτο δείγμα ^{232}Th του ανιχνευτή.



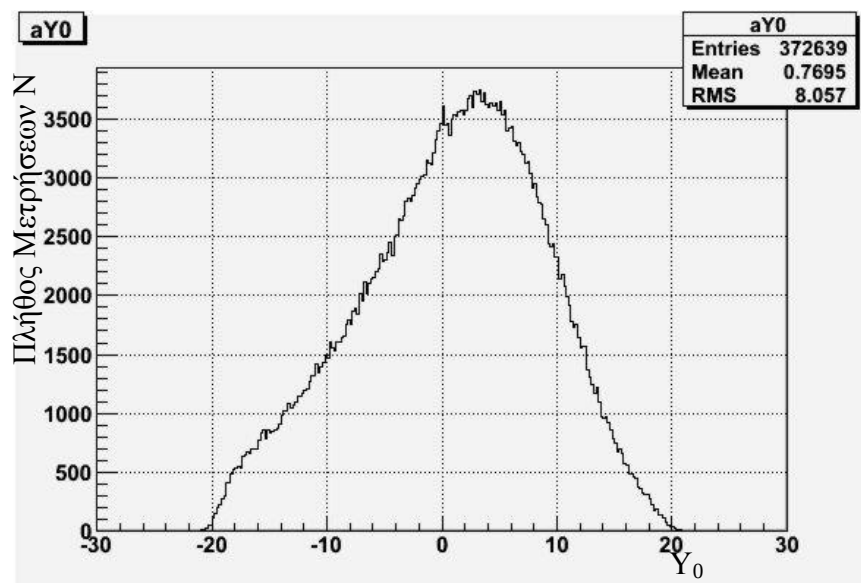
Σχήμα 4-12. Κατανομή της τυπικής απόκλισης του συντελεστή A, που αντιστοιχεί στο πλάτος του παλμού. Στα όρια του άξονα του σχήματος, έχει τοποθετηθεί η μέγιστη αποδεκτή τυπική απόκλιση. Το συγκεκριμένο γράφημα είναι από το πείραμα του 2004 για το πρώτο δείγμα ^{232}Th του ανιχνευτή.



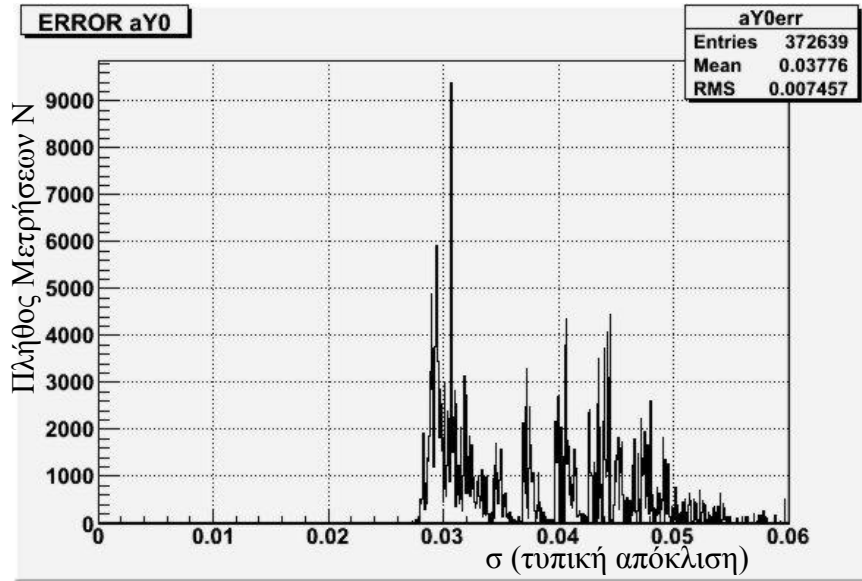
Σχήμα 4-13. Κατανομή των τιμών του συντελεστή A της συνάρτησης «μέσων σημάτων», για το στόχο του ^{232}Th .



Σχήμα 4-14. Κατανομή των τιμών του σφάλματος του συντελεστή A της συνάρτησης «μέσων σημάτων», για το στόχο του ^{232}Th .



Σχήμα 4-15. Κατανομή των τιμών του συντελεστή Y_0 της συνάρτησης «μέσων σημάτων» για το στόχο του ^{232}Th .



Σχήμα 4-16. Κατανομή των τιμών του σφάλματος του συντελεστή Y_0 της συνάρτησης «μέσων σημάτων», για το στόχο του ^{232}Th .

Επίσης γίνεται η μετατροπή της παραμέτρου t_0 από αυθαίρετες μονάδες fADC σε χρόνο t , που έγινε η σχάση μετά την αφαίρεση του χρόνου της «λάμψης – γ» (t_{flash}). Ο χρόνος t_0 είναι ο χρόνος ο οποίος αντιστοιχεί στο μέγιστο του παλμού, από την στιγμή της έλευσης του σήματος έναρξης καταγραφής στη μονάδα fADC. Η διαφορά των δύο χρόνων ($t_0 - t_{\text{flash}}$) είναι ο χρόνος που μεσολάβησε από την άφιξη της ακτινοβολίας γ, μέχρι και του γεγονότος της σχάσης. Για τη μετατροπή του χρόνου πτήσης σε ενέργεια νετρονίου, χρησιμοποιούνται οι σχέσεις (4-5), αφού πολλαπλασιαστεί με τον ρυθμό δειγματοληψίας του μετατροπέα αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (40 MHz). Για τον υπολογισμό της ενέργειας των νετρονίων απαιτείται η γνώση της απόστασης d που διήνυσε το νετρόνιο, η οποία περιέχεται στους πίνακες 3-1 και 3-2 και του χρόνου που προκλήθηκε η σχάση. Λόγω των υψηλών ενεργειών χρησιμοποιείται ο σχετικιστικός τύπος.

$$E = \gamma \cdot m_n, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{d}{t \cdot c}, \quad t = t_{fADC} + \frac{d}{c} \quad (4-5)$$

Για κάθε ενέργεια υπολογίζεται το σφάλμα σύμφωνα με τη θεωρία μετάδοσης σφαλμάτων για τις διάφορες περιοχές ενεργειών και η σχετική συνεισφορά κάθε παράγοντα που υπεισέρχεται. Για τον υπολογισμό του σφάλματος στην ενέργεια χρησιμοποιήθηκε ο τύπος (4-6) από την θεωρία μετάδοσης σφαλμάτων για σύνθετες συναρτήσεις:

$$\delta\sigma^2 = \sum_{i=1}^N \delta\sigma_i^2 \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 \quad (4-6)$$

Όπου $\delta\sigma_i$ είναι το σφάλμα για κάθε όρο και $\delta\sigma$ το ολικό. Το σφάλμα για τον προσδιορισμό της ενέργειας υπολογίστηκε με την εξ. (4-7), όπου $\delta\sigma_E$ είναι τα σφάλμα υπολογισμού στην ενέργεια, $\delta\sigma_t$ είναι το σφάλμα που δίνεται στον προσδιορισμό της παραμέτρου t_0 και δίνεται από το MINUIT και $\delta\sigma_d$ είναι το σφάλμα στον προσδιορισμό της απόστασης. Το σφάλμα στον υπολογισμό της ενέργειας βρέθηκε να είναι της τάξης μεγέθους 10^{-3} της τιμής της ενέργειας, το οποίο είναι πολύ μικρό και είναι χαρακτηριστικό της εγκατάστασης nTOF.

$$\delta\sigma_E = \frac{m_n}{ct} \beta \gamma^3 \sqrt{\delta\sigma_t^2 + \left(\frac{\delta\sigma_d}{t}\right)^2} \quad (4-7)$$

Στα ιστογράμματα που χρησιμοποιήθηκαν δεν ήταν δυνατόν να χρησιμοποιηθεί πλήρως η ενεργειακή διακριτική ικανότητα, λόγω της περιορισμένης στατιστικής των μετρήσεων. Η ελάχιστη υποδιαίρεση που χρησιμοποιήθηκε τελικά στον προσδιορισμό της ενέργειας είναι συμβιβασμός ανάμεσα στην διακριτική ικανότητα και το στατιστικό σφάλμα. Για το λόγο αυτό το σφάλμα στην ενέργεια περιέχεται τελικά στο σφάλμα ανάγνωσης της ελάχιστης υποδιαίρεσης του ιστογράμματος.

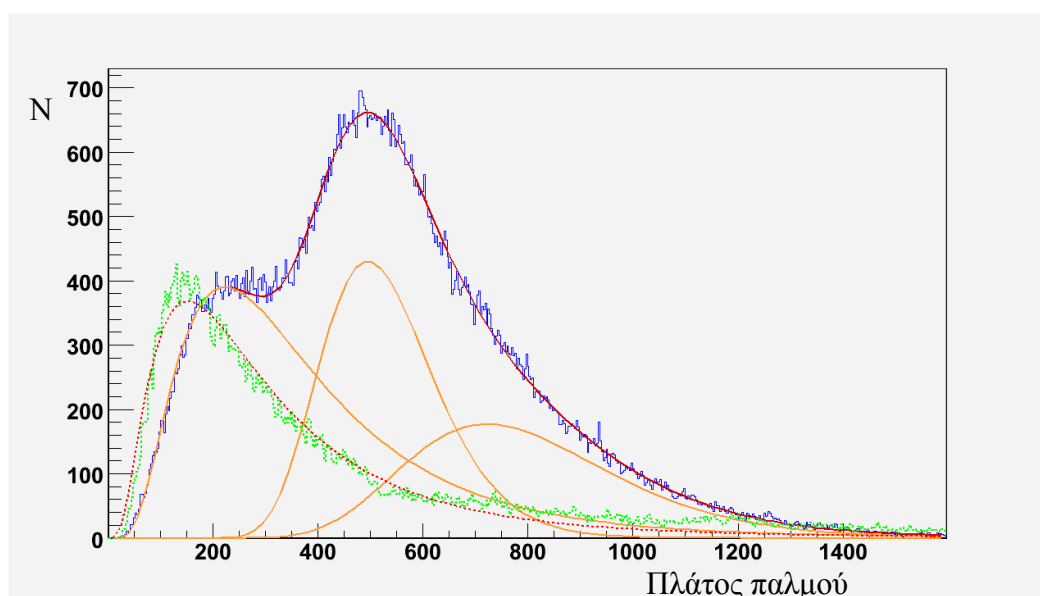
4.3 Διόρθωση της ανιχνευτικής ικανότητας

Η επιβολή της οριακής συνθήκης για ελάχιστο ύψος παλμού περιορίζει το θόρυβο, αλλά οδηγεί στην απώλεια γεγονότων σχάσης, με αποτέλεσμα τη μείωση της ανιχνευτικής ικανότητας. Για το λόγο αυτό εισάγεται διόρθωση, η οποία υπολογίζεται μετά από την εύρεση των βέλτιστων παραμέτρων με ελαχιστοποίηση της ποσότητας χ^2 . Η διόρθωση υπολογίζεται από την ενσωματωμένη ρουτίνα στο πακέτο ανάλυσης ROOT, η οποία είναι έκδοση του MINUIT σε γλώσσα προγραμματισμού «C++».

Η συνάρτηση με την οποία περιγράφεται η κατανομή του πλάτους του παλμού δίνεται από την εξ. (4-8) και εφαρμόζεται στην κατανομή του πλάτους παλμού που έχει παραχθεί χωρίς να εφαρμοστεί η απαίτηση ελάχιστου πλάτους. Στην περίπτωση αυτή υπολογίζονται οι τιμές των παραμέτρων y_0 , A , w , t_1 , t_2 , t_0 για τρεις κορυφές ταυτόχρονα. Η πρώτη, η οποία είναι μικρότερη αντιστοιχεί στο θόρυβο που έχει καταγραφεί, ενώ η δεύτερη και η τρίτη στα γεγονότα σχάσης.

$$y = y_0 + \frac{A}{\sqrt{2\pi}wx} e^{-\frac{(\ln \frac{x}{x_c})^2}{2w^2}} \quad (4-8)$$

Ο διαχωρισμός γίνεται φανερός παρατηρώντας τον παλμό που καταγράφεται όταν στον ανιχνευτή δεν έχει τοποθετηθεί δείγμα. Ενδεικτικά δίνεται το σχήμα 4-17, όπου και παρουσιάζεται η κατανομή του πλάτους σήματος του στόχου με ^{238}U και του «κενού» στόχου με συνεχή και διακεκομμένη γραμμή αντίστοιχα, κατά το πείραμα υπολογισμού της ενεργού διατομής του ^{234}U . Η συνάρτηση που περιγράφει την κατανομή παλμών του ^{238}U είναι το άθροισμα των τριών μικρότερων κορυφών. Η πρώτη αντιστοιχεί σε γεγονότα με μικρό πλάτος παλμού και γεγονότα υποβάθρου.



Σχήμα 4-17. Κατανομή παλμού των ^{238}U (συνεχόμενη γραμμή) και «κενού» δείγματος (διακεκομμένη γραμμή). Η συνάρτηση που περιγράφει την κατανομή παλμού του ^{238}U είναι το άθροισμα των τριών μικρότερων κορυφών. Η πρώτη αντιστοιχεί σε γεγονότα υποβάθρου με μικρό πλάτος παλμού.

Για την εύρεση του συντελεστή διόρθωσης ϵ , υπολογίζεται ο λόγος των γεγονότων που θα έπρεπε να είχαν καταμετρηθεί, ως προς αυτά που έχουν καταμετρηθεί με την εφαρμογή του κατωφλίου. Τα γεγονότα που θα έπρεπε να έχουν καταγραφεί είναι το σύνολο των γεγονότων των σχέσεων, το οποίο δίνεται από το ολοκλήρωμα του αθροίσματος της δεύτερης και τρίτης συνάρτησης, ή εναλλακτικά από τη διαφορά των γεγονότων υποβάθρου της πρώτης συνάρτησης από τα συνολικά γεγονότα σχέσης (χωρίς την απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού). Τα καταγεγραμμένα γεγονότα βρίσκονται με ολοκλήρωση του αθροίσματος των τριών συναρτήσεων, ξεκινώντας από το όριο που τέθηκε με την απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού.

Ο λόγος αυτός (ε) προσδιορίζεται για κάθε στόχο, καθώς και το σφάλμα υπολογισμού του και χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό των σχετικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων. Για όλους σχεδόν τους στόχους, η προσαρμογή της καμπύλης κατανομής παλμών με τις τρεις συναρτήσεις έγινε σχεδόν μονοσήμαντα και δεν έδειξε να έχει ευαισθησία στο συνδιασμό των συναρτήσεων. Επομένως ο προσδιορισμός του λόγου ε , έγινε με μικρό σφάλμα, της τάξης 0,5%. Για την περίπτωση του ^{238}U κατά το προσδιορισμό της $^{234}\text{U}(n,f)$, λόγω της χαμηλής στατιστικής, υπήρξαν αρκετοί συνδιασμοί, των τριών συναρτήσεων, οι οποίοι έδιναν εξίσου καλό κριτήριο χ^2 και για το λόγο αυτό εκτιμήθηκε ένα μεγαλύτερο σφάλμα στο προσδιορισμό του λόγου ε , της τάξης του 2%. Τα αποτελέσματα της διαδικασίας αυτής δίνονται σε πίνακες στο επόμενο κεφάλαιο.

4.4 Υπολογισμός ενεργού διατομής

Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής $\sigma(E)$ χρησιμοποιήθηκαν οι σχέσεις, που αναφέρθηκαν στην παράγραφο 2.1.3. Η τελική σχέση για τον υπολογισμό της είναι:

$$\sigma_X(E) = \sigma_{relX}(E) \sigma_R(E)$$

$$\sigma_{relX}(E) = \frac{A_X m_R \varepsilon_X N_R}{A_R m_X \varepsilon_R N_X} \frac{S_X(E)}{S_R(E)} = C \frac{S_X(E)}{S_R(E)}, C = \frac{A_X m_R \varepsilon_X N_R}{A_R m_X \varepsilon_R N_X} \quad (4-9)$$

$$\delta C = C \sqrt{\left(\frac{\delta \sigma_{m_R}}{m_R}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_{m_X}}{m_X}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_{\varepsilon_R}}{\varepsilon_R}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_{\varepsilon_X}}{\varepsilon_X}\right)^2} \quad (4-11)$$

Όπου οι δείκτες X και R αντιστοιχούν στο υπό μέτρηση ισότοπο και στόχο αναφοράς αντίστοιχα. Με A, m, N και ε συμβολίζεται ο ατομικός αριθμός, η μάζα, το πλήθος των παλμών πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκε για κάθε στόχο και η διόρθωση στην ανιχνευτική ικανότητα. Με S συμβολίζονται τα γραφήματα, τα οποία υπολογίστηκαν με την διαδικασία ανάλυσης παλμού και αντιστοιχούν στον αριθμό των σχάσεων που ανιχνεύτηκαν σε κάθε στόχο για κάθε ενέργεια νετρονίου E.

Το συστηματικό σφάλμα δC για την ενεργό διατομή σ , λόγω της αβεβαιότητας στη μάζα $\delta \sigma_m$ και το σφάλμα στην διόρθωση ανιχνευτικής ικανότητας $\delta \sigma_\varepsilon$, υπολογίζεται με τη βοήθεια της εξ. (4-11) και τα αποτελέσματα δίνονται στους αντίστοιχους πίνακες στο επόμενο κεφάλαιο. Το στατιστικό σφάλμα $\delta \sigma_{\sigma t}$ δίνεται στην γραφική παράσταση της κάθε κατανομής και υπολογίζεται με την εξ. (4-12).

$$\delta\sigma_{\sigma\tau} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4-12)$$

Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σχάσης, χρησιμοποιείται η ενεργός διατομή της αντίδρασης αναφοράς από την πυρηνική βάση δεδομένων ENDF^[(29)]. Ειδικότερα χρησιμοποιήθηκε η ενεργός διατομή σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια του ^{235}U και ^{238}U για ενέργειες μέχρι και 20 MeV. Για ενέργειες από 20 MeV – 200 MeV, χρησιμοποιήθηκε πάλι από την ENDF η ειδική βάση δεδομένων για μεγάλες ενέργειες (High Energy ENDF). Μετά τα 200 MeV, κρατήθηκε σταθερή η τιμή της ενεργού διατομής στα 200 MeV.

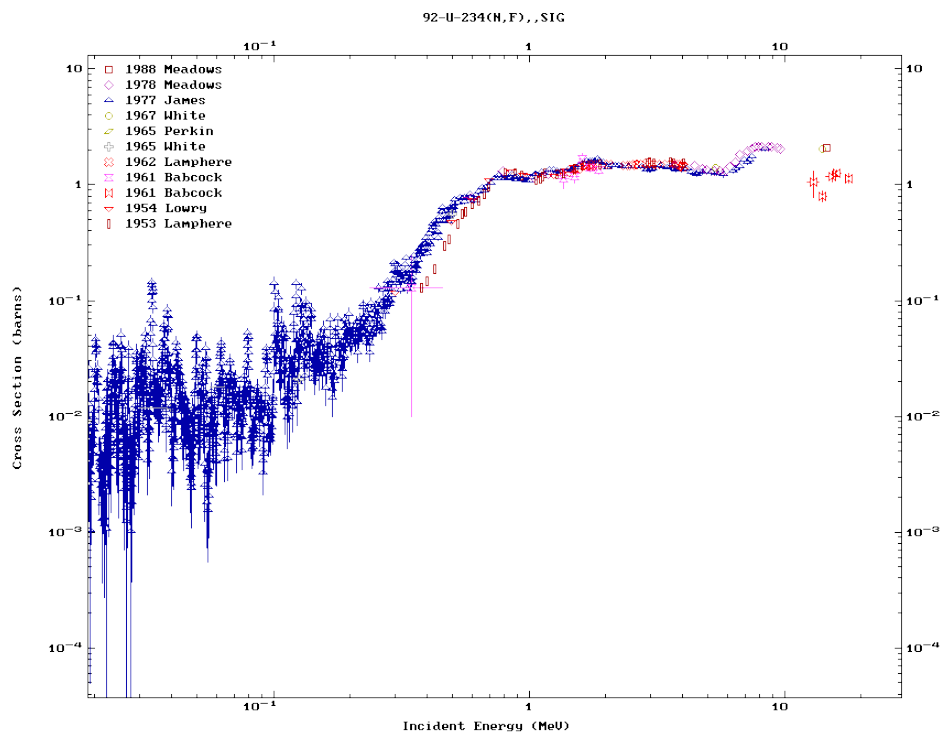
5 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

5.1 Υπάρχοντα πυρηνικά δεδομένα

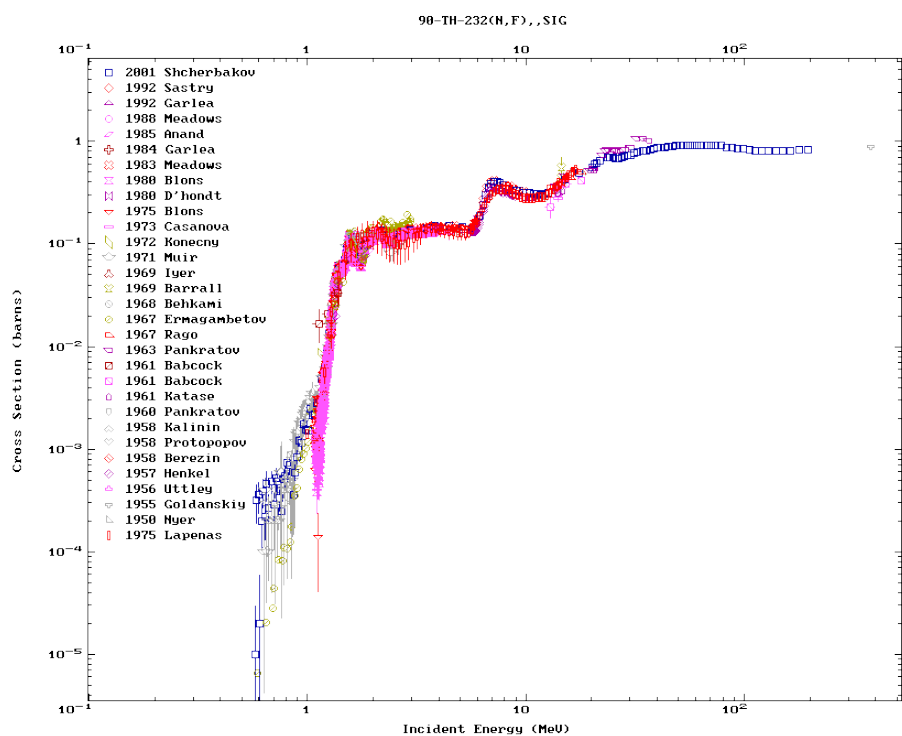
Από θεωρητικής άποψης τα ισότοπα ^{232}Th και ^{234}U παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς παρουσιάζουν την λεγόμενη ανωμαλία θορίου^[(68)] (thorium anomaly), η οποία χαρακτηρίζεται από την ύπαρξη τριπλού φράγματος δυναμικού, για την περιγραφή του φαινομένου της σχάσης. Επίσης τα ισότοπα ^{232}Th και ^{234}U συμμετέχουν στον κύκλο Th – U, ο οποίος προτείνεται να αντικαταστήσει τον κύκλο U – Pu που χρησιμοποιείται σήμερα στους πυρηνικούς αντιδραστήρες, με σκοπό την μείωση των ραδιενεργών καταλοίπων.

Το ισότοπο ^{234}U σχηματίζεται μετά από νετρονιακή σύλληψη στο σχάσιμο ισότοπο του ουρανίου ^{233}U , όπου η νετρονιακή σύλληψη ανταγωνίζεται τη σχάση, ιδιαίτερα σε νετρόνια με χαμηλή ενέργεια. Με αυτό τον τρόπο σημαντικές ποσότητες ^{234}U σχηματίζονται στον αντιδραστήρα που χρησιμοποιεί για καύσιμο θόριο. Έτσι η γνώση όλων των ενεργών διατομών αντιδράσεων του ^{234}U με νετρόνια είναι απαραίτητη για την πρόβλεψη της συμπεριφοράς και της απόδοσης αντιδραστήρα αυτού του τύπου. Ωστόσο τα αξιολογημένα πυρηνικά δεδομένα (evaluated nuclear data) παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές και είναι περιορισμένα στην ενεργειακή κλίμακα. Οι πιο πρόσφατες μετρήσεις για τα ^{234}U και ^{232}Th δίνονται στα σχήματα 5-1 και 5-2, αντίστοιχα.

Σε αντίθεση με τα ισότοπα ^{235}U και ^{238}U , τα οποία έχουν μελετηθεί εξαντλητικά και θεωρούνται ως πρότυπα (standards) για την προκαλούμενη από νετρόνια ενεργό διατομή σχάσης, τα δεδομένα για τα ισότοπα ^{232}Th και ^{234}U είναι περιορισμένα και παρουσιάζουν σημαντικές ασυμφωνίες μεταξύ τους, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά για την περίπτωση του ^{232}Th στο σχήμα 5-2. Οι περισσότερες από τις μετρήσεις έχουν διεξαχθεί πολλά χρόνια πριν, σε εποχές όπου οι δέσμες νετρονίων υψηλής ροής ήταν σπάνιες. Η δυνατότητα μέτρησης του ^{234}U περιορίζεται και από την υψηλή ακτινοβολία α ($T_{1/2}=2,457 \times 10^5$ χρόνια) και από τις μικρές διαθέσιμες ποσότητες που διατίθενται για την κατασκευή στόχων μεγάλης ισοτοπικής καθαρότητας.



Σχήμα 5-1. Πειραματικά δεδομένα από την βιβλιογραφία, που δίνουν την ενεργό διατομή σχάσης του ^{234}U .

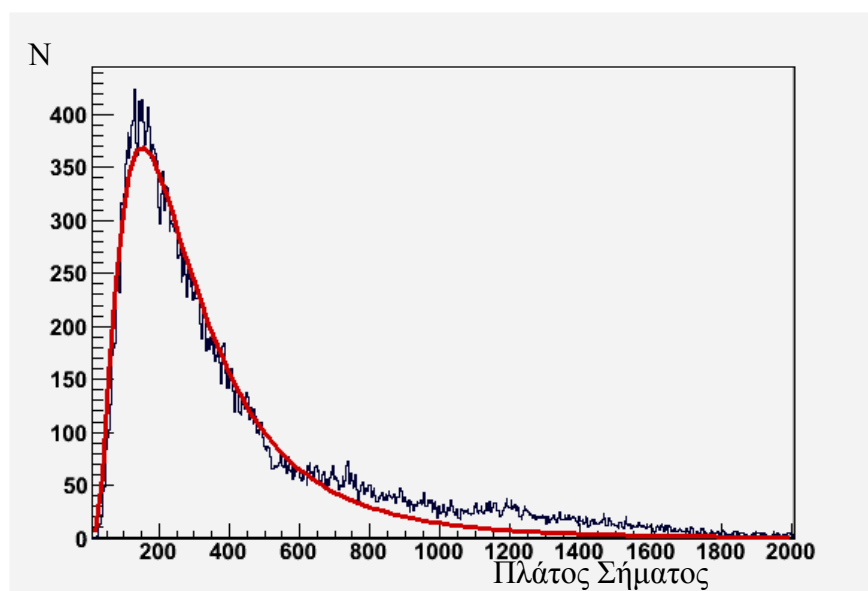


Σχήμα 5-2. Πειραματικά δεδομένα από την βιβλιογραφία, που δίνουν την ενεργό διατομή σχάσης του ^{232}Th .

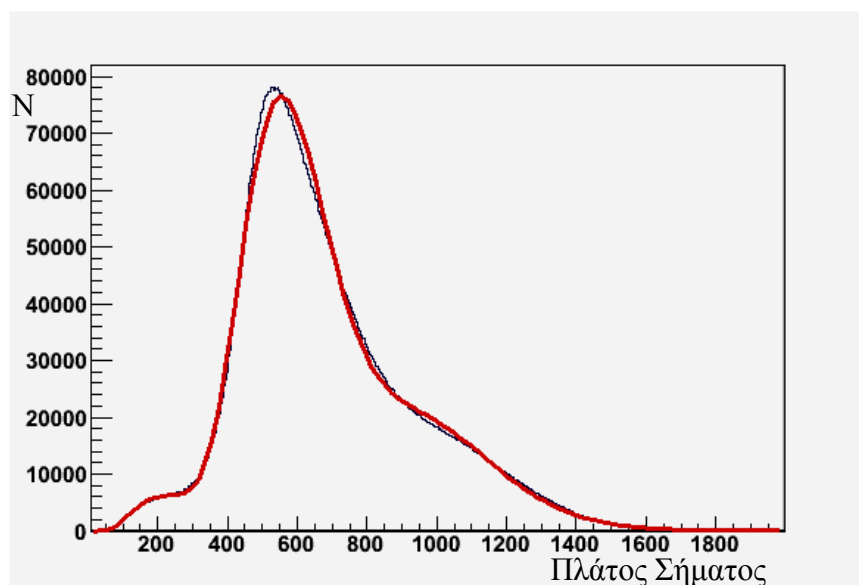
5.2 Η ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U

5.2.1 Ανάλυση των μετρήσεων

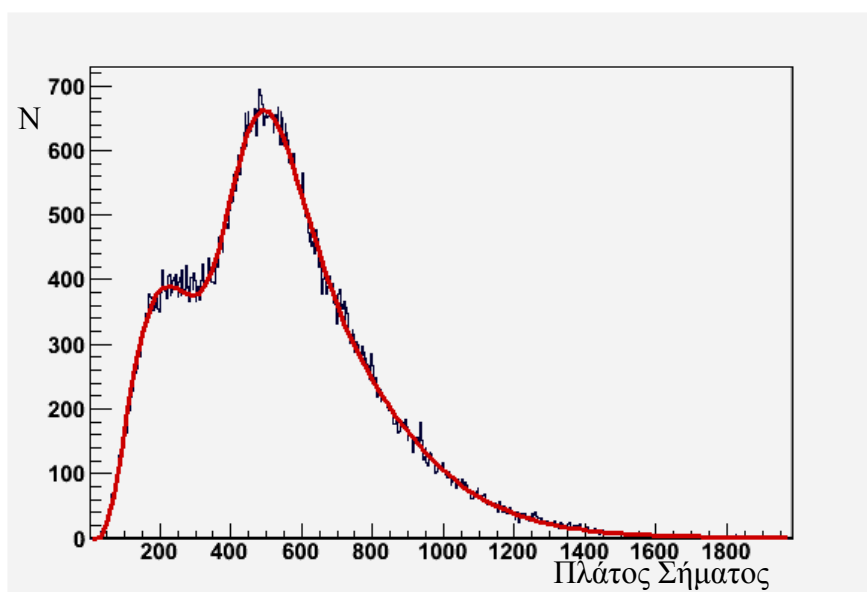
Τα αποτελέσματα από το πείραμα προσδιορισμού της σχετικής ενεργού διατομής του ^{234}U , μαζί με την περιγραφή της διαδικασίας ανάλυσής τους, δίνονται παρακάτω. Στο σχήμα 5-3 παρουσιάζεται η κατανομή του πλάτους του παλμού του «κενού στόχου», δηλαδή όταν στον ανιχνευτή δεν υπήρχε στόχος. Στην περίπτωση αυτή οι καταγεγραμμένοι παλμοί αντιστοιχούν σε θόρυβο, καθώς δεν υπήρχε υλικό τοποθετημένο στη θέση του στόχου ώστε να προκληθούν αντιδράσεις σχάσης. Στα σχήματα 5-5 και 5-6 παρουσιάζεται η κατανομή του πλάτους παλμού που καταγράφηκε με στόχους ^{235}U , ^{238}U και ^{234}U , αντίστοιχα. Παρατηρείται ότι στην κατανομή παλμού από τα δείγματα αυτά εμφανίζονται δυο κορυφές. Η πρώτη είναι παρόμοια με την κορυφή που παρατηρείται όταν δεν υπάρχει στόχος, ενώ η δεύτερη, η οποία είναι και η μεγαλύτερη, αντιστοιχεί στα γεγονότα σχάσης. Για το σχήμα 5-4, η πρώτη κορυφή, που αντιστοιχεί σε θόρυβο δεν είναι ισχυρή, λόγω του πολύ μεγάλου αριθμού γεγονότων σχάσεων που δημιουργούνται στο στόχο του ^{235}U . Η αναπαράσταση της κατανομής παλμού μετά τον υπολογισμό των παραμέτρων με τις οποίες περιγράφεται ο παλμός, παρουσιάζεται στις γραφικές παραστάσεις με κόκκινο χρώμα.



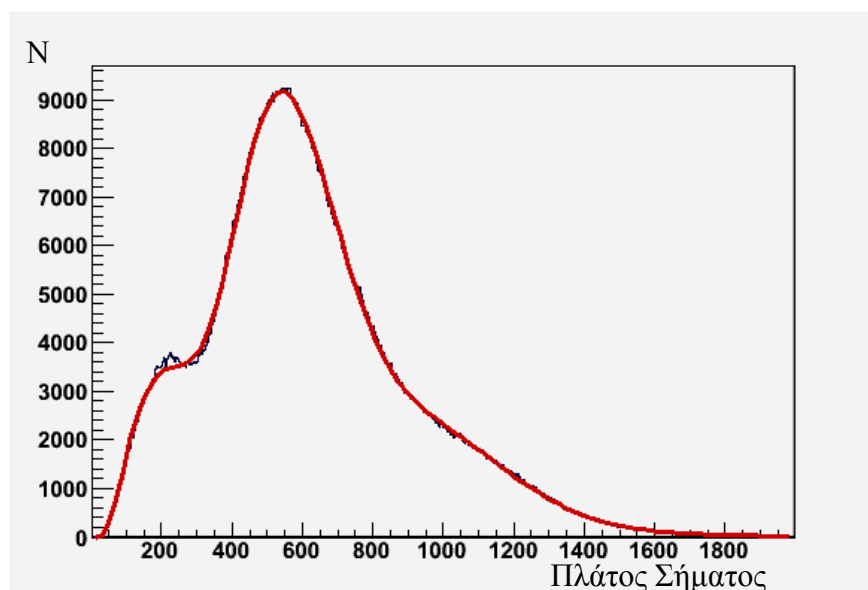
Σχήμα 5-3. Κατανομή του πλάτους του παλμού όταν στη θέση του στόχου του ανιχνευτή υπάρχει μόνο η υποστήριξη του στόχου. Με κόκκινο χρώμα σχεδιάστηκε η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).



Σχήμα 5-4. Κατανομή του πλάτους του παλμού στο δείγμα του ^{235}U . Με κόκκινο χρώμα παρουσιάζεται η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).



Σχήμα 5-5. Κατανομή του πλάτους του παλμού στο δείγμα του ^{238}U . Με κόκκινο χρώμα παρουσιάζεται η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).



Σχήμα 5-6. Κατανομή του πλάτους του παλμού στο δείγμα του ^{234}U . Με κόκκινο χρώμα παρουσιάζεται η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).

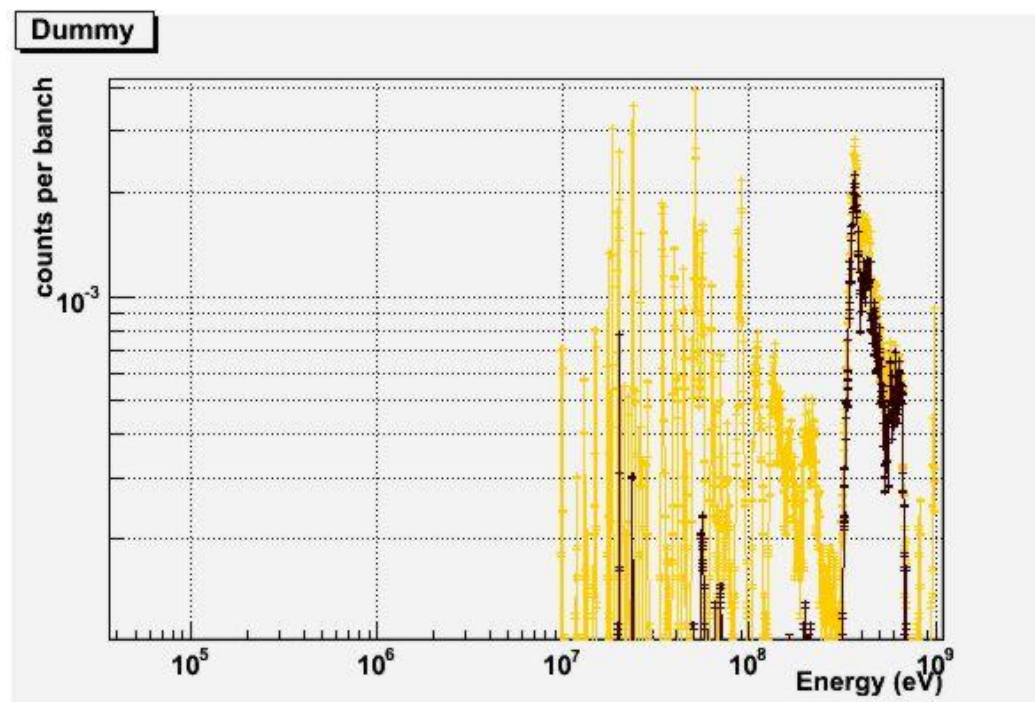
Για την απομόνωση των γεγονότων σχάσης εφαρμόστηκε το κριτήριο του ελάχιστου πλάτους παλμού (threshold). Σύμφωνα με το κριτήριο αυτό, μόνον οι παλμοί, των οποίων το πλάτος ήταν μεγαλύτερο μιας συγκεκριμένης τιμής καταγράφονταν ως γεγονότα σχάσης. Για την περίπτωση του πειράματος μέτρησης της ενεργού διατομής σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια του ^{234}U η τιμή αυτή, με τη βοήθεια των γραφικών παραστάσεων κατανομής πλάτους παλμού, καθορίστηκε στο 400 (αυθαίρετες μονάδες fADC). Ο καθορισμός της τιμής αυτής προκύπτει από την απαίτηση να αποκλειστούν τα δυνατόν περισσότερα γεγονότα θορύβου και να συμπεριληφθούν τα δυνατόν περισσότερα γεγονότα σχάσης. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα την μείωση της ανιχνευτικής ικανότητας και για το λόγο αυτό έγινε η διόρθωση, η οποία περιγράφεται στην παράγραφο 4.3. Ο συντελεστής διόρθωσης της ανιχνευτικής ικανότητας ϵ , δίνεται στον πίνακα 5-1. Η διαδικασία της ανάλυσης της κατανομής των παλμών, έδειξε ότι υπεισέρχεται μικρή αβεβαιότητα στο τελικό αποτέλεσμα μεταβάλλοντας τις συνθήκες προσαρμογής των παλμών. Το γεγονός αυτό γίνεται εμφανές και στην εκτίμηση των σφαλμάτων στον συντελεστή διόρθωσης ϵ , τα οποία είναι της τάξης του 0.1% έως 1.7%, όπως φαίνεται και στον πίνακα 5-1.

Στα σχήματα 5-7, 5-8, 5-9 και 5-10 δίνεται η ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων, ανά παλμό πρωτονίων χωρίς στόχο και σε στόχους ^{238}U , ^{235}U και ^{234}U αντίστοιχα. Με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται κατανομή που αντιστοιχεί σε παλμούς

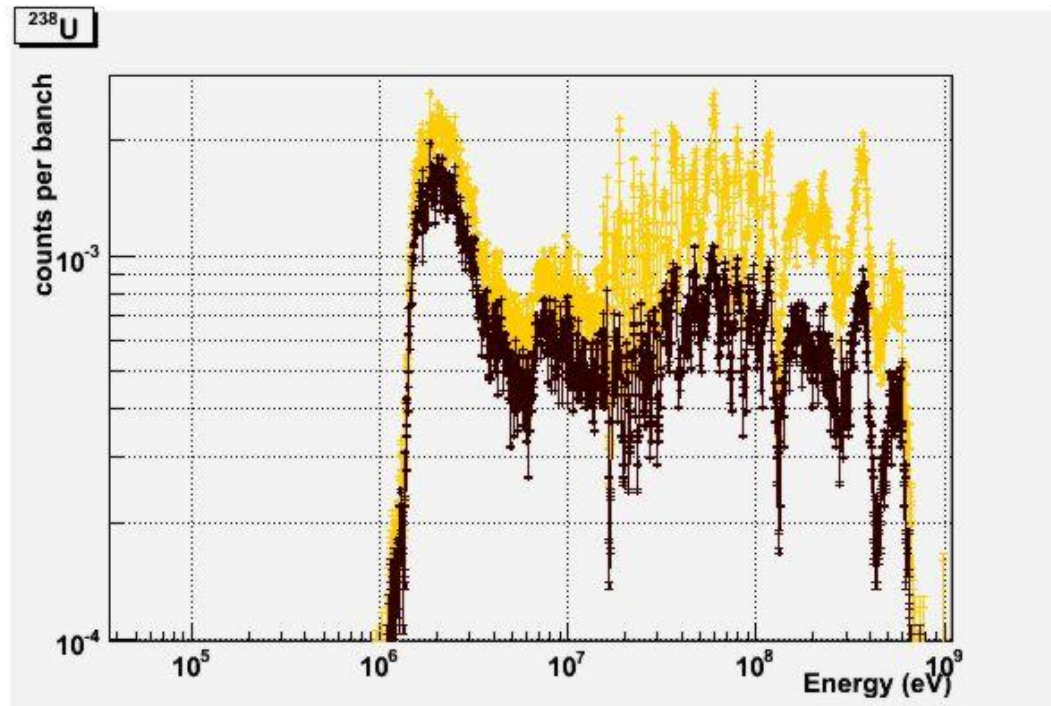
μεγαλύτερους από ελάχιστο πλάτος παλμού 400 (αυθαίρετες μονάδες fADC), ενώ με πορτοκαλί χρώμα παρουσιάζεται η κατανομή των σχάσεων που προκύπτει από την καταγραφή όλων των παλμών.

Πίνακας 5-1. Συντελεστής διόρθωσης ανιχνευτικής ικανότητας ϵ , λόγω απαίτησης ελάχιστου πλάτους παλμού.

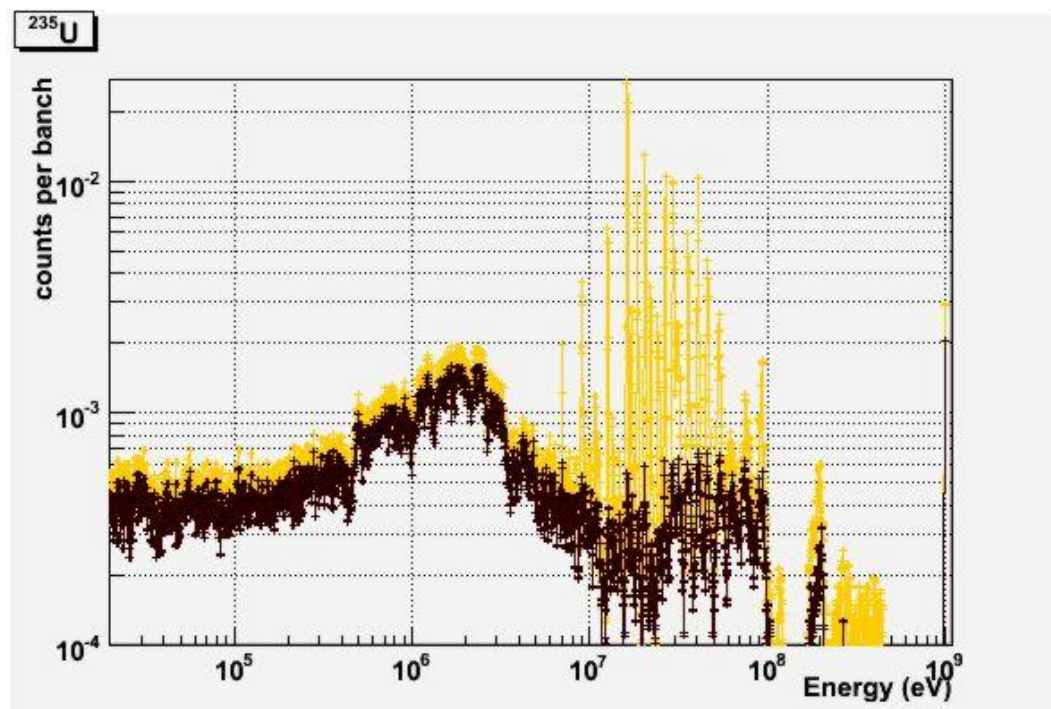
Δείγμα	ϵ	$\delta\epsilon$
^{234}U	0,879	0,004
^{235}U	1,046	0,001
^{238}U	0,888	0,017



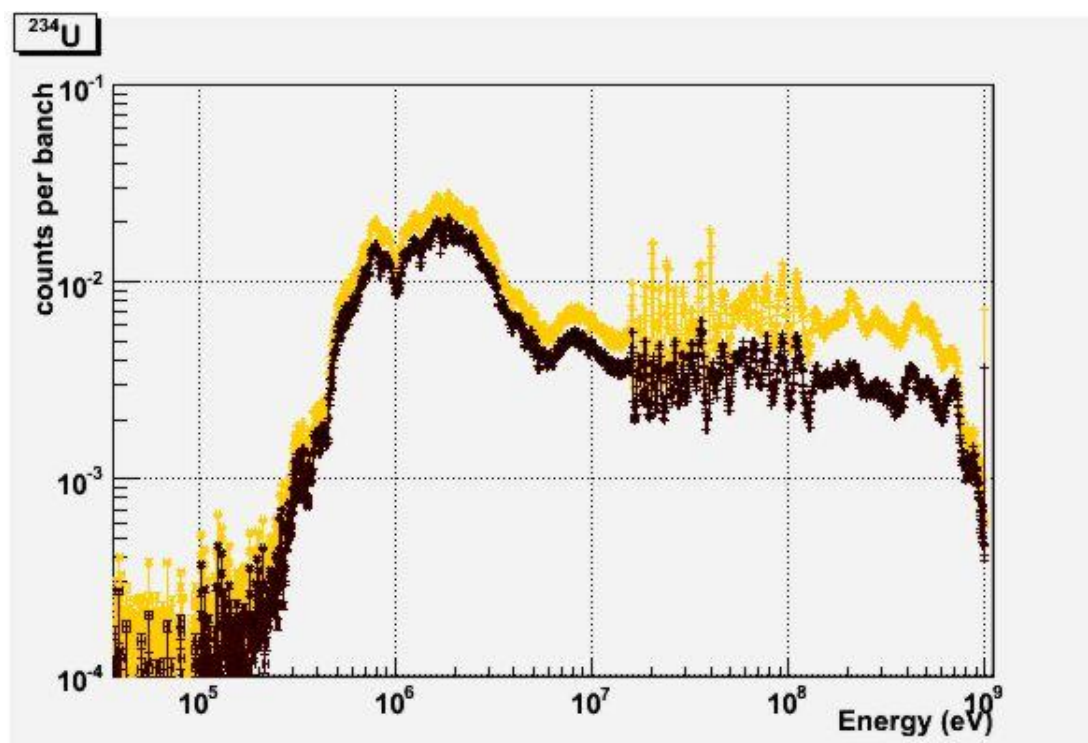
Σχήμα 5-7. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων στο «κενό» δείγμα, ανά παλμό πρωτονίων. Με μαύρο χρώμα παρουσιάζονται γεγονότα με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς. Η κατανομή με μαύρο χρώμα, αντιπροσωπεύει την ουρά της κατανομής στο σχήμα 5-3, πάνω από το κατώφλι του 400 που ορίστηκε ως το ελάχιστο πλάτος.



Σχήμα 5-8. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων στο δείγμα του ^{238}U , ανά παλμό πρωτονίων. Με μαύρο χρώμα σημειώνονται σχάσεις με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς.



Σχήμα 5-9. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων στο δείγμα του ^{235}U , ανά παλμό πρωτονίων. Με μαύρο χρώμα σημειώνονται σχάσεις με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς.



Σχήμα 5-10. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων στο δείγμα του ^{234}U , ανά παλμό πρωτονίων. Με μαύρο χρώμα σημειώνονται σχάσεις με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς.

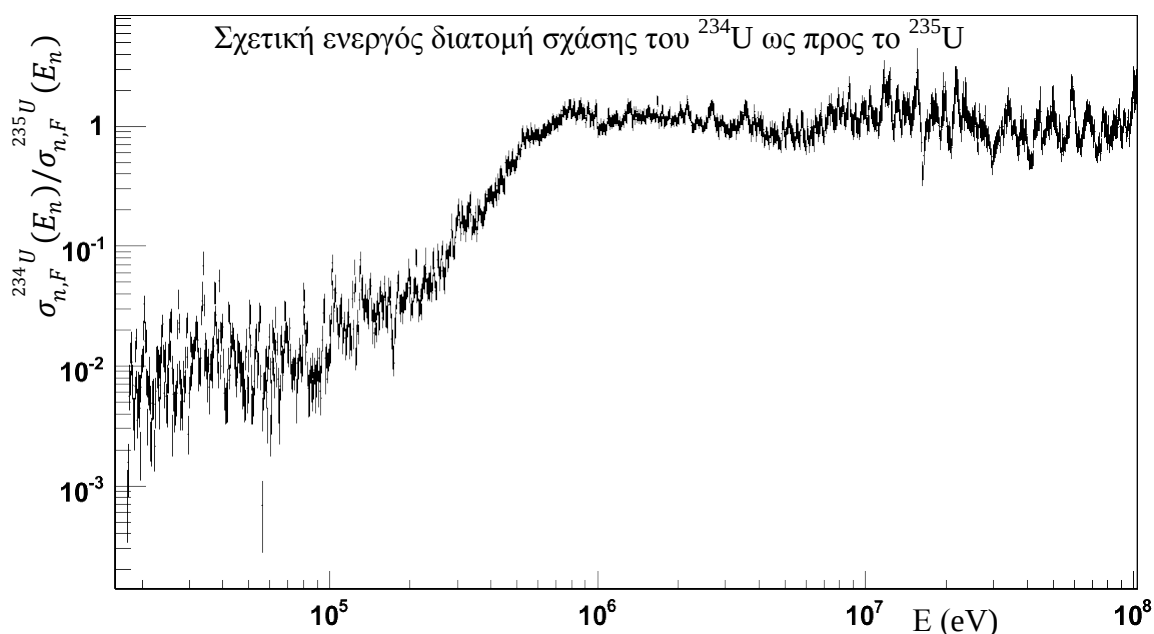
Στα σχήματα 5-11 και 5-12 παρουσιάζεται η ενεργειακή κατανομή της σχετικής ενεργού διατομής σχάσης, προκαλούμενη από νετρόνια, του ^{234}U , ως προς το ^{235}U και ^{238}U αντίστοιχα. Στο σχήμα 5-13 παρουσιάζεται η σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$, η οποία θεωρείται γνωστή και χρησιμοποιήθηκε για την επιβεβαίωση της ορθότητας της ανάλυσης. Τα ιστογράμματα που παρουσιάζονται εδώ, έχουν σχεδιαστεί σε λογαριθμική κλίμακα και 500 υποδιαιρέσεις ανά τάξη μεγέθους ενέργειας νετρονίου. Η διεύρυνση της ελάχιστης υποδιαίρεσης κρίθηκε αναγκαία, για την μείωση του στατιστικού σφάλματος, το οποίο για το πείραμα μέτρησης του ^{234}U είναι μεγάλο, γιατί δεν καταγράφηκαν αρκετά γεγονότα σχάσης, λόγω της μικρής διάρκειας του πειράματος. Επίσης για το δείγμα του ^{235}U , στην ενεργειακή περιοχή πάνω από τα 100 MeV, η βασική γραμμή παρουσιάζει πολύ μεγάλη βύθιση, που έχει ως αποτέλεσμα να είναι αδύνατη η ανίχνευση των γεγονότων σχάσης, κάτι που δεν συμβαίνει στα δείγματα του ^{234}U και ^{238}U όπου η ανίχνευση γεγονότων σχάσης φτάνει μέχρι τα 300 MeV. Μετά τα 300 MeV

δεν είναι δυνατόν να εξαχθούν συμπεράσματα, καθώς δεν υπάρχει καλή στατιστική, λόγω μείωσης των νετρονίων της δέσμης και παρουσιάζονται υπολογιστικές εξαιρέσεις, λόγω πράξεων μεταξύ πολύ μικρών αριθμών.

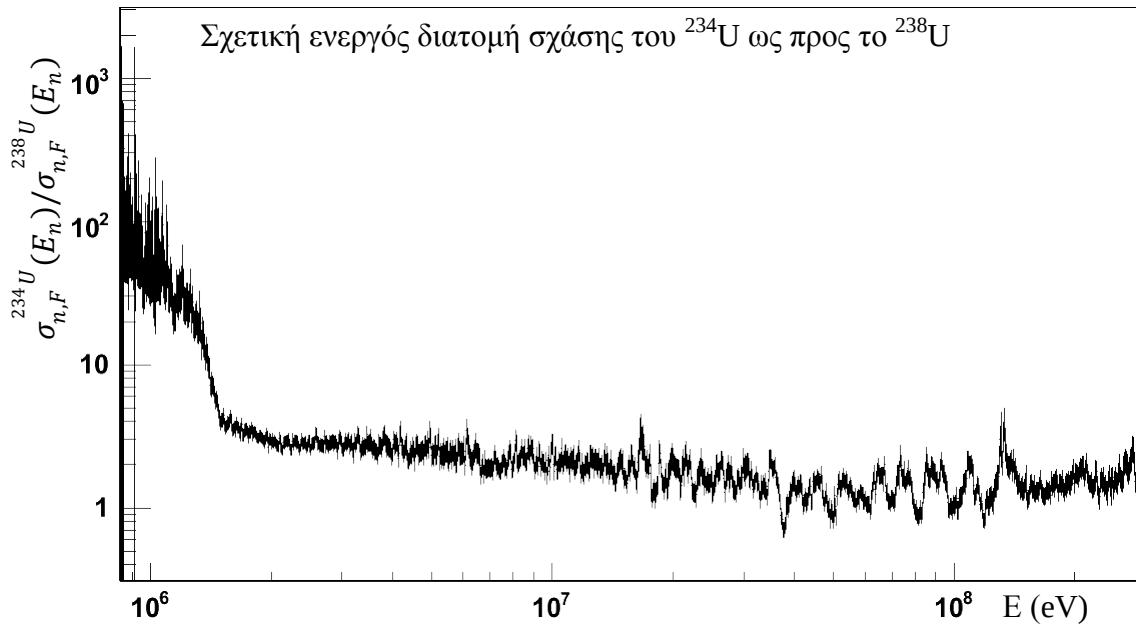
Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής, χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές στον πίνακα 5-2. Στον ίδιο πίνακα δίνεται και το συστηματικό σφάλμα υπολογισμού της ενεργού διατομής.

Πίνακας 5-2. Συντελεστές, οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν στις εξ. (4-9), (4-10) και (4-11) για τον υπολογισμό του συντελεστή C της ενεργού διατομής. Με δC συμβολίζεται το σφάλμα του συντελεστή C, που αντιστοιχεί και στο συστηματικό σφάλμα της ενεργού διατομής.

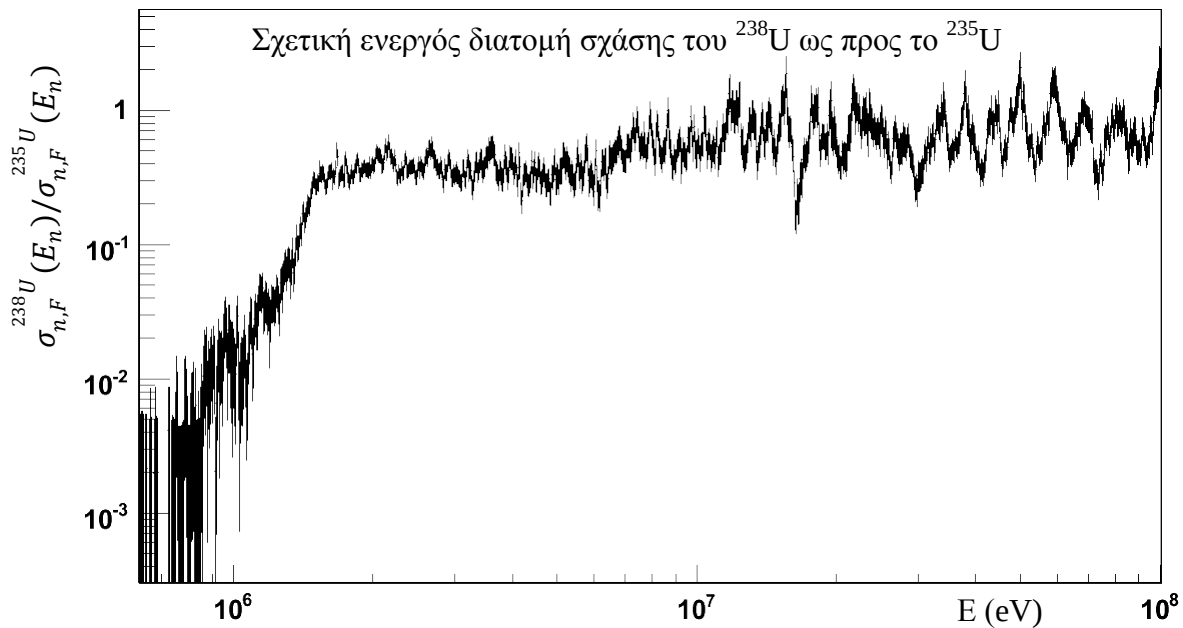
	$^{234}\text{U}/^{235}\text{U}$	$^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$	$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$
C	0,013	0,026	0,5
δC	0,003	0,003	0,1



Σχήμα 5-11. Σχετική ενεργός διατομή σκάσης του ^{234}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$. Το ιστόγραμμα αυτό έχει σχεδιαστεί σε λογαριθμική κλίμακα με 500 υποδιαιρέσεις ανά τάξη μεγέθους ενέργειας νετρονίου.



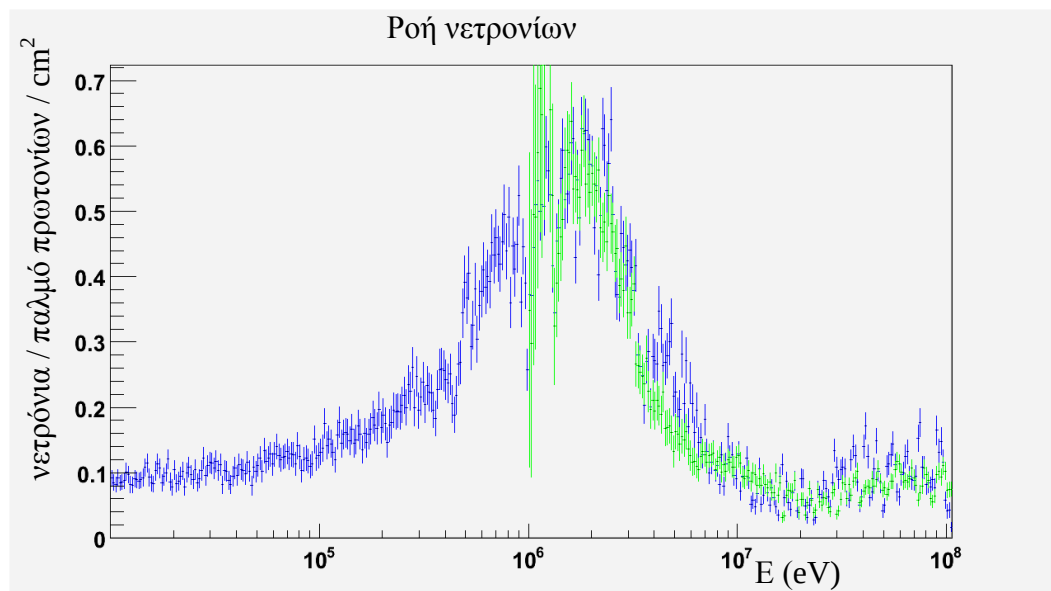
Σχήμα 5-12. Σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{238}\text{U}(n,f)$. Το ιστόγραμμα αυτό έχει σχεδιαστεί σε λογαριθμική κλίμακα με 500 υποδιαιρέσεις ανά τάξη μεγέθους ενέργειας νετρονίου, όπως και στο προηγούμενο σχήμα.



Σχήμα 5-13. Σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$. Το ιστόγραμμα αυτό έχει σχεδιαστεί σε λογαριθμική κλίμακα με 500 υποδιαιρέσεις ανά τάξη μεγέθους ενέργειας νετρονίου.

Στο σχήμα 5-14 παρουσιάζεται η χρονικά ολοκληρωμένη ροή νετρονίων ανά παλμό δέσμης πρωτονίων ως συνάρτηση της ενέργειάς τους. Με πράσινο χρώμα παρουσιάζεται η

ροή όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και μπλε χρώμα η ροή από την αντίδραση $^{238}\text{U}(n,f)$. Για τον υπολογισμό της χρονικά ολοκληρωμένης ροής I , χρησιμοποιήθηκε η ενεργός διατομή σχάσης από την πυρηνική βάση δεδομένων ENDF και οι εξ. (2-2) και (2-3). Για το ^{238}U το ενεργειακό εύρος των δεδομένων είναι περιορισμένο, λόγω του ότι διαθέσιμα δεδομένα υπάρχουν μέχρι τα 20 MeV ενώ στην αντίδραση σχάσης υπάρχει κατώτερο όριο στο 1 MeV. Για το ^{235}U χρησιμοποιήθηκε η πυρηνική βάση δεδομένων ENDF, η οποία διαθέτει πειραματικά δεδομένα, για ορισμένα ισότοπα και ενέργειες νετρονίων πάνω από 20 MeV. Τα μεγάλα σφάλματα στην ενέργεια 1 MeV, οφείλονται στην έλλειψη ικανοποιητικού αριθμού μετρήσεων και του πολύ μεγάλου σφάλματος που τις συνοδεύουν, λόγω της πολύ μικρής ενεργού διατομής σχάσης του ^{238}U στην ενεργειακή αυτή περιοχή.

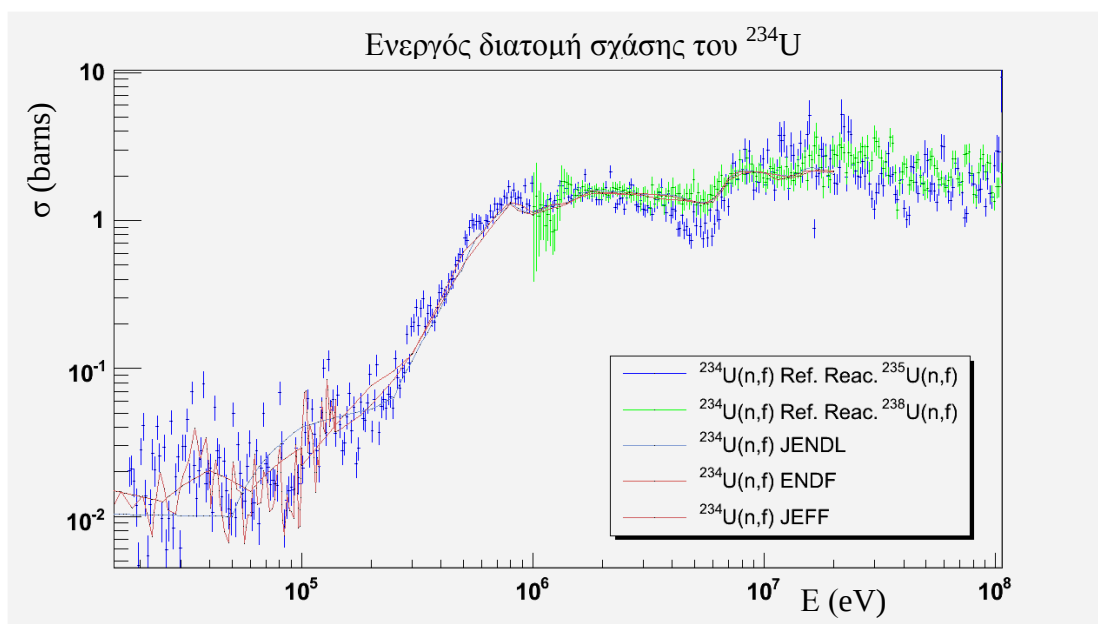


Σχήμα 5-14. Αριθμός νετρονίων ανά παλμό δέσμης πρωτονίων (bunch), ανά cm^2 επιφανείας στόχου, κατά τη διάρκεια των μετρήσεων του ^{234}U , Με μπλε χρώμα παρουσιάζεται η ροή όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και πράσινο από το $^{238}\text{U}(n,f)$.

5.2.2 Αποτελέσματα για την αντίδραση $^{234}\text{U}(n,f)$

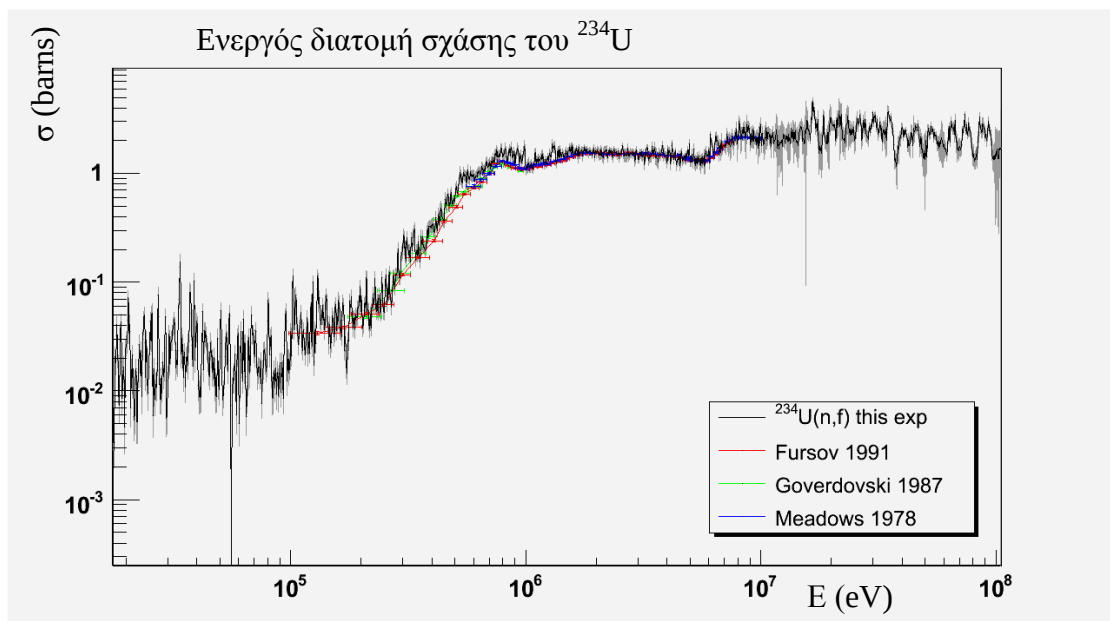
Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σχάσης, χρησιμοποιείται η ενεργός διατομή της αντίδρασης αναφοράς από την πυρηνική βάση δεδομένων ENDF^[(29)]. Ειδικότερα χρησιμοποιήθηκε η ενεργός διατομή σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια του ^{235}U και ^{238}U για ενέργειες μέχρι και 20 MeV. Για ενέργειες από 20 MeV – 200 MeV, χρησιμοποιήθηκε πάλι από την ENDF η ειδική βάση δεδομένων για μεγάλες ενέργειες (High Energy ENDF). Μετά τα 200 MeV, κρατήθηκε σταθερή η τιμή της ενεργού διατομής στα 200 MeV.

Στο σχήμα 5-15 παρουσιάζεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , όπως υπολογίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ με μπλε χρώμα και $^{238}\text{U}(n,f)$ με πράσινο χρώμα. Στο ίδιο σχήμα για σύγκριση δίνεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , όπως αυτή έχει υπολογιστεί στις πυρηνικές βάσεις δεδομένων JENDL^[(28)], ENDF^[(29)] και JEFF^[(41)], με βάση πυρηνικά πρότυπα για την περιγραφή του φαινομένου της σχάσης. Παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία με τις βάσεις δεδομένων σε όλο το ενεργειακό εύρος, παρόλο που τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζουν συντονισμούς και δομές, λόγω της υψηλής διακριτικής ικανότητας της διάταξης nTOF, τις οποίες οι βάσεις δεδομένων δεν έχουν λάβει υπόψη. Παρατηρείται επίσης, ότι η ενεργός διατομή, όπως υπολογίστηκε από τις δύο αντιδράσεις αναφοράς, παρουσιάζουν διαφορές στην περιοχή ~ 7 MeV. Αυτές οφείλονται σε τεχνική ιδιαιτερότητα των ηλεκτρονικών που χρησιμοποιήθηκαν για το κανάλι του ^{235}U και είχε ως αποτέλεσμα την χαμηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα στις υψηλές ενέργειες. Για το λόγο αυτό επιλέχθηκε στις χαμηλές ενέργειες να χρησιμοποιηθεί η αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$, ενώ πάνω από τα 2 MeV χρησιμοποιείται ως αντίδραση αναφοράς η $^{238}\text{U}(n,f)$. Για την ενεργειακή περιοχή από 10 – 100 MeV διακρίνονται ταλαντώσεις, οι οποίες οφείλονται στον ηλεκτρονικό θόρυβο, που προκλήθηκε από τον παλμό της «λάμπης – γ».



Σχήμα 5-15. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$, η οποία παρουσιάζεται με μπλε χρώμα ενώ με πράσινο χρώμα δίνεται ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{238}\text{U}(n,f)$. Γίνεται επίσης σύγκριση με τις πυρηνικές βάσεις δεδομένων JENDL^[(28)], ENDF^[(29)] και JEFF^[(41)].

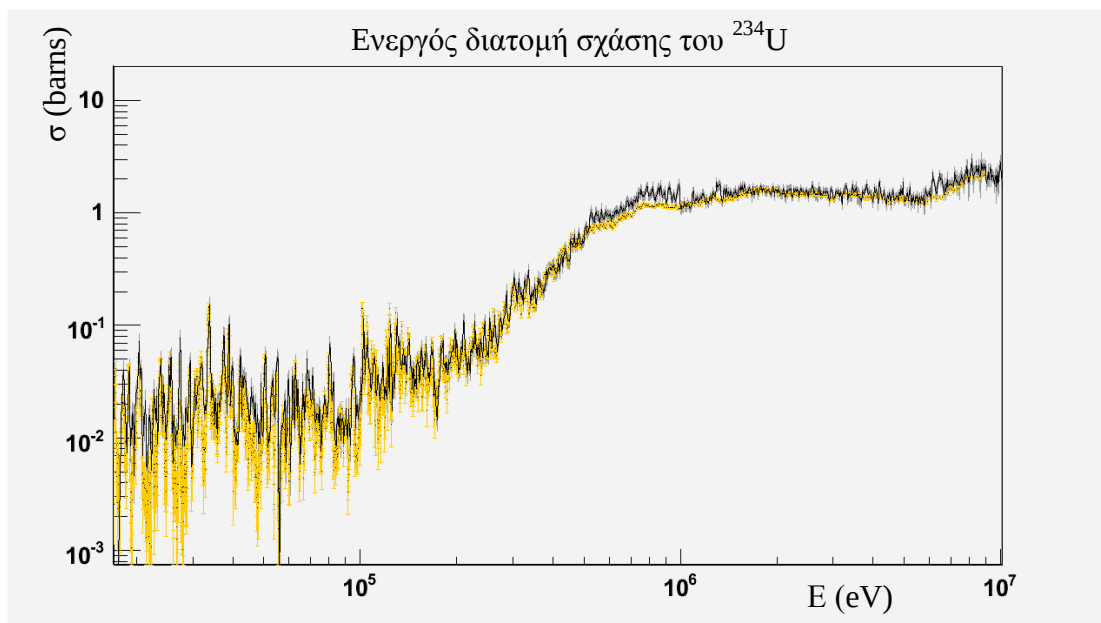
Στο σχήμα 5-16 δίνεται η σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ μαζί με αποτελέσματα άλλων πειραμάτων. Αυτά είναι τα πειράματα των Goverdovskiy^[(69)], Meadows^[(70)] και Fursov^[(71)]. Από την σύγκριση παρατηρείται ότι η σχετική ενεργός διατομή σχάσης που προσδιορίστηκε από το πείραμα είναι συστηματικά λίγο μεγαλύτερη από αυτή που δίνεται από τα άλλα πειράματα, αλλά μέσα στα όρια του σφάλματος. Λόγω της χαμηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας των μετρήσεων της βιβλιογραφίας, έχουν εξομαλυνθεί όλες οι δομές, που αναδεικνύονται από τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας.



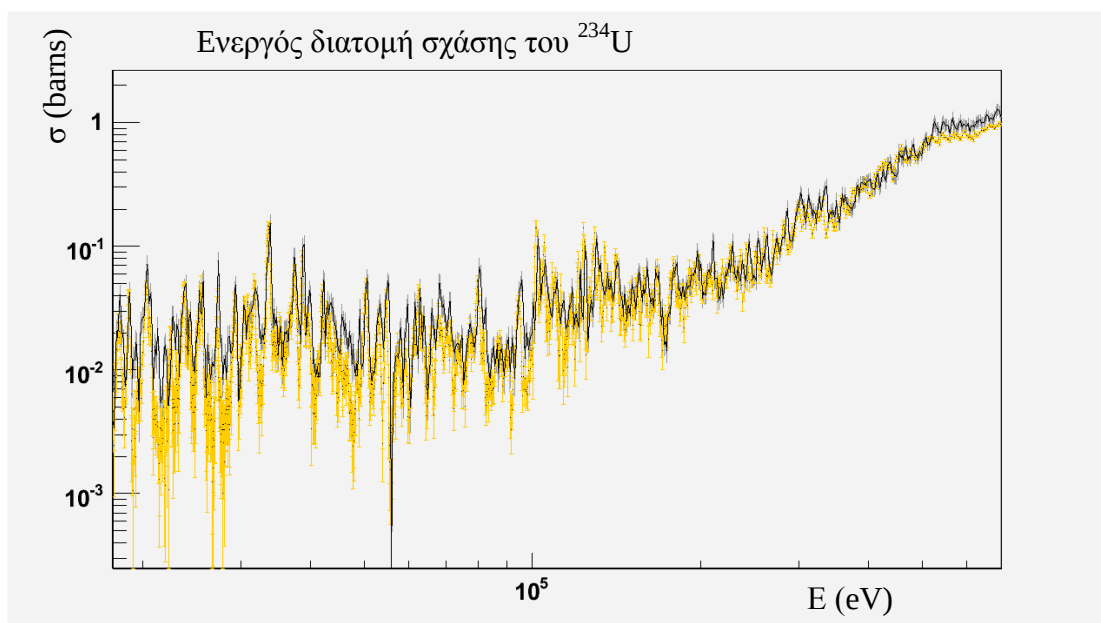
Σχήμα 5-16. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$. Δίνεται σε σύγκριση με άλλα πειραματικά δεδομένα από τη βιβλιογραφία (Goverdovskiy^[(69)], Meadows^[(70)] και Fursov^[(71)]).

Ιδιαίτερη έμφαση δίνεται στα πειραματικά δεδομένα του James^[(72)], τα οποία έχουν ενεργειακή διακριτική ικανότητα, κυρίως στις χαμηλές ενέργειες, συγκρίσιμη με τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας και καλύπτουν ενέργειες από μερικά eV, έως 8.9 MeV, όπως φαίνεται στο σχήμα 5-17.

Είναι ενδιαφέρον να τονιστεί, ότι οι συντονισμοί που εμφανίζονται μέχρι τα 6 MeV συμφωνούν με ικανοποιητική ακρίβεια στις δύο ομάδες δεδομένων, όπως φαίνεται στο μεγεθυμένο σχήμα 5-18. Οι υψηλότερες τιμές στα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας, στην περιοχή των συντονισμών, αποτελούν γενικό χαρακτηριστικό της διάταξης nTOF, που αποδίδεται στην υψηλή αναλογία των νετρονίων δέσμης, ως προς τα νετρόνια υποβάθρου, σε σχέση με άλλες διατάξεις παραγωγής νετρονίων.



Σχήμα 5-17. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U . Δίνεται σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα του James^[(72)].

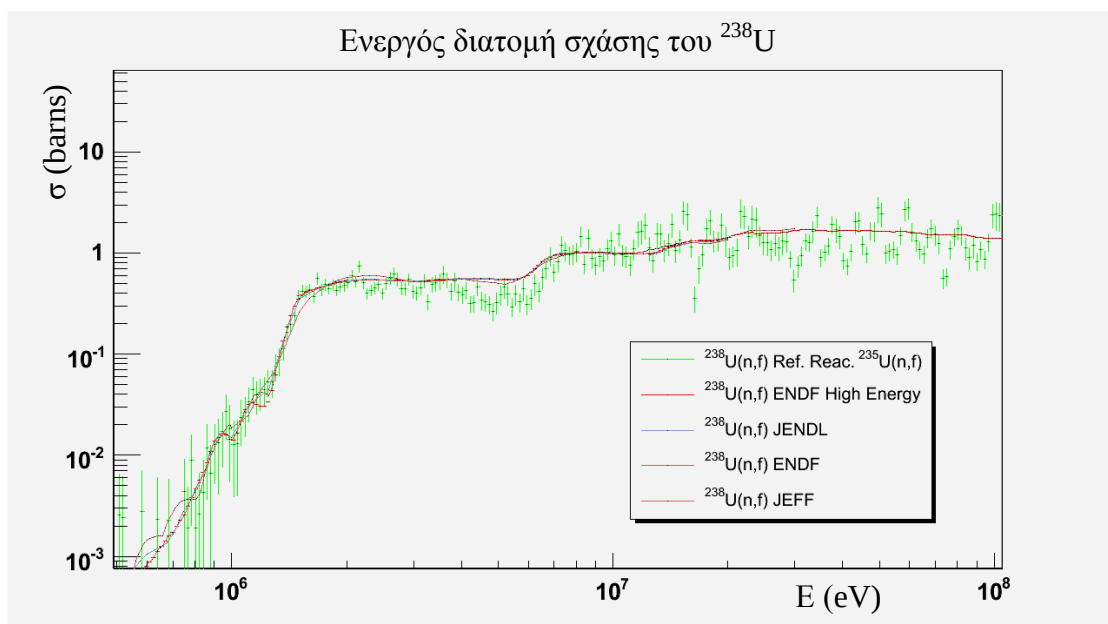


Σχήμα 5-18. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , σε χαμηλές ενέργειες νετρονίων. Δίνεται σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα του James.

Σε υψηλότερες ενέργειες η ενεργειακή διακριτική ικανότητα στα πειραματικά δεδομένα της διάταξης nTOF είναι βελτιωμένη σε σχέση με αυτή των μετρήσεων του James και αναδεικνύει νέες δομές. Παράλληλα οι μετρήσεις επεκτείνονται σε ενέργειες πάνω από τα 8.9 MeV.

Παρόλη την ικανοποιητική συμφωνία των ενεργών διατομών $^{234}\text{U}(n,f)$, με τα πειραματικά δεδομένα της βιβλιογραφίας, δοκιμάστηκε μια πρόσθετη μέθοδος ελέγχου της τεχνικής της ανάλυσης των δεδομένων του πειράματος, μέσω του προσδιορισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n,f)$, η οποία είναι γνωστή από τη βιβλιογραφία με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Ο στόχος του ^{238}U , που τοποθετήθηκε στον ανιχνευτή FIC, χρησιμοποιήθηκε και ως αντίδραση αναφοράς και ως αντίδραση ελέγχου της μεθόδου ανάλυσης όλων των πειραματικών δεδομένων.

Στο σχήμα 5-19 δίνεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , όπως υπολογίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$, σε σύγκριση με τις βάσεις πυρηνικών δεδομένων. Φαίνεται η ικανοποιητική συμφωνία στα όρια των πειραματικών σφαλμάτων, μέχρι την περιοχή των 10 MeV, όπου εμφανίζεται το πρόβλημα της ταλάντωσης της βασικής γραμμής του ανιχνευτή, λόγω της μεγάλης έντασης του παλμού «λάμψης – γ». Η συμφωνία αυτή πιστοποιεί την ορθότητα της διαδικασίας ανάλυσης των δεδομένων.



Σχήμα 5-19. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$. Δίνεται σε σύγκριση με τις πυρηνικές βάσεις δεδομένων JENDL^[(28)], ENDF^[(29)] και JEFF^[(41)].

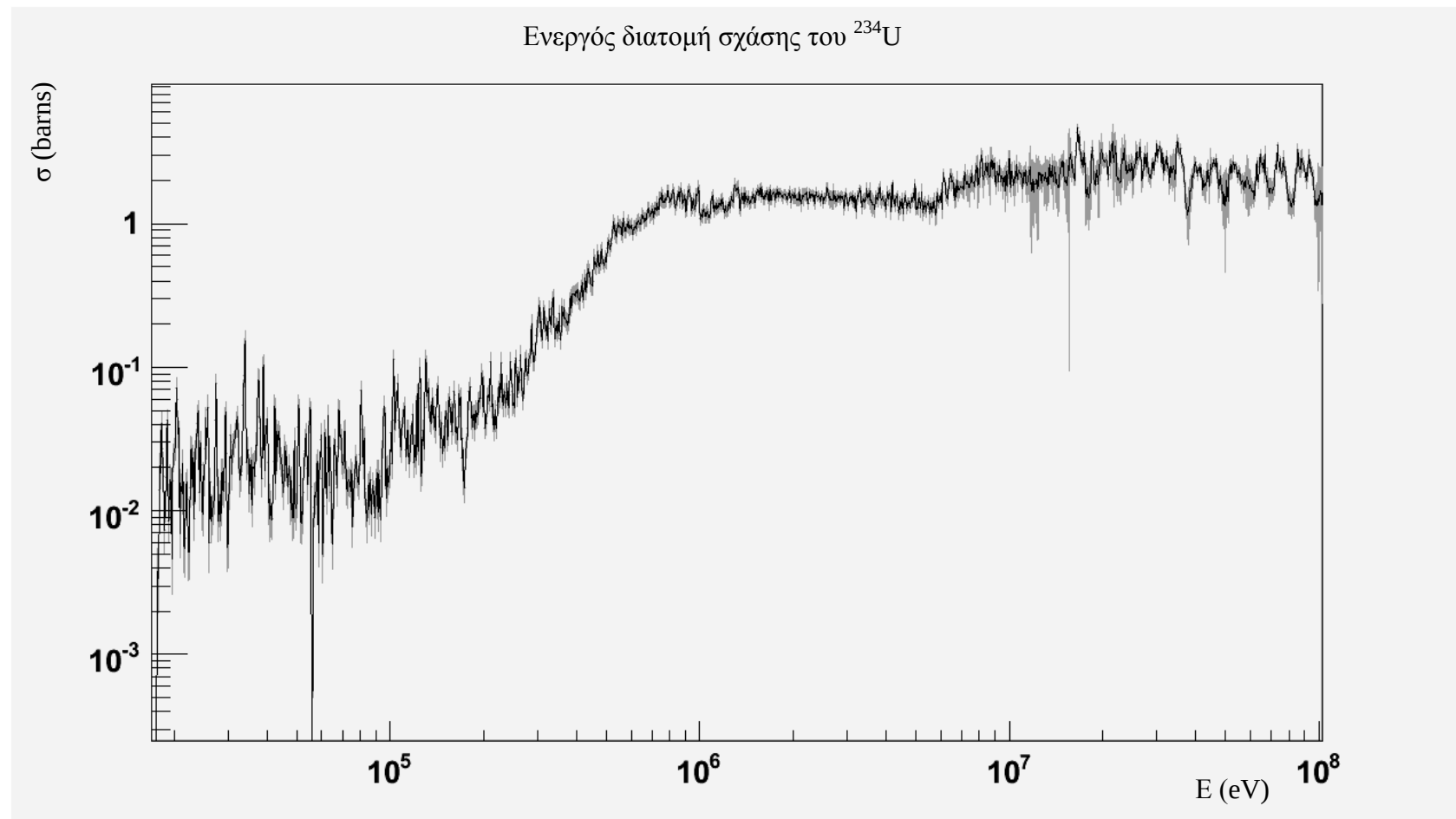
5.2.3 Σχολιασμός για την αντίδραση $^{234}\text{U}(n,f)$

Στο σχήμα 5-20 παρουσιάζεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U , όπως προσδιορίστηκε από τη σχετική ενεργό διατομή του $^{235}\text{U}(n,f)$ μέχρι τα 2 MeV και από την $^{238}\text{U}(n,f)$ στις υψηλότερες ενέργειες καθώς και από τις απόλυτες ενεργές διατομές σχάσης των $^{235}\text{U}(n,f)$ και $^{238}\text{U}(n,f)$ από τις βάσεις δεδομένων ENDF.

Στην ενεργειακή περιοχή από 20 keV – 100 keV παρατηρούνται συντονισμοί, οι οποίοι μπορούν να αποδοθούν σε καταστάσεις τάξης II, του σύνθετου πυρήνα ^{235}U . Σε υψηλότερες ενέργειες και ειδικότερα στην περιοχή 310, 550 και 770 keV εμφανίζονται plateau, τα οποία αποδίδονται σε β – δονητικές στάθμες, με διακυμάνσεις λόγω αλληλεπίδρασης με καταστάσεις τάξης II στο εξωτερικό πηγάδι δυναμικού σχάσης $^{(72)}$. Η ενεργειακή περιοχή 200 – 900 keV αντιστοιχεί στο κανάλι σχάσης (n,f) του σύνθετου πυρήνα ^{235}U , που είναι ιδιαίτερα σχάσιμος, για αυτό και η ενεργός διατομή αυξάνεται και φθάνει την τιμή των 1.6 – 1.8 barn.

Το κανάλι σχάσης δεύτερης ευκαιρίας (n,nf) του πυρήνα ^{234}U ανοίγει πάνω από τα 6 MeV, όπως αναμένεται από το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης σχάσης, στο σχήμα 2-10 και τους θεωρητικούς υπολογισμούς στο σχήμα 2-12. Μια περαιτέρω μικρή αύξηση της ενεργού διατομής, παρατηρείται σε ενέργειες πάνω από τα 12 MeV, παρόλα τα προβλήματα διακυμάνσεων των πειραματικών δεδομένων και οφείλεται στο άνοιγμα του καναλιού σχάσης τρίτης ευκαιρίας (n,2nf), του ^{233}U .

Λόγω της εξαιρετικής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας της διάταξης nTOF, τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας, αναδεικνύουν πλήθος δομών σε όλο το ενεργειακό εύρος των μετρήσεων και θα ήταν ιδιαίτερα ενδιαφέρον να γίνουν θεωρητικοί υπολογισμοί, για να διερευνηθεί η φύση και προέλευση αυτών.



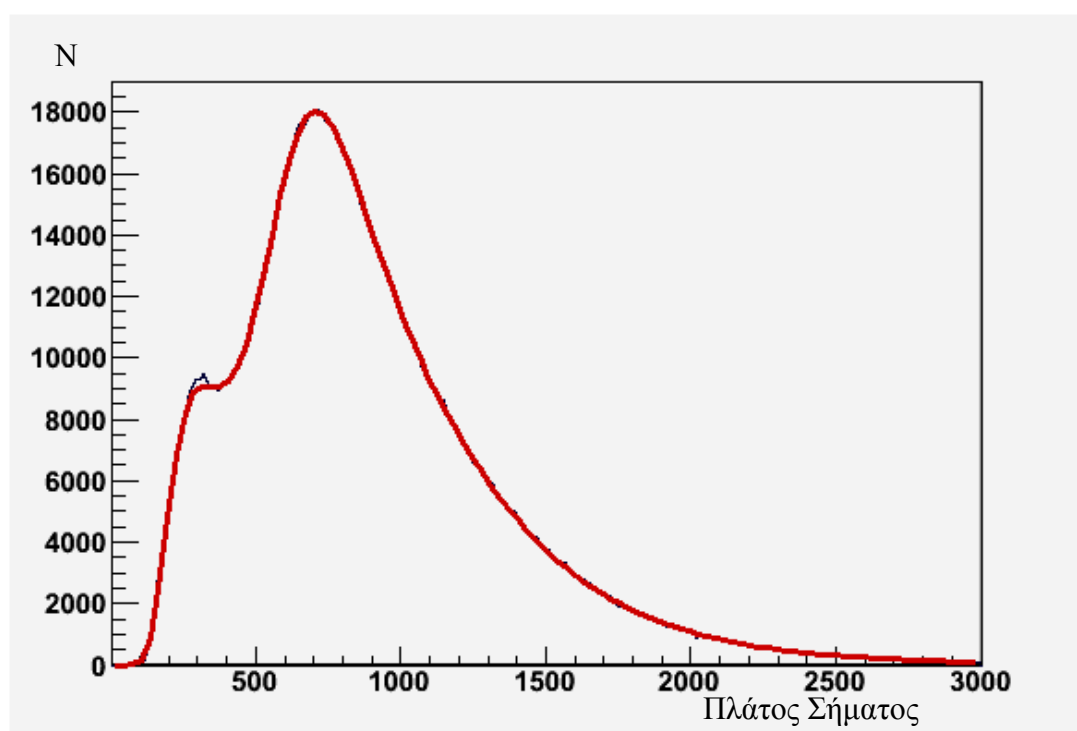
Σχήμα 5-20. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U . Από 20 KeV – 2 MeV, χρησιμοποιήθηκε η ενεργός διατομή όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ και για ενέργειες μεγαλύτερες των 2 MeV, από την $^{238}\text{U}(\text{n},\text{f})$. Το ιστόγραμμα αυτό έχει σχεδιαστεί σε λογαριθμική κλίμακα με 500 υποδιαιρέσεις ανά τάξη ενέργειας νετρονίου

5.3 Η ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th

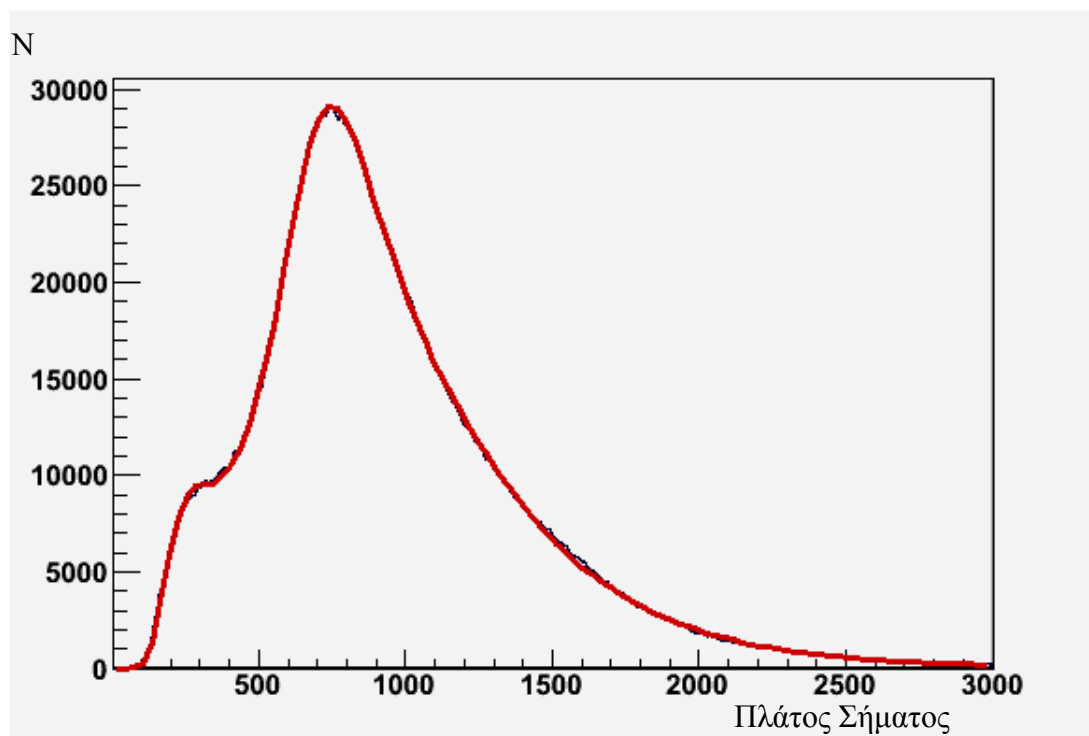
5.3.1 Ανάλυση των μετρήσεων

Τα αποτελέσματα από τις μετρήσεις της σχετικής ενεργού διατομής σχάσης του ^{232}Th κατά τα πειράματα του 2004 δίνονται παρακάτω, μαζί με τη διαδικασία που ακολουθήθηκε για την ανάλυσή τους.

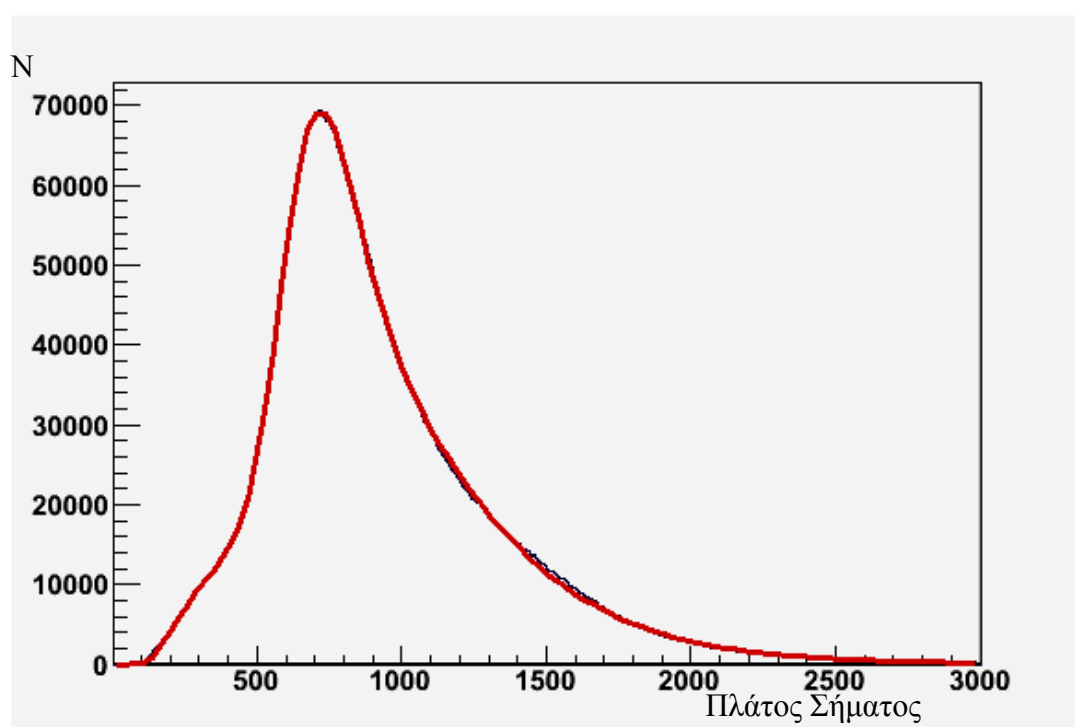
Στα σχήματα 5-21, 5-22 και 5-23 παρουσιάζεται η κατανομή του πλάτους παλμού για στόχους ^{232}Th , ^{238}U και ^{235}U αντίστοιχα. Παρατηρείται ότι η κατανομή πλάτους παλμού στα δείγματα αυτά εμφανίζει δυο κορυφές. Η πρώτη είναι παρόμοια με αυτή που παρατηρείται όταν δεν υπάρχει στόχος, ενώ η δεύτερη, η οποία είναι και η μεγαλύτερη, αντιστοιχεί στα γεγονότα σχάσης.



Σχήμα 5-21. Κατανομή πλάτους παλμού στο δείγμα του ^{232}Th . Με κόκκινο χρώμα εμφανίζεται η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).



Σχήμα 5-22. Κατανομή πλάτους παλμού στο δείγμα του ^{238}U . Με κόκκινο χρώμα εμφανίζεται η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).



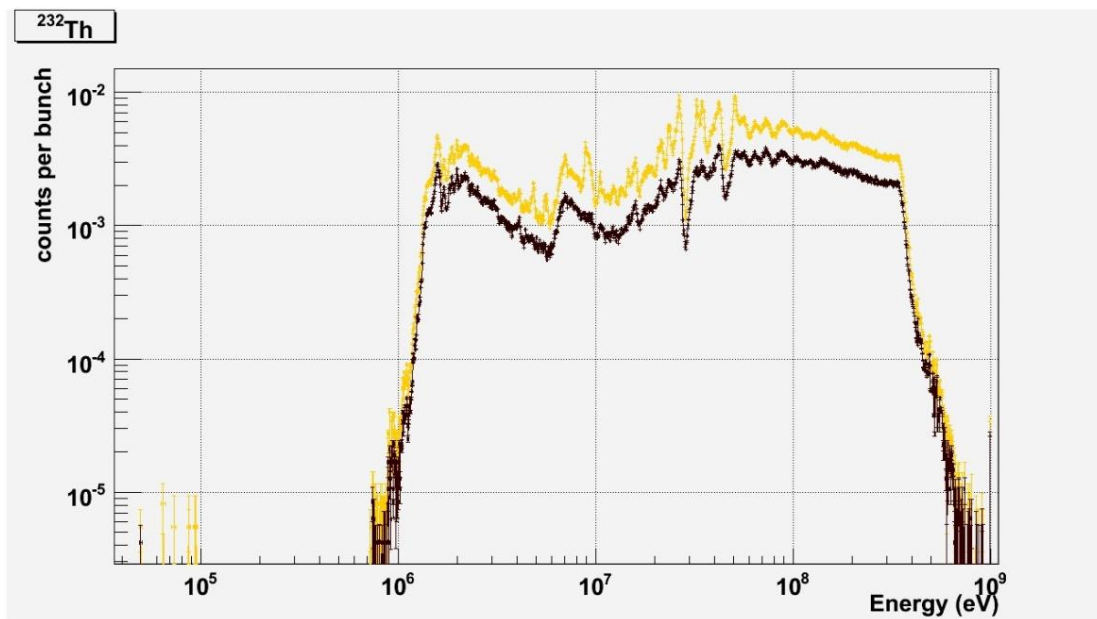
Σχήμα 5-23. Κατανομή πλάτους παλμού στο δείγμα του ^{235}U . Με κόκκινο χρώμα εμφανίζεται η συνάρτηση κατανομής παλμού (εξ. (4-8)).

Για την καταγραφή μόνο των γεγονότων σχάσης εφαρμόστηκε η απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού (threshold). Με αυτόν τον τρόπο, μόνο οι παλμοί, των οποίων το πλάτος ήταν μεγαλύτερο μιας συγκεκριμένης τιμής θεωρήθηκαν ως γεγονότα σχάσης. Για την περίπτωση του πειράματος μέτρησης του ^{232}Th η τιμή αυτή καθορίστηκε στο 600 (αυθαίρετες μονάδες fADC). Η εφαρμογή αυτής της απαίτησης απέκλεισε τα περισσότερα γεγονότα θορύβου, αλλά και μερικά γεγονότα σχάσης. Για το λόγο αυτό έγινε η διόρθωση της ανιχνευτικής ικανότητας, που περιγράφεται στην παράγραφο 4.3. Η αναπαράσταση της κατανομής παλμού με βάση τις τιμές των παραμέτρων που υπολογίστηκαν δίνεται στις γραφικές παραστάσεις με κόκκινο χρώμα. Ο συντελεστής διόρθωσης της ανιχνευτικής ικανότητας δίνεται επίσης στον πίνακα 5-3. Η διαδικασία της ανάλυσης της κατανομής των παλμών, έδειξε ότι τα τελικά αποτελέσματα είναι ευαίσθητα στις διαφορετικές συνθήκες προσαρμογής των παλμών, με αποτέλεσμα να υπάρχει σημαντική αβεβαιότητα στον προσδιορισμό του υποβάθρου που εκτιμήθηκε ~4% στα γεγονότα σχάσης του ^{232}Th . Το γεγονός αυτό γίνεται εμφανές και στην εκτίμηση των σφαλμάτων στον συντελεστή διόρθωσης ϵ , τα οποία είναι της τάξης του 1% έως 4%, όπως φαίνεται και στους πίνακες 5-3 και 5-1.

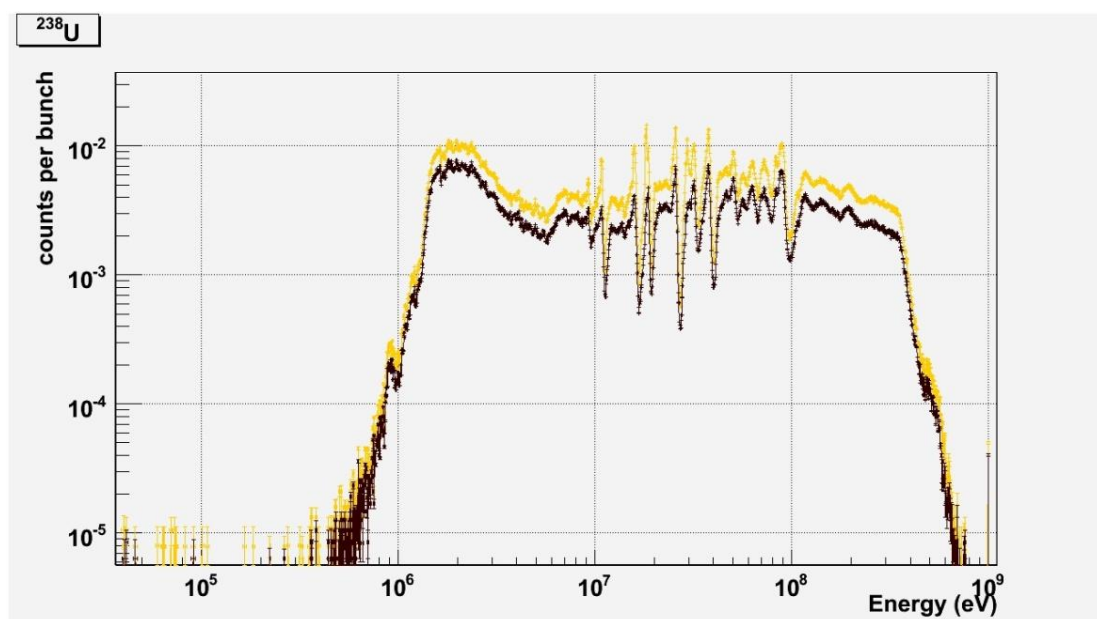
Πίνακας 5-3. Συντελεστής διόρθωσης ανιχνευτικής ικανότητας ϵ , λόγω της απαίτησης ελάχιστου πλάτους παλμού.

Δείγμα	ϵ	$\delta\epsilon$
^{232}Th	1.01	0.04
^{235}U	1.03	0.01
^{238}U	0.78	0.02

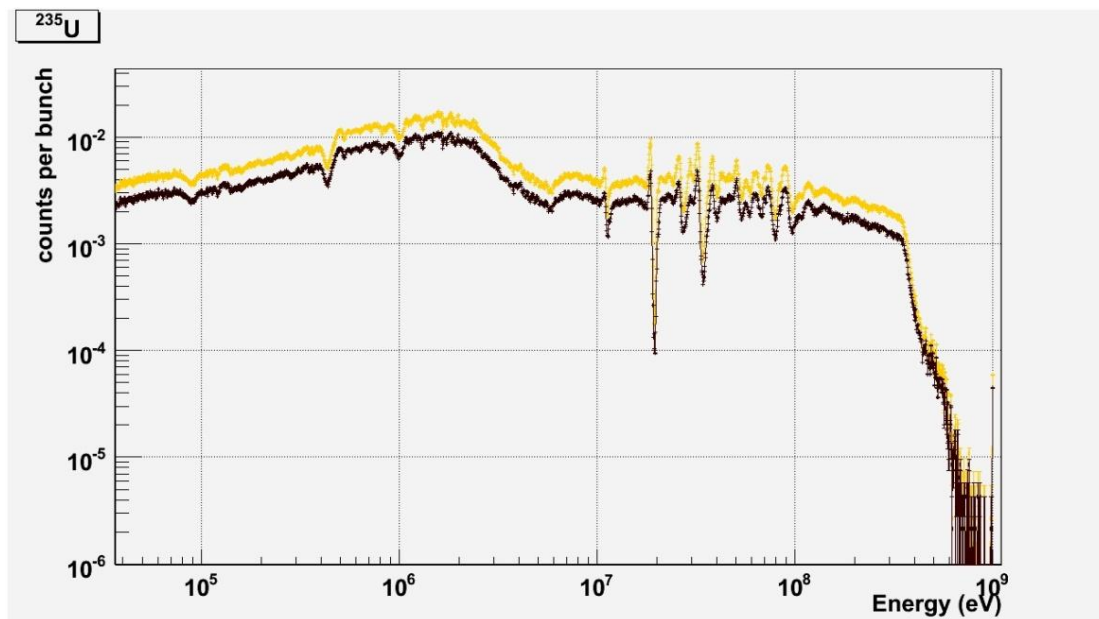
Στα σχήματα 5-24, 5-25 και 5-26 δίνεται η ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων ανά παλμό πρωτονίων στο ^{232}Th , ^{238}U και ^{235}U , αντίστοιχα. Με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η κατανομή που αντιστοιχεί στην απαίτηση το ελάχιστο πλάτος παλμού να είναι 600, ενώ με πορτοκαλί παριστάνονται όλοι οι καταγεγραμμένοι παλμοί.



Σχήμα 5-24. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων στο δείγμα του ^{232}Th . Με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η κατανομή με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς.



Σχήμα 5-25. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχάσεων στο δείγμα του ^{238}U . Με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η κατανομή με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς.

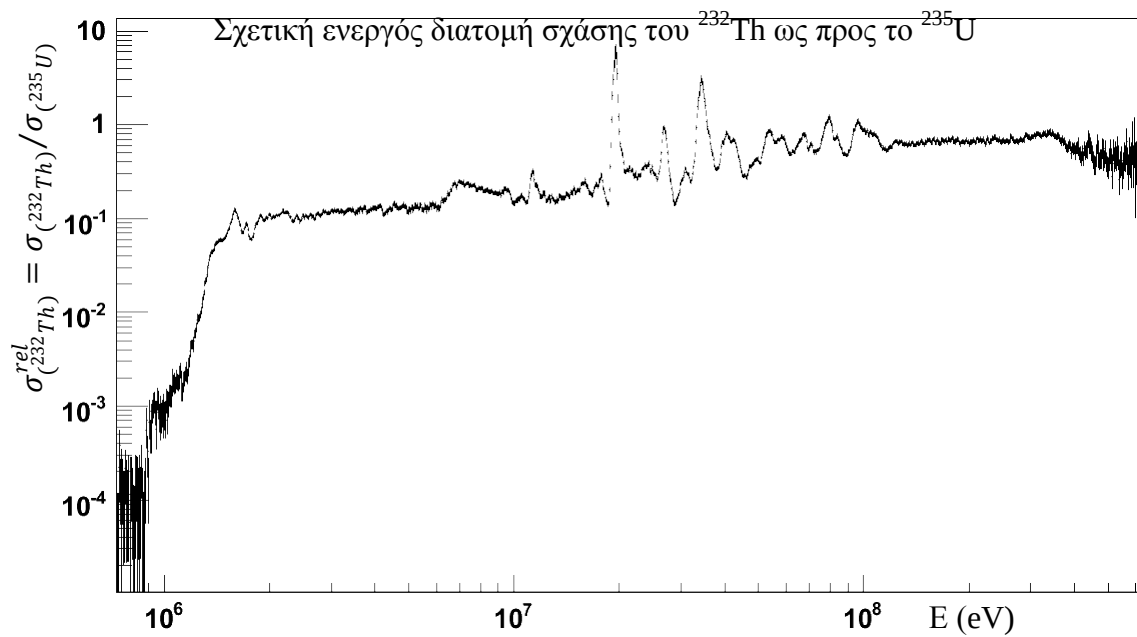


Σχήμα 5-26. Ενεργειακή κατανομή των καταγεγραμμένων σχέσεων στο δείγμα του ^{235}U . Με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η κατανομή με απαίτηση ελάχιστου πλάτους παλμού και με πορτοκαλί χωρίς.

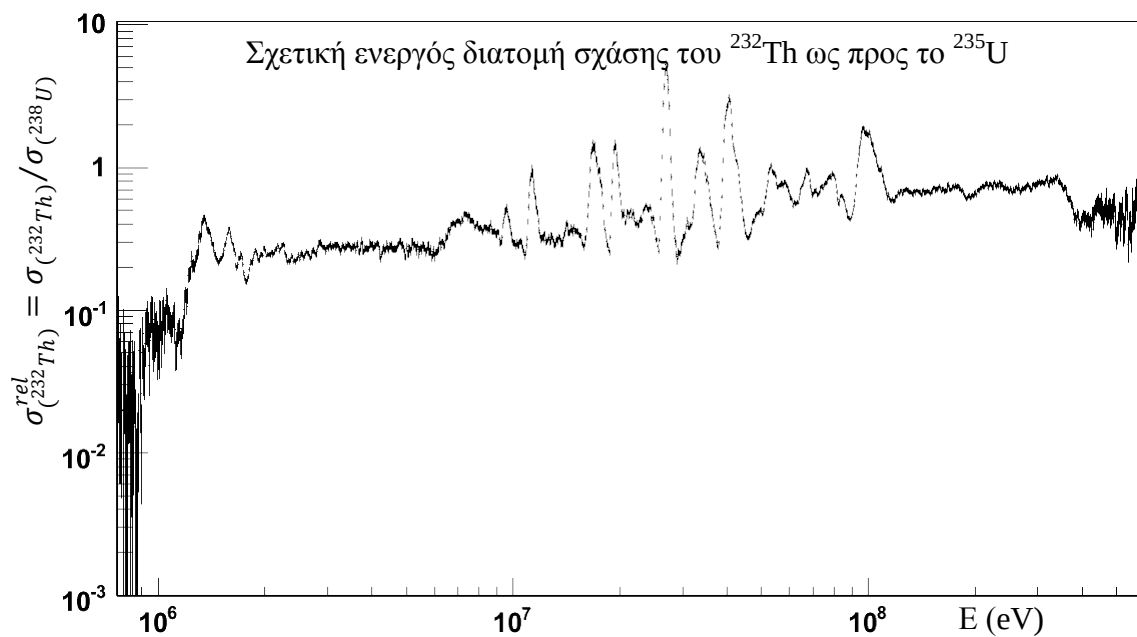
Στα σχήματα 5-27 και 5-28 παρουσιάζεται η σχετική ενεργός διατομή σχάσης, ως προς την ενέργεια των νετρονίων, του ^{232}Th , σε σχέση με την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και $^{238}\text{U}(n,f)$ αντίστοιχα. Για τον υπολογισμό της σχετικής ενεργού διατομής σχάσης χρησιμοποιήθηκαν οι εξ. (4-9) και (4-10). Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής, χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές που παρουσιάζονται στον πίνακα 5-4. Στον ίδιο πίνακα δίνεται και το συστηματικό σφάλμα υπολογισμού της ενεργού διατομής.

Πίνακας 5-4. Συντελεστές, οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν στις εξ. (4-9), (4-10) και (4-11) για τον υπολογισμό του συντελεστή C της ενεργού διατομής. Με δC συμβολίζεται το σφάλμα του συντελεστή C, που αντιστοιχεί και στο συστηματικό σφάλμα της ενεργού διατομής.

	$^{232}\text{Th}/^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	$^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$
C	0,230	0,84	0,274
δC	0,004	0,01	0,005

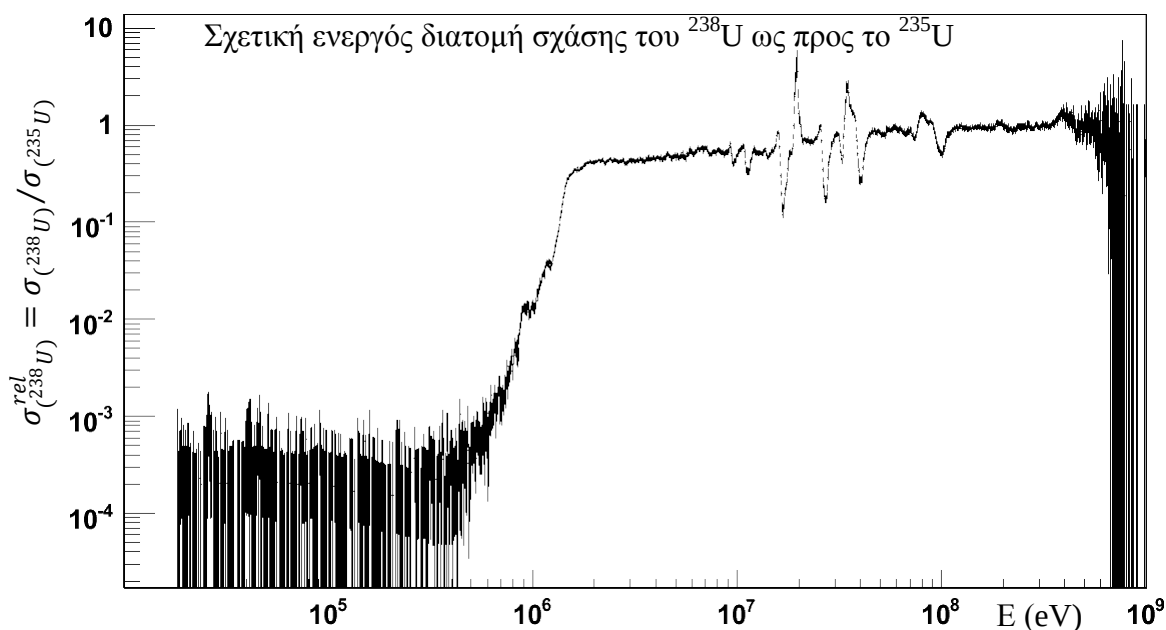


Σχήμα 5-27. Σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$.



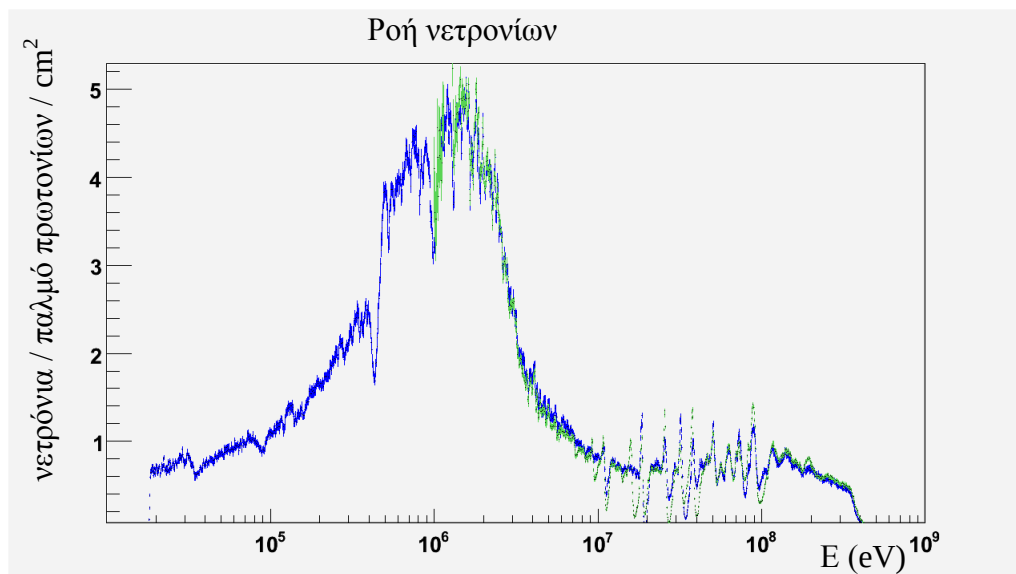
Σχήμα 5-28. Σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{238}\text{U}(\text{n},\text{f})$.

Στο σχήμα 5-29 παρουσιάζεται η σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$, η οποία θεωρείται γνωστή και χρησιμοποιείται για την επιβεβαίωση της ορθότητας της ανάλυσης.



Σχήμα 5-29. Σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$.

Στο σχήμα 5-30 παρουσιάζεται η χρονικά ολοκληρωμένη ροή νετρονίων ανά παλμό δέσμης πρωτονίων. Με πράσινο χρώμα σημειώνεται η ροή όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και μπλε από την $^{238}\text{U}(n,f)$. Για την εύρεση της χρονικά ολοκληρωμένης ροής χρησιμοποιήθηκε η ενεργός διατομή σχάσης των δυο αντιδράσεων αναφοράς από την πυρηνική βάση δεδομένων ENDF. Για το ^{238}U το ενεργειακό εύρος είναι περιορισμένο, λόγω του περιορισμού των δεδομένων ως τα 20 MeV ενώ προς τις χαμηλές ενέργειες η αντίδραση σχάσης παρουσιάζει κατώφλι κοντά στο 1 MeV, για αυτό και η ενεργός διατομή έχει χαμηλή τιμή και συνοδεύεται από μεγάλα σφάλματα, που μεταφέρονται και στο διάγραμμα της ροής. Παρατηρείται επίσης ότι η ενεργειακή περιοχή $10^7 - 10^8$ eV χαρακτηρίζεται από προβλήματα ταλαντώσεων των μετρήσεων που προέρχονται από τη βύθιση και ταλάντωση της βασικής γραμμής του σήματος του ανιχνευτή.



Σχήμα 5-30. Αριθμός νετρονίων ανά παλμό δέσμης πρωτονίων (bunch), ανά μονάδα επιφανείας στόχου, κατά τη διάρκεια των μετρήσεων του ^{232}Th , με μπλε όπως προσδιορίστηκε με αντίδραση αναφοράς την $^{238}\text{U}(n,f)$ και πράσινο την $^{235}\text{U}(n,f)$.

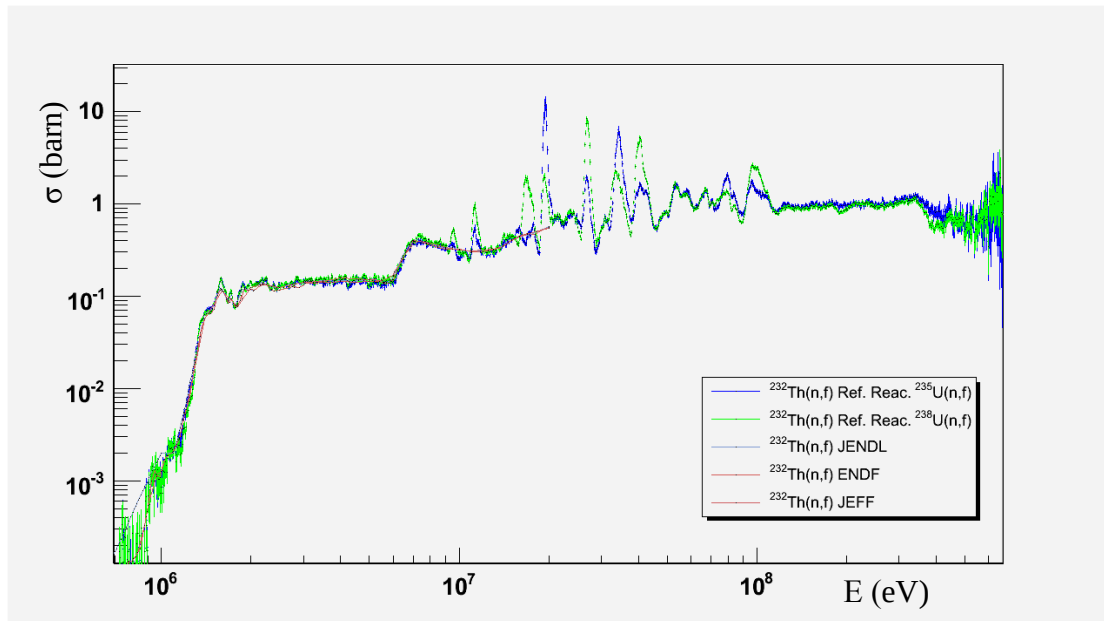
5.3.2 Αποτελέσματα για την $^{232}\text{Th}(n,f)$

Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σχάσης, χρησιμοποιείται η ενεργός διατομή της αντίδρασης αναφοράς από την πυρηνική βάση δεδομένων ENDF^[(29)]. Ειδικότερα χρησιμοποιήθηκε η ενεργός διατομής σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια του ^{235}U και ^{238}U για ενέργειες μέχρι και 20 MeV. Για ενέργειες από 20 MeV – 200 MeV, χρησιμοποιήθηκε πάλι από την ENDF η ειδική βάση δεδομένων για μεγάλες ενέργειες (High Energy ENDF). Μετά τα 200 MeV, κρατήθηκε σταθερή η τιμή της ενεργού διατομής στα 200 MeV.

Στο σχήμα 5-31 δίνεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , όπως υπολογίστηκε από την σχετική ενεργό διατομή του ^{232}Th , ως προς την $^{235}\text{U}(n,f)$ με μπλε χρώμα και ως προς το $^{238}\text{U}(n,f)$ με πράσινο. Σε όλο το ενεργειακό διάστημα από $\sim 10^6$ έως 5×10^8 keV, παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία των πειραματικών δεδομένων, όπως υπολογίστηκαν από τις δυο αντιδράσεις αναφοράς. Στο ίδιο σχήμα για σύγκριση, δίνεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , όπως αυτή υπολογίζεται στις πυρηνικές βάσεις δεδομένων JENDL^[(28)], ENDF^[(29)] και JEFF^[(41)]. Μέχρι τα 20 MeV, που υπάρχουν δεδομένα, παρατηρείται εξαιρετική συμφωνία με τις μετρήσεις τις παρούσας εργασίας.

Στο σχήμα 5-32 δίνεται η σχετική ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , ως προς την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ μαζί με πειραματικά αποτελέσματα άλλων πειραμάτων. Αυτά

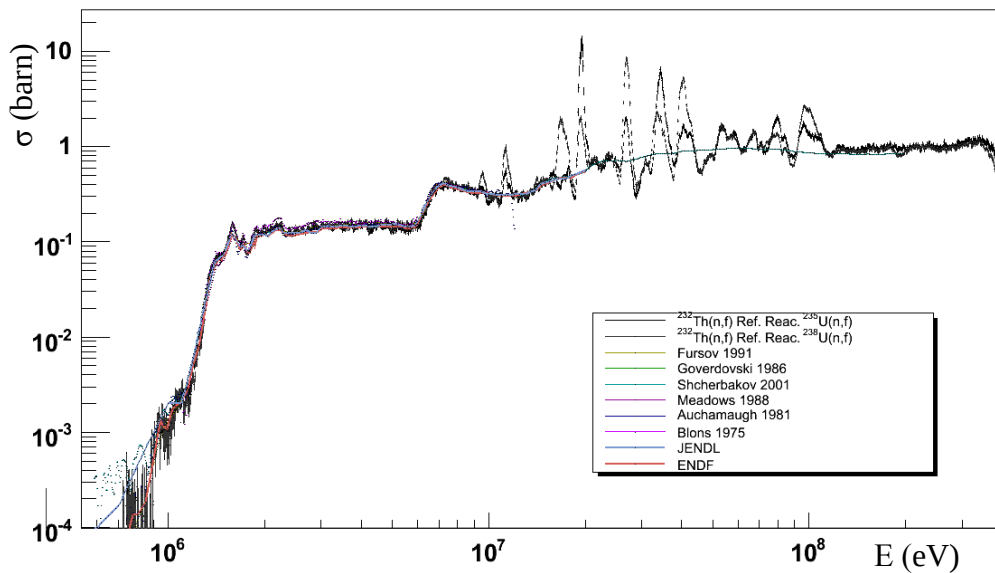
είναι τα πειράματα των Goverdovskiy^[(69)], Meadows^[(70)], Fursov^[(71)], Shcherbakov^[(73)], Pankratov^[(74)], Auchampaugh^[(75)] και Blons^[(43)].



Σχήμα 5-31. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$, η οποία δίνεται με μπλε χρώμα και $^{238}\text{U}(n,f)$ με πράσινο. Επίσης γίνεται σύγκριση με τις πυρηνικές βάσεις δεδομένων.

Παρατηρείται, ότι στην περιοχή του κατωφλίου σχάσης (περίπου 10^6 eV), υπάρχει συμφωνία με τα άλλα πειραματικά δεδομένα μέσα στα όρια των πειραματικών σφαλμάτων, τα οποία είναι υψηλά, λόγω της χαμηλής τιμής της ενεργού διατομής σε αυτή την ενεργειακή περιοχή. Στις αμέσως μεγαλύτερες ενέργειες της απότομης ανόδου της ενεργού διατομής σχάσης, η συμφωνία είναι και πάλι ικανοποιητική, ενώ στην ενεργειακή περιοχή $\sim 1.5 - 2$ MeV, οι παρατηρούμενες κορυφές εμφανίζουν πιο έντονα μέγιστα και ελάχιστα, στα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας, γεγονός που αναδεικνύει την υψηλή διακριτική ικανότητα της διάταξης nTOF σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα της βιβλιογραφίας, που έχουν υποστεί ενεργειακή εξομάλυνση. Στις μεγαλύτερες ενέργειες, μέχρι περίπου 10^7 eV, παρατηρείται ταύτιση των πειραματικών δεδομένων, μέσα στα όρια των σφαλμάτων τους, ενώ στην περιοχή $100 - 200$ MeV, παρατηρείται ότι τα πειραματικά δεδομένα του Scherbakov, τα οποία είναι και τα μόνα σε αυτή τη περιοχή, υποεκτιμούν ελαφρά την ενεργό διατομή σχάσης, σε σχέση με την παρούσα εργασία. Στην ενεργειακή περιοχή από $200 - 500$ MeV, τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας, έρχονται να συμπληρώσουν το κενό που υπήρχε έως σήμερα στη βιβλιογραφία για την ενεργό διατομή

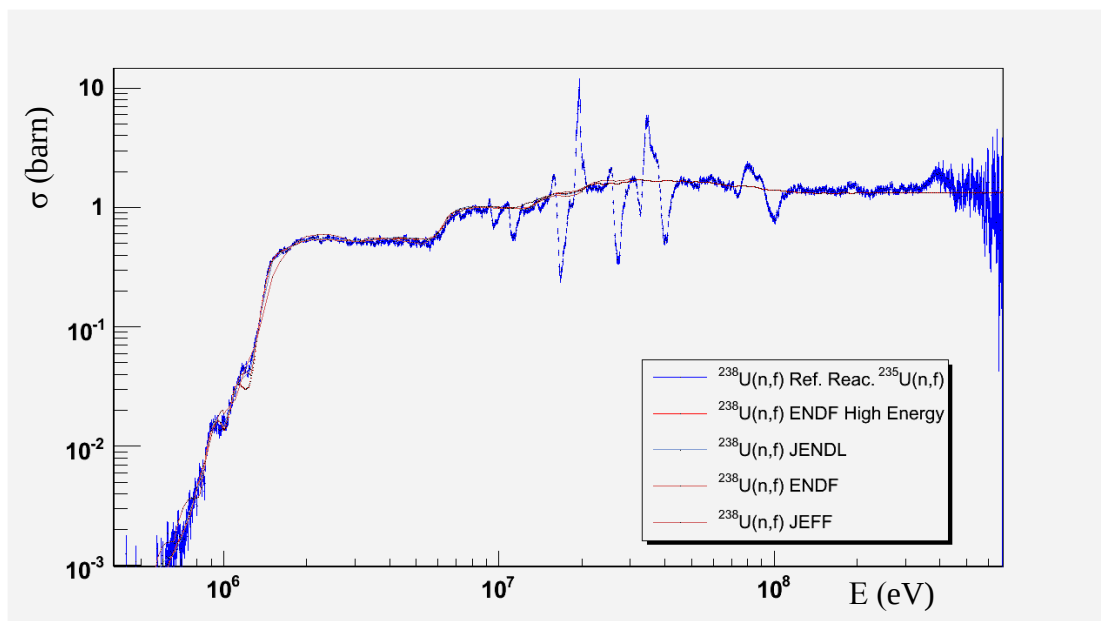
της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$. Ο ηλεκτρονικός θόρυβος, δεν επέτρεψε τον ακριβή προσδιορισμό της ενεργού διατομής σχάσης $^{232}\text{Th}(n,f)$ για το ενεργειακό εύρος $10^7 - 10^8$ eV, παρόλο που οι παρατηρούμενες διακυμάνσεις ταλαντώνονται γύρω από τα πειραματικά δεδομένα του Scherbakov.



Σχήμα 5-32. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{232}Th , όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και $^{238}\text{U}(n,f)$. Δίνεται σε σύγκριση με άλλα πειράματα.

Θα πρέπει να τονιστεί όμως, ότι στα πλαίσια των μετρήσεων της συνεργασίας nTOF, η αντίδραση $^{232}\text{Th}(n,f)$ μελετήθηκε και με τους ανιχνευτές PPAC, οι οποίοι δεν εμφανίζουν προβλήματα ηλεκτρονικού θορύβου. Η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων με τους ανιχνευτές PPAC δεν έχει ολοκληρωθεί ακόμα, αλλά τα προκαταρκτικά αποτελέσματα δείχνουν να συμφωνούν με αυτά της παρούσας εργασίας και θα καλύψουν το ενεργειακό κενό $10^7 - 10^8$ eV.

Στο σχήμα 5-33 δίνεται η ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , η οποία θεωρείται καλά μελετημένη και γνωστή σε σύγκριση με τις προηγούμενες βάσεις πυρηνικών δεδομένων. Η ικανοποιητική συμφωνία μέσα στα όρια των σφαλμάτων, πιστοποιεί για άλλη μια φορά την ορθότητα της διαδικασίας ανάλυσης των δεδομένων.



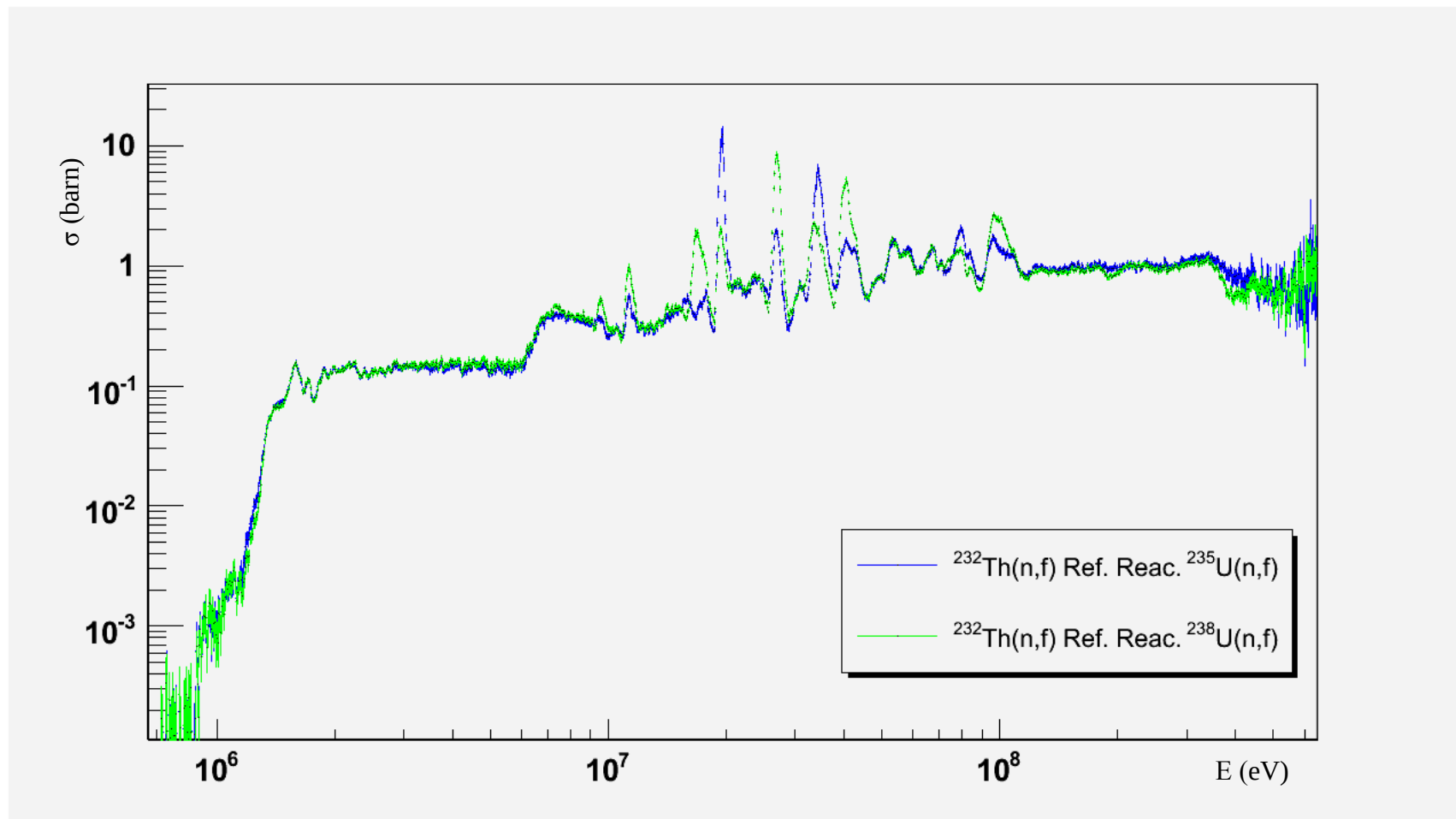
Σχήμα 5-33. Ενεργός διατομή σχάσης του ^{238}U , όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$. Δίνεται σε σύγκριση με τις πυρηνικές βάσεις δεδομένων.

5.3.3 Σχολιασμός των αποτελεσμάτων

Η εξάρτηση της ενεργού διατομής σχάσης από την ενέργεια των νετρονίων στο ευρύ ενεργειακό φάσμα της παρούσας εργασίας εμφανίζει ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά, τα οποία συνδέονται τόσο με τα κανάλια εξόδου της αντίδρασης σχάσης, όσο και με τις δομές των παραγόμενων θυγατρικών πυρήνων. Για τον σχολιασμό αυτών των χαρακτηριστικών, παρουσιάζεται σε μεγέθυνση η ενεργός διατομή σχάσης του $^{232}\text{Th}(n,f)$ στο σχήμα 5-34.

Οι κορυφές που εμφανίζονται στην ενεργειακή εξάρτηση της ενεργού διατομής αντιστοιχούν, όπως έχει προαναφερθεί στη παράγραφο 2.4, σε δομές του πυρήνα που σχάζεται και θα συζητηθούν αναλυτικά παρακάτω. Θα πρέπει καταρχάς να τονιστεί ότι οι απότομες αυξήσεις της ενεργού διατομής που εμφανίζονται στο σχήμα 5-34 στις ενέργειες ~ 1.3 και 6.4 MeV, αντιστοιχούν στη σχάση των πυρήνων ^{233}Th και ^{232}Th αντίστοιχα, των οποίων τα κανάλια σχάσης (n,f) και (n,nf) αντίστοιχα ανοίγουν σε αυτές τις ενέργειες, όπως αναμένεται και από τα σχήματα 2-11 και 2-13. Αντίστοιχα, στις ενέργειες 14.5 και 24 MeV, παρόλες τις ταλαντώσεις, λόγω του ηλεκτρονικού θορύβου, μπορεί κανείς να παρατηρήσει μια γενική άνοδο της μέσης τιμής της ενεργού διατομής σχάσης, που οφείλεται στο άνοιγμα των καναλιών (n,2nf) και (n,3nf) και την σχάση των θυγατρικών πυρήνων ^{231}Th και ^{230}Th , αντίστοιχα.

Οι κορυφές που εμφανίζονται στο σχήμα 5-34 στις ενέργειες 1.4, 1.6 και 1.7 MeV και αντιστοιχούν στο κανάλι της σχάσης του ^{233}Th , μπορούν να αποδοθούν σε δομές στο δεύτερο πηγάδι δυναμικού B (τάξης II) του ^{233}Th , που αντιστοιχούν σε περιστροφικές ζώνες με $K=1/2, 3/2$ και $K > 5/2$ αντίστοιχα^[(76)]. Στην περιοχή πάνω από τα 6 MeV, που αντιστοιχεί στη σχάση του ^{232}Th , μέσω της αντίδρασης (n,nf), η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων αναδεικνύει τη σημασία των συλλογικών καταστάσεων του ^{232}Th , όπως για παράδειγμα η οκταπολική ζώνη αρνητικής ομοτιμίας $K^\pi=0^-$, στα σημεία «σαγματικής» παραμόρφωσης^[(77)]. Στην ίδια εργασία και για την περιοχή 9 – 10 MeV, η κορυφή που εμφανίζεται στην ενεργό διατομή σχάσης αποδίδεται σε διέγερση δυο ημισωματιδίων στο ^{232}Th . Τονίζεται ότι στην εργασία αυτή δοκιμάστηκε η θεωρητική περιγραφή της αντίδρασης (n,f) και της (n,2n) στο ^{232}Th , για να επιτευχθεί καλύτερη προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα. Το κανάλι της αντίδρασης (n,2n) ανοίγει πράγματι στα ~7 MeV με σημαντική ενεργό διατομή, που φτάνει τα 2 barn^[(78)], γι αυτό και η ενεργός διατομή σχάσης σε αυτή τη περιοχή φθίνει και εμφανίζει πάλι μια ανοδική τάση στα 14.5 MeV, λόγω της σχάσης του ^{231}Th , που παράγεται μέσω της αντίδρασης (n,2n).



Σχήμα 5-34. Ενεργός διατομή σχάσης του $^{232}\text{Th}(n,f)$, όπως προσδιορίστηκε από την αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ (μπλε) και $^{238}\text{U}(n,f)$ (πράσινο).

6 ΣΥΝΟΨΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Σκοπός της παρούσας διατριβής ήταν η μέτρηση της ενεργού διατομής σχάσης των ^{232}Th και ^{234}U προκαλούμενης από νετρόνια σε μεγάλο ενεργειακό εύρος. Η μέτρηση αυτή έγινε ως προς τις αντιδράσεις αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και $^{238}\text{U}(n,f)$, οι οποίες έχουν μελετηθεί συστηματικά και θεωρούνται γνωστές.

Το πείραμα σχεδιάστηκε για να εκμεταλλευτεί τα μοναδικά χαρακτηριστικά της εγκατάστασης n_TOF στο ερευνητικό κέντρο CERN. Αυτά είναι η μεγάλη διαδρομή πτήσης και η υψηλή ροή των νετρονίων, που έχουν ως συνέπεια τη μεγάλη διακριτική ικανότητα στη μέτρηση της ενέργειας των νετρονίων και τη μείωση της επίδρασης του υποβάθρου που προέρχεται από την ενεργότητα των δειγμάτων που μετρούνται. Έτσι έγινε δυνατό να μετρηθούν δείγματα μεγάλης ενεργότητας.

Η ανιχνευτική διάταξη βασίστηκε στη χρήση πολύ λεπτών στόχων και στον ανιχνευτή FIC, που είναι ένας θάλαμος ιονισμού με αέριο CF_4 και Ar σε πίεση 700 mb. Μέσα στον ανιχνευτή τοποθετήθηκαν κοντά σε φορτισμένο πλέγμα (10mm, 300 Volt), γραμμικά πλήθος κυκλικών στόχων, οι οποίοι αποτελούνταν από λεπτά και υψηλής καθαρότητας δείγματα των υπό μελέτη ισοτόπων, στερεωμένα σε βάση αλουμινίου. Όταν συμβαίνει μια σχάση στα δείγματα αυτά, το ένα από τα δυο θραύσματα σχάσης (το οποίο κατευθύνεται αντίθετα από τη στήριξη αλουμινίου) διαφεύγει και ιονίζει το αέριο που περιβάλλει το στόχο. Το φορτίο συλλέγεται από το πλέγμα του ανιχνευτή που βρίσκεται μπροστά από το στόχο και καταγράφεται ψηφιακά από τον μετατροπέα αναλογικού σε ψηφιακό σήμα (fADC), ο οποίος είναι συνδεδεμένος με το συγκεκριμένο πλέγμα. Η τοποθέτηση πολλών στόχων μαζί παρείχε την δυνατότητα ταυτόχρονης μέτρησης πολλών ισοτόπων και κατά συνέπεια την εύρεση του λόγου της ενεργού διατομής σχάσης του υλικού του υπό μελέτη δείγματος σε σχέση με αντίστοιχη γνωστή (σχετική ενεργός διατομή).

Στην παρούσα διατριβή αναπτύχθηκε μια πρωτότυπη μέθοδος ανάλυσης του ψηφιακού καταγεγραμμένου σήματος του ανιχνευτή FIC, λαμβάνοντας υπόψη τις ιδιαιτερότητές του, η οποία σκοπό είχε τον ακριβή προσδιορισμό του χρόνου που παρουσιάζει μέγιστο ο παλμός και τον διαχωρισμό των παλμών σε γεγονότα σχάσης και θορύβου. Η διάκριση αυτή έγινε με την τεχνική της ανάλυσης παλμού, τη διόρθωση των «μέσων σημάτων» και την επιλογή

αποδεκτών τιμών για τις παραμέτρους που προέκυψαν από την ελαχιστοποίηση της ποσότητας χ^2 , μαζί με την απαίτηση μιας ελάχιστης τιμής για το πλάτος παλμού.

Μετά την ανάλυση του σήματος του ανιχνευτή, έγινε ο υπολογισμός της ενεργού διατομής σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια. Αυτή υπολογίστηκε από το λόγο του πλήθους των σχάσεων στα υπό μελέτη ισότοπα (^{234}U , ^{232}Th) ως προς τα ισότοπα ^{238}U και ^{235}U , των οποίων η ενεργός διατομή σχάσης θεωρείται γνωστή.

Η σύγκριση των αποτελεσμάτων από την εργασία αυτή με αντίστοιχες μετρήσεις άλλων πειραμάτων καθώς και με τα αξιολογημένα πυρηνικά δεδομένα στις ενεργειακές περιοχές που υπήρχε αλληλοεπικάλυψη, έδειξε ικανοποιητική συμφωνία. Λόγω της μεγάλης ενεργειακής περιοχής που μετρήθηκε η ενεργός διατομή σχάσης, καθώς και του μικρού σφάλματος στον προσδιορισμό της ενέργειας του νετρονίου, τα δεδομένα αυτά έρχονται να βελτιώσουν τα υπάρχοντα πυρηνικά δεδομένα στην ενεργειακή περιοχή κάτω από τα 10 MeV καθώς και να τα συμπληρώσουν σε ενέργειες μεγαλύτερες των 100 MeV.

6.1 Συμπεράσματα για το ^{234}U

Η σχετική ενεργός διατομή σχάσης προκαλούμενη από νετρόνια του $^{234}\text{U}(n,f)$, υπολογίστηκε ως προς τις αντιδράσεις $^{235}\text{U}(n,f)$ και $^{238}\text{U}(n,f)$, που θεωρούνται γνωστές και αποτελούν αντιδράσεις αναφοράς. Ειδικότερα η πρώτη θεωρείται γνωστή στις χαμηλές ενέργειες και η δεύτερη στις υψηλές. Η ενεργός διατομή σχάσης του $^{238}\text{U}(n,f)$, ως προς αυτήν του $^{235}\text{U}(n,f)$ επίσης υπολογίστηκε από τα πειραματικά δεδομένα, για τον έλεγχο των αποτελεσμάτων. Οι μετρήσεις αυτές έγιναν στη διάταξη nTOF του CERN κατά το 2003. Στο πείραμα αυτό, η στατιστική στη συλλογή των πειραματικών δεδομένων ήταν αρκετά υψηλή, ώστε να επιτρέψει την αξιοποίηση της υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας που παρέχει η εγκατάσταση nTOF, και αντιστοιχεί σε ενεργειακή απροσδιοριστία της τάξης από 10^{-2} ως 10^{-4} , στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής σχάσης.

Από την ανάλυση των δεδομένων, αξιόπιστα αποτελέσματα ενεργών διατομών $^{234}\text{U}(n,f)$ εξήχθησαν στο ενεργειακό εύρος 20 keV – 2 MeV, όπου χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση αναφοράς $^{235}\text{U}(n,f)$ και 2 MeV – 10 MeV, για την αντίδραση αναφοράς $^{238}\text{U}(n,f)$. Η αιτία για τη διαφοροποίηση αυτή είναι τα προβλήματα στην ανάλυση του σήματος στην πρώτη περίπτωση και στη δεύτερη το κατώφλι στην αντίδραση σχάσης του ^{238}U . Έτσι για το ^{235}U σε ενέργειες πάνω των 2 MeV είναι δύσκολο να εξάγουμε αξιόπιστα συμπεράσματα,

λόγω της βύθισης της βασικής γραμμής του ανιχνευτή, ενώ για το ^{238}U η στατιστική που έχουμε για ενέργειες κάτω του 1 MeV δεν επιτρέπει την εξαγωγή ενεργών διατομών σχάσης. Σε ενέργειες από 10 – 100 MeV η τιμή της ενεργού διατομής, ταλαντώνεται γύρω από μια μέση τιμή, της τάξης των 2 barn, που αποτελεί μια ενδεικτική τιμή για την περιοχή αυτή, που δεν έχει μετρηθεί ξανά στο παρελθόν.

Τα αποτελέσματα της εργασίας αυτής συγκρίθηκαν με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα από τη βιβλιογραφία, ιδιαίτερα με αυτά του James, όπου και αποτελούν τις μοναδικές μετρήσεις στην ενεργειακή περιοχή κάτω από το φράγμα της σχάσης και παρόλο που δεν ταυτίζονται, βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία μέσα στα όρια των σφαλμάτων, εκτός από την ενεργειακή περιοχή από 0,7 – 1,3 MeV, όπου οι τιμές από την εργασία αυτή είναι κατά 18% μεγαλύτερες. Οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας συμφωνούν με προκαταρκτικά αποτελέσματα της ανάλυσης δεδομένων της συνεργασίας nTOF, τα οποία έχουν ληφθεί ταυτόχρονα, αλλά με διαφορετικό ανιχνευτικό σύστημα PPAC. Για ενέργειες μεγαλύτερες των 10 MeV, δεν υπάρχουν αξιόπιστες πειραματικές τιμές στη βιβλιογραφία. Η ενεργός διατομή σχάσης $^{234}\text{U}(n,f)$ συγκρίθηκε επίσης με τις πυρηνικές βάσεις δεδομένων JENDL, ENDF και JEFF και βρέθηκαν σε συμφωνία, στα όρια του σφάλματος. Οι πυρηνικές βάσεις δεδομένων είναι περιορισμένες μέχρι τα 20 MeV και για αυτό δεν είναι δυνατή η σύγκριση σε μεγαλύτερες ενέργειες.

Στην περιοχή των 1 MeV και 7 MeV εξάλλου, προβλέπεται η αύξηση της ενεργού διατομής σχάσης που παρατηρείται και στα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας και οφείλεται στο άνοιγμα των καναλιών των αντιδράσεων σχάσης (n,nf) και (n,2nf) αντίστοιχα. Σε όλο το ενεργειακό εύρος, τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζουν δομές, μερικές από τις οποίες αντιστοιχούν στο κανάλι σχάσης πρώτης ευκαιρίας (n,f) και αποδίδονται σε β – δονητικές στάθμες και καταστάσεις τάξης II, στο δεύτερο εξωτερικό πηγάδι δυναμικού σχάσης του πυρήνα ^{235}U .

Για την πιστοποίηση της αξιοπιστίας της μεθόδου ανάλυσης και των αποτελεσμάτων, υπολογίστηκε με την ίδια διαδικασία και η ενεργός διατομή του $^{238}\text{U}(n,f)$, ως προς την $^{235}\text{U}(n,f)$ και συγκρίθηκε με τα αποτελέσματα των βάσεων δεδομένων ENDF, JENDL και JEFF και βρέθηκε σε ικανοποιητική συμφωνία, πράγμα που αποδεικνύει και την ορθότητα των βημάτων ανάλυσης και επεξεργασίας των πειραματικών δεδομένων.

6.2 Συμπεράσματα για το ^{232}Th

Το πείραμα αυτό έγινε κατά το 2004, χρησιμοποιώντας διαφορετικές ηλεκτρονικές διατάξεις (ενισχυτές, προενισχυτές). Αυτό είχε σαν αποτέλεσμα την διόρθωση του σήματος στο δείγμα του ^{235}U κυρίως, αλλά ο ηλεκτρονικός θόρυβος παρέμεινε ισχυρός. Μετά τις τεχνικές που εφαρμόστηκαν κατά την διαδικασία της ανάλυσης, ο θόρυβος μειώθηκε σημαντικά, αλλά δεν εξαλείφθηκε.

Τα ίδια βήματα ακολουθήθηκαν για τον υπολογισμό της σχετικής ενεργού διατομής σχάσης του $^{232}\text{Th}(n,f)$, ως προς τις αντιδράσεις $^{235}\text{U}(n,f)$ και $^{238}\text{U}(n,f)$, οι οποίες είναι γνωστές και αποτελούν τις αντιδράσεις αναφοράς.

Αξιόπιστα αποτελέσματα για την αντίδραση $^{232}\text{Th}(n,f)$ εξήχθησαν στις ενεργειακές περιοχές 1 MeV – 10 MeV και 100 MeV – ~0.5 GeV. Στην ενεργειακή περιοχή 10 MeV – 100 MeV ο ηλεκτρονικός θόρυβος δεν κατέστη δυνατό να εξαλειφτεί πλήρως από τις τεχνικές που εφαρμόστηκαν. Ως συνέπεια έχει να εμφανίζονται μέγιστα και ελάχιστα στην περιοχή αυτή δίνοντας την δυνατότητα εκτίμησης της μέσης ενεργού διατομής σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια, αλλά όχι και τον ακριβή προσδιορισμό της. Στο πείραμα αυτό, η στατιστική στη συλλογή των πειραματικών δεδομένων ήταν αρκετά υψηλή, ώστε να επιτρέψει την αξιοποίηση της υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας που παρέχει η εγκατάσταση nTOF, και αντιστοιχεί σε ενεργειακή απροσδιοριστία της τάξης από 10^{-2} ως 10^{-4} , στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής σχάσης.

Σε σύγκριση με το ^{234}U , περισσότερα πειράματα έχουν γίνει για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής σχάσης, αλλά και πάλι μόνο ένα από αυτά εκτείνεται σε ενέργειες μεγαλύτερες των 10 MeV. Αυτό είναι το πείραμα του Scherbakov, που έγινε το 2001 στη Dubna της Ρωσίας, στο οποίο η μέγιστη ενέργεια είναι στα 100 MeV. Μέχρι την ενέργεια των 10 MeV, όπου είναι και η μέγιστη ενέργεια για όλα σχεδόν τα πειράματα, η συμφωνία είναι πάρα πολύ καλή. Στην περιοχή 10 MeV – 100 MeV, για τη σχετική ενεργό διατομή σχάσης του ^{232}Th , όπως προσδιορίστηκε στην εργασία αυτή είναι εμφανές το πρόβλημα του ηλεκτρονικού θορύβου. Οι τιμές ταλαντώνονται γύρω από μια μέση τιμή, που συμφωνεί με αυτές που υπολογίστηκαν από τον Scherbakov. Για την περιοχή 100 MeV – 0.5 GeV, ο ηλεκτρονικός θόρυβος εξαλείφεται και η σχετική ενεργός διατομή σχάσης (n,f) υπολογίζεται με ακρίβεια. Οι τιμές της ταυτίζονται με αυτές του Scherbakov και συνεχίζουν μέχρι και ~0.5 GeV.

Η ενεργός διατομή σχάσης του $^{232}\text{Th}(n,f)$ υπολογίστηκε και συγκρίθηκε με τιμές που δίνονται από τις βάσεις δεδομένων ENDF, JENDL και JEFF και βρέθηκε σε ικανοποιητική συμφωνία στο ενεργειακό εύρος όπου αλληλεπικαλύπτονται.

Το κατώτερο όριο στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ οφείλεται στο κατώφλι της αντίδρασης αυτής στο 1 MeV. Στις περιοχές 6 – 7 και 14 – 15 MeV εξάλλου, προβλέπεται η αύξηση της ενεργού διατομής σχάσης που παρατηρείται και στα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας και οφείλεται στο άνοιγμα των καναλιών των αντιδράσεων σχάσης (n,nf) και $(n,2nf)$ αντίστοιχα. Στις ενεργειακές περιοχές που ανοίγουν τα κανάλια (n,f) και (n,nf) , εμφανίζονται κορυφές στην ενεργό διατομή, που αποδίδονται σε δομές τάξης II και σε συλλογικές κινήσεις στο δεύτερο εξωτερικό πηγάδι δυναμικού σχάσης, των πυρήνων ^{233}Th και ^{232}Th , αντίστοιχα.

Για την πιστοποίηση της αξιοπιστίας της μεθόδου ανάλυσης και των αποτελεσμάτων, υπολογίστηκε με την ίδια διαδικασία και η ενεργός διατομή του $^{238}\text{U}(n,f)$, από την σχετική ενεργό διατομή σχάσης του $^{238}\text{U}(n,f)$ ως προς την $^{235}\text{U}(n,f)$ και συγκρίθηκε με τα αποτελέσματα των βάσεων δεδομένων ENDF, JENDL και JEFF. Η ικανοποιητική συμφωνία που παρατηρείται, αποδεικνύει και την ορθότητα των βημάτων ανάλυσης και υπολογισμού της ενεργού διατομής σχάσης στην παρούσα διατριβή.

6.3 Σύνοψη συμπερασμάτων

Συμπερασματικά, η εγκατάσταση nTOF στο CERN και ο ανιχνευτής FIC, με τα κατάλληλα ηλεκτρονικά, έδωσαν αξιόπιστες και συνεπείς μετρήσεις της ενεργού διατομής σχάσης προκαλούμενες από νετρόνια (n,f) στα ισότοπα ^{234}U και ^{232}Th σε μια ευρύτατη ενεργειακή περιοχή από 20 keV– 0.5 GeV. Στην ενεργειακή περιοχή 10 MeV – 100 MeV ο ηλεκτρονικός θόρυβος δεν κατέστη δυνατό να αντιμετωπιστεί αποτελεσματικά και δημιούργησε «ταλαντώσεις» στην ενεργό διατομή σχάσης (n,f) , γύρω από μια μέση τιμή, η οποία βρίσκεται σε αποδεκτά όρια. Συμπληρώθηκε έτσι η μελέτη της αντίδρασης (n,f) στα ισότοπα ^{234}U και ^{232}Th , σε ενέργειες μεγαλύτερες από το κατώφλι των αντιδράσεων αυτών με εξαιρετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα της τάξης από 10^{-2} ως 10^{-4} . Τα ισότοπα αυτά παίζουν σημαντικό ρόλο στον κύκλο Th – U και αποτελούσε σημαντική προτεραιότητα του Δ.Ο.Α.Ε. η βελτίωση των πυρηνικών δεδομένων αντιδράσεων νετρονίων με τα ισότοπα αυτά,

με σκοπό τη χρήση τους στον σχεδιασμό συστημάτων ADS για την παραγωγή ασφαλούς και καθαρής πυρηνικής ενέργειας.

Η συνεργασία nTOF, πρόκειται να συνεχίσει την μελέτη αντιδράσεων νετρονίων στην περιοχή των ακτινίδων, με σκοπό τη βελτίωση και συμπλήρωση των απαραίτητων πειραματικών δεδομένων, ενεργών διατομών. Η δεύτερη φάση της συνεργασίας (nTOF phase II), πρόκειται να ξεκινήσει το 2008 και θα συνεχιστεί για μια τουλάχιστον πενταετία.

7 Βιβλιογραφία

1. **European Commission.** Towards a European strategy for the security of energy supply. *GREEN PAPER*. 2000.
2. **C. Rubbia et al.** *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*. Geneva : CERN/AT/95-44 (ET), 1995.
3. —. *An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a particle Accelerator*. 1993. CERN/AT/93-47(ET).
4. **Rubbia, Carlos.** *A realistic Plutonium elimination scheme with Energy Amplifiers and Thorium-Plutonium Fuel*. Geneva : CERN/AT/95-53 (ET), 1995.
5. **OECD-NEA Nuclear Science Committee.** *The NEA High Priority Nuclear Data Request List*. May 1998.
6. **Members of the Technical Working Group under the chairmanship of Prof. C. Rubbia.** *A European roadmap for developing Accelerator Driven Systems (ADS) for nuclear waste incineration* . Roma, Italy : ENEA, April 2001. ISBN 88-8286-008-6.
7. **nTOF.** Under contract number FIKW-CT-2000-00107. February 2000.
8. **CERN.** [Online] <http://public.web.cern.ch/Public/Welcome.html>.
9. **n_TOF Collaboration.** *CERN _TOF Facility: Performance Report*. Geneva : CERN/INTC-O-011, INTC-2002-037, CERN-SL-2002-053 ECT, 2002.
10. **S. Andriamonge et al.** *experimental study of the phenomenology of spallation neutrons in a large lead block*. Geneva : CERN, SPSLC-95-17, May 1995.
11. **J. Pancin et al.** *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* , 2004, Vol. 102, p. 524.
12. **F. Casagrande, P. Cennini, Xuan Li.** *The Argon Gas Detectors for the Fission*

Measurement in the first Energy Amplifier Test (FEAT). Geneva : CERN Libraries, 1995. CERN-AT-95-05.

13. **BP Statistical Review of World Energy**. Statistical Review of World Energy 2003. [Online] 2003. www.bp.com.

14. **Lovelock, J.** Nuclear power is the only green solution. *The Independent*. May 24, 2004.

15. **Krane, K.S.** Introductory nuclear physics. *John Wiley & Sons*. 1987.

16. **Technical Roadmap Report**. A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems. [Online] September 2002. <http://gif.inel.gov/roadmap/>.

17. **nTOF Collaboration**. Neutron cross section measurements at nTOF for ADS related studies. *Journal of Physics*. Conference Series, 2006, Vol. 41, 1, pp. 352-360.

18. **Nuclear Energy Agency (NEA)**. Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactor (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles. [Online] 2002. <http://www.nea.fr/html/ndd/reports/2002/nea3109.html>.

19. **C. Rubbia et al.** *A high resolution spallation driven facility at the CERN-PS to measure neutron cross sections in the interval from 1 eV to 250 MeV*. Geneva : CERN/LHC/98-02 (EET) and CERN/LHC/98-0, 1998.

20. **The n TOF Collaboration**. *Proposal for a Neutron Time Of Flight Facility*. Geneva : CERN/SPSC 99-8, 1999.

21. **n TOF Collaboration**. Measurements of Fission Cross Sections for the Isotopes relevant to the Thorium Fuel Cycle. *CERN Report*. INTC-2001-025, 2001.

22. **Strutinsky, V. M.** *Nuclear Physics*. A, 1967, Vol. 95, p. 420.

23. **S. Bjornholm, J.E. Lynn**. *Rev. Mod. Phys.* 1980, Vol. 52, 725.

24. **Blons, J.** A third minimum in the fission barrier. *Nuclear Physics*. A, 1989, Vol. 502, pp.

121-140.

25. **M. J. Lopez-Jimenez.** 2005, *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 32 , p. 195.

26. **Bohr, A.** On the Theory of Nuclear Fission. *International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, August 1955.* 1956, Vol. 2, pp. 151-154.

27. **NEA Secretariat.** *A strategic view on nuclear data needs.* September 1993.

28. JENDL. [Online] Nuclear Data Evaluation Research Group. Japan Atomic Energy Research and Development Agency (JAEA) . <http://www.ndc.tokai.jaeri.go.jp>.

29. **M.B. Chadwick, P. Obložinský, M. Herman, N.M. Greene, R.D. McKnight, D.L. Smith, P.G. Young, R.E. MacFarlane, G.M. Hale, S.C. Frankle, A.C. Kahler, T. Kawano, R.C. Little, D.G. Madland, P. Moller, R.D. Mosteller, P.R. Page, P. Talou, H. Trellue et al.** ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. *Nuclear Data Sheets* . Δεκέμβριος 2006, Vol. 107, 12.

30. **DOE FUNDAMENTALS HANDBOOK. NUCLEAR PHYSICS AND REACTOR THEORY.** Washington, D.C : U.S. Department of Energy, 1993. DOE-HDBK-1019/1-93.

31. **F. Frohner.** Evaluation and Analysis of Nuclear Resonance Data. *Nuclear Energy Agency - JEFF Report.* 2006, Vol. 18.

32. **Weizsäcker, C.F. von.** *Z. Phys.* 1935, Vol. 96, p. 431.

33. **Evans, Robley D.** *The Atomic Nucleus.* McGraw-Hill. 1955.

34. **N. Bohr and J. A. Wheeler.** The Mechanism of Nuclear Fission. *Phys. Rev.* 1939, Vol. 56, 5, pp. 426-450.

35. **The University of Sheffield.** [Online]
<http://www.shef.ac.uk/physics/teaching/phy303/phy303-8.html>.

36. **Haxel, O.** On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure. *Phys. Rev.* 1949, Vol. 75, pp.

1766-1766.

37. **F. Flynn et al.** *Phys. Rev. C*, 1972, Vol. 5 , 1725.

38. **S. M . Polikanov et al.** *Zh. Eksp. Teo. Fiz.* 1962, Vol. 42 , 1464.

39. **Bohr, N.** Conservation laws in quantum theory. *Nature*. 1936, Vol. 137, 344.

40. **International Atomic Energy Agency.** Nuclear Data Services. [Online] <http://www-nds.iaea.org/>.

41. **OECD NEA Data Bank; IAEA-NDS-110. JEFF.** Viena, Austria : IAEA Nuclear Data Section.

42. **Hauser, W., Feschbach, H.** The Inelastic Scattering of Neutrons. *Physics Review*. 1952, Vol. 87, pp. 366-373.

43. **J.Blons, C.Mazur, D.Paya.** Evidence for Rotational Bands near the $^{232}\text{Th}(n, f)$ Fission Threshold. *Physical Review Letters*. 1975, Vol. 35, pp. 1749 - 1751.

44. **A.A. Seregin.** Theoretical analysis of the probability of ^{232}Th subbarrier fission in a one-dimensional fission model. *Physics of Atomic Nuclei*. 1996, Vol. 59, 3, pp. 411-416.

45. **W. Younes, H.C. Britt.** *Phys. Rev. C*, 2003, Vol. 67, 2, p. 024610.

46. **Assimakopoulos, P.** *NUCLEAR PHYSICS* . Ioannina : The University of Ioannina Press, 1984.

47. *Westinghouse Electric Corporation.*

48. *Information Meeting on Accelerator - Breeding.* Brookhaven National Laboratory : BNL Report CONF - 77010, January 18 - 19 1977.

49. **ITEP .** *Final Report of Project #017.* Moscow : ISTC-017-96-FR-II/1, 1996.

50. **Schapira, J.P.** *Transmutation des radionucléides à vie longue, principes, méthodes,*

reacteurs, accélérateurs. Paris : DEA lectures Université Paris, 1997.

51. **H. Nifenecker, S. David, J.M. Loiseaux, O. Meplan.** Basics of accelerator driven subcritical reactors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A*, 2001, Vol. 463, 3, pp. 428–467.
52. **Rubbia, Carlos.** A High Gain Energy Amplifier Operated with fast Neutrons. *Int. Conf. on ADT Technologies and Applications*, 346. 1994.
53. **SIN - Villigen.** [Online] abe.web.psi.ch/accelerators/ringcyc.php.
54. **L. Kuechler, L. Schäfer, B. Wojtech.** The Thorex Two-Stage Process for Re-Processing Thorium Reactor Fuel with High Burn-Up. *Farbwerke Hoechst AG. Kerntechnik* 13, 1971, Vol. 78, pp. 319-322.
55. **Argon National Laboratory.** [Online] <http://www.anl.gov/>.
56. **PS, CERN -.** [Online] CERN. <http://www.psc.cern.ch>.
57. **V. Vlachoudis et al.** Results from the commissioning of the n TOF spallation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research . A*, 2003, Vol. 513 , 3, pp. 524–537.
58. **V.Konovalov.** *Neutron Induced Fission Cross-Section Measurements with FICs Detectors*. Geneva : nTOF, 2004.
59. **N.W. Hill et al.** Optimization of Nanosecond Fission Chambers for Reactor Physics Applications. *IEEE Transaction on Nuclear Science*. February 1975, Vols. NS-22, pp. 686-690.
60. **G.F. Knoll.** *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons. 2000.
61. **A.A.Goverdovskii, A.Yu.Doroshenko, V.V.Ketlerov, V.F.Mitrofanov, B.F.Samylin.** Alpha-radioactive Samples Fabrication and Testing for Fundamental and Applied Purposes. *Conference: Developments and applications of alpha particle spectroscopy*. 2003.

62. **Vlachoudis, V.** A multi purpose DAQ system developed for the n_TOF commissioning. *Proceedings of CHEP 2001, Edited by H.S. Chen.* 2001.
63. **H. Wendler et al.** *The n_TOF General Data Flow.* Geneva : n_TOF Note 200502, 2000.
64. **H. Wendler, E. Schaefer, B. Betev, P. Pavlopoulos, R. Plag, V. Ketlerov.** *The n_TOF one Gigasample data acquisition system with real-time data reduction and event monitoring.* Geneva : n_TOF collaboration, 2004.
65. **Cano-Ott et al.** *The n_TOF data access package.* Geneva : n_TOF Note 210402, 2000.
66. **Cennini, P.** *The Data Acquisition System for the TOF Facility: Guidelines.* Geneva : SL-Note99-040-EET, 1999.
67. **MINUIT.** *CERN Program Library entry D506.* Geneva : CERN, 1994.
68. **n TOF Collaboration.** *Measurements of Fission Cross Sections for the Isotopes relevant to the Thorium Fuel Cycle.* Geneva : CERN, 2001. INTC-2001-025.
69. **A.A.Goverdovskiy, A.K.Gordyushin, B.D.Kuz'minov, V.F.Mitrofanov, A.I.Sergachev.** U-234-TO-U-235 Fission Cross Section Ratio In The Energy Range 5. - 10.5 Mev And Fission Fragments Average Kinetic Energy. *Atomnaya Energiya.* 1987, Vol. 62, 3, p. 190.
70. **J.W.Meadows.** The fission cross sections of ²³⁰Th, ²³²Th, ²³³U, ²³⁴U, ²³⁶U, ²³⁸U, ²³⁷Np, ²³⁹Pu and ²⁴²Pu relative to ²³⁵U at 14.74 MeV neutron energy. *Annals of Nuclear Energy.* 1988, Vol. 15, 8, pp. 421-429.
71. **B.I.Fursov, E.Yu.Baranov, M.P.Klemyshev, B.F.Samylin, G.N.Smirenkin, Yu.M.Turchin.** CROSS-SECTION RATIOUS TH-232 TO U-235 AND U-234 TO U-235 MEASUREMENTS IN THE NEUTRON ENERGY RANGE 0.13 - 7.4 MEV. *Atomnaya Energiya.* 1991, Vol. 71, 4, p. 320.
72. **G. D. James, J. W. T. Dabbs, J. A. Harvey, N. W. Hill and R. H. Schindler.** Intermediate structure studies of ²³⁴U cross sections. *Physical Review. C,* 1977, Vol. 15, 6.

73. **O.A.Shcherbakov, A.Yu.Donets, A.V.Evdokimov, A.V.Fomichev, T.Fukahori, A.Hasegawa, A.B.Laptev, G.A.Petrov, Yu.V.Tuboltsev, A.S.Vorobyev.** Neutron-Induced Fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu And ^{232}Th in the Energy Range 1 - 200 MeV. *Conferenve: Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna 2001*. 2001.
74. **V.M.Pankratov.** FISSION CROSS SECTIONS OF Th^{232} , U^{233} , U^{235} , Np^{237} , U^{238} FOR 5-37 MEV NEUTRONS. *Atomnaya Energiya*. 1963, Vol. 14, 177, p. 63.
75. **G.F.Auchampaugh, R.B.Perez, G, De Saussure, J.H.Todd, T.J.Yang.** Measurement of the $^{232}\text{Th}(n, f)$ subthreshold and near-subthreshold cross section. *Physical Review. C*, 1981, Vol. 28, 1635.
76. **G. F. Auchampaugh, S. Plattard, N.W. Hill, G. de Saussure, R.B. Perez, J. A. Harvey.** K components for the ~ 1.4 , ~ 1.6 and ~ 1.7 MeV structures in the fission of $^{232}\text{Th}+n$. *Physical Review. C*, 1981, Vol. 24, 2.
77. **V. M. Maslov.** Pairing effects in ^{232}Th neutron - induced fission cross section. *Nuclear Physics. A*, 2004, Vol. 743, 4, pp. 236-255.
78. **D.Karamanis, S.Andrianonye, P.A.Assimakopoulos, G.Doukelis, D.A.Karademos, A.Karydas, M.Kokkoris, S.Kossionides, N.G.Nicolis, C.Papachristodoulou, C.T.Papadopoulos, N.Patronis, P.Pavlopoulos, G.Perdikakis, R.Vlastou.** Neutron cross section measurements in the Th-U cycle by the activation method. *Nucl. Instrum. Methods in Physics Res. A*, 2003, Vol. 505, p. 381.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

8 Παράρτημα Α

Πρόγραμμα Ανάλυσης Παλμού.

8.1 MINUIT

Είναι η ρουτίνα με την οποία βρέθηκαν οι βέλτιστες παράμετροι μιας συνάρτησης, η οποία προσαρμόζεται σε πειραματικά δεδομένα. Το πρόγραμμα είναι γραμμένο το 1994 στη γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN. Λόγω και των πολλών χρόνων χρήσης θεωρείται ως το πιο αξιόπιστο. Δοσμένης μιας συνάρτησης και των αρχικών τιμών για τις παραμέτρους, υπολογίζει τις βέλτιστες παραμέτρους καθώς και το σφάλμα υπολογισμού. Το πρόγραμμα διατίθεται ελεύθερα από το CERN.

8.2 Ρουτίνες προσαρμογής του FORTRAN MINUIT σε C++

Περιέχεται στο αρχείο minuitinc.h. Σε αυτό ορίζονται οι ρουτίνες του MINUIT προκειμένου να καλούνται από την κλάση που ορίζεται στη συνέχεια. Επειδή το πρόγραμμα είναι γραμμένο σε γλώσσα FORTRAN μπορούμε να το καλέσουμε από τον μεταγλωττιστή (compiler) της C και όχι από C++. Παρακάτω δίνονται οι εντολές που απαιτούνται για τον χειρισμό του.

```
#ifndef MINUITINC_H
#define MINUITINC_H
```

```
typedef void FCN (const int* npar, double grad[], double* fval,
const double xval[],const int* iflag, void*);
```

```
#if defined(__cplusplus)
extern "C" {
#endif
```

```
void mninit_(const int* ird,const int* iwr,const int* isav);
void mnparm_(const int* nun, const char chnam[],
const double* stval,const double* step, const double* bnd1, const double* bnd2, int* ierflg,
int nchnam);
void mnseti_(const char ctitle[], int nctitle);
```

```

void mnexcm_(FCN fcn, const char chcom[], const double arglis[],
const int* narg, int* ierflg, void*, int nchcom);
void mnpout_(const int* num, char chnam[], double* val,
double* error, double* bnd1, double* bnd2,
int* ivarbl, int nchnam);
void mnstat_(double* fmin, double* fedm, double* errorDef,
int* nparV, int* nparM, int* iStat);
int intrac_(void* dummy);

#ifdef __cplusplus
}
#endif

#endif

```

8.3 Κλάση MinuitCpp

Στην κλάση MinuitCpp ομαδοποιούνται οι μέθοδοι χειρισμού του προγράμματος MINUIT. Επίσης ορίζεται και ο τύπος (struct) “FittingParameters”, ο οποίος χρησιμοποιείται για την αποθήκευση των παραμέτρων για την προσαρμογή μιας συνάρτησης.

8.3.1 Δήλωση μεθόδων, αρχείο minuitinc.h

```

#include<math.h>
#include<stdio.h>
#include<stdlib.h>
#include<string.h>

#ifndef MINUITCPP_H
#define MINUITCPP_H

#include "minuitinc.h"

typedef struct {
double val;
double err;
} FittingParameters;

class MinuitCpp {
public:
MinuitCpp();

int com(char* command, double* val, int nval);

void minuitInit();

```

```

void setFCN(FCN *nowFCN,int npar);
void setTitle(const char*title);
int setNOW();
int setPar(    const int nparamst,const char* parlistt[],
const double* stvalt, const double* stept);
int resetFCN();
int setPRI(int verboset);
int fixPar(int part);
int fixAllPar();
int relPar(int part);
int fitPar(int part);
int fit2Par(int part1, int part2);
int fitNPar(int np, int *par);
int comSetPar(int p,double v);
void getParms();
void getPar(int p);
FittingParameters* copyParms(){return fparms;};
FittingParameters copyParm(int p){return fparms[p];};
int resetPar(int v);
int setStrat(int stratt);
int migrad(double maxiter);
int migrad2(double maxiter,double dstmin);
int checkConverge();
// 0 no converge, 1 not accurate, 2 forced positive, 3 FULL SUCCESS
int intrac_(void* dummy)    {return 0;};

FCN *fF;
int nParms;
int type; //1 is peak, 2 is avg
FittingParameters fparms[50];
};

#endif

```

8.3.2 Δήλωση των μεθόδων, αρχείο minuitincpp.h

```

#include "minuitcpp.h"
MinuitCpp::MinuitCpp(){nParms=0;};

void MinuitCpp::minuitInit(){
    const int ird=5, iwr=6, isav=7;
    mninit_(&ird, &iwr, &isav);
};

void MinuitCpp::setFCN(FCN *nowFCN,int npar){
    fF=nowFCN;
    nParms=npar;
    // if(fparms)delete []fparms;

```

```

// fparms=new FittingParameters[nParms];
};

void MinuitCpp::setTitle(const char* title) {
    mnseti_(title,strlen(title));
};

int MinuitCpp::com(char* command, double* val, int nval) {
    int ierflg=-1;
    const char *chcom=command;
    const int narg=nval;
    const double *level=val;
    mnexcm_(fF, chcom, level, &narg, &ierflg, NULL, strlen(chcom));
    if(ierflg)
        printf("Error on call to mnexcm for command %s\n",chcom);
    return ierflg;
};

int MinuitCpp::setNOW(){return com("SET NOW",NULL,0);};

int MinuitCpp::setPar(const int nparamst,const char* parlistt[],
    const double* stvalt, const double* stept){
    int num=1, ierflg=0;
    const double bnd1=0.0, bnd2=0.0;
    for(;num<=nparamst;++num) {
        mnparm_(&num,parlistt[num-1],&stvalt[num-1],
&stept[num-1],&bnd1,&bnd2,&ierflg,
strlen(parlistt[num-1]));
        fparms[num-1].val=stvalt[num-1];
        fparms[num-1].err=stept[num-1];
        if(ierflg) {
            printf("Error on call to mnparm for parameter %s\n",parlistt[num-1]);
            return ierflg;
        }
    }
    return ierflg;
};

void MinuitCpp::getParms() {
    int num,ivarbl;
    char chnam[nParms];
    double val,error,bnd1,bnd2;
    for(num=1;num<=nParms;++num) {
        memset(chnam,0,sizeof(chnam));
        mnpout_(&num,chnam,&val,&error,&bnd1,&bnd2,&ivarbl,
sizeof(chnam)-1);
        fparms[num-1].val=val;

```

```

    fparms[num-1].err=error;
}
};

void MinuitCpp::getPar(int p){
    int num,ivarbl;
    char chnam[6];
    double val,error,bnd1,bnd2;
    num=p+1;
    memset(chnam,0,sizeof(chnam));
    mnpout_(&num,chnam,&val,&error,&bnd1,&bnd2,&ivarbl,
sizeof(chnam)-1);
    fparms[p].val=val;
    fparms[p].err=error;
};

int MinuitCpp::resetFCN(){
    int ierflg=0;
    int nargs=1;
    double argl[1];
    argl[1]=5.;
    ierflg=com("CALL FCN",argl,narg);
    return ierflg;
};

int MinuitCpp::setPRI(int verb){
    int nargs=1;
    double argl[1];
    argl[0]=verb;
    return com("SET PRI",argl,narg);
};

int MinuitCpp::resetPar(int v){
    int nargs=1;
    double argl[1];
    argl[0]=double(v+1);
    return com("RES",argl,narg);
};

int MinuitCpp::comSetPar(int p,double v){
    fparms[p].val=v;
    fparms[p].err=0.0;
    int nargs=2;
    double argl[2];
    argl[0]=double(p+1);
    argl[1]=double(v);
    return com("SET PAR",argl,narg);
};

```

```

};

int MinuitCpp::relPar(int part){
    int narg=1;
    double argl[1];
    argl[0]=double(part+1);
    return com("REL",argl,narg);
};

int MinuitCpp::fixPar(int part){
    int narg=1;
    double argl[1];
    argl[0]=double(part+1);
    return com("FIX",argl,narg);
};

int MinuitCpp::fixAllPar(){
    int errflag=0;
    for(int i=0;i<nParms;i++)errflag+=fixPar(i);
    return errflag;
};

int MinuitCpp::fitPar(int part){
    int errflag=0;
    relPar(part);
    errflag=migrad(1000);
    getPar(part);
    fixPar(part);
    return errflag;
};

int MinuitCpp::fit2Par(int part1, int part2){
    int errflag=0;
    relPar(part1);
    relPar(part2);
    errflag=migrad(1000);
    getPar(part1);
    getPar(part2);
    fixPar(part1);
    fixPar(part2);
    return errflag;
};

int MinuitCpp::fitNPar(int np, int *par){
    int errflag=0;
    for(int i=0;i<np;i++) relPar(par[i]);
    errflag=migrad(1000);

```

```

for(int i=0;i<np;i++) getPar(par[i]);
for(int i=0;i<np;i++) fixPar(par[i]);
return errflag;
};

int MinuitCpp::setStrat(int stratt){
    int narg=1;
    double argl[1];
    argl[0]=double(stratt);
    return com("SET STRAT",argl,narg);
};

int MinuitCpp::migrad(double maxiter){
    int errflag=0;
    int narg=1;
    double argl[1];
    argl[0]=maxiter;
    errflag=com("MIGRAD",argl,narg);
    return errflag;
};

int MinuitCpp::migrad2(double maxiter,double dstmin){
    int narg=2;
    double argl[2];
    argl[0]=maxiter;
    argl[1]=dstmin;
    return com("MIGRAD",argl,narg);
};

int MinuitCpp::checkConverge(){
    double fmin, fedm, errDef;
    int nparV, nparM, iStat;
    mnstat_(&fmin, &fedm, &errDef, &nparV, &nparM, &iStat);
    return iStat;
// 0 no converge, 1 not accurate, 2 forced positive, 3 FULL SUCCESS
};

```

8.4 Η κλάση DataContainer

Με αυτή ομαδοποιούμε τον τρόπο πρόσβασης στα δεδομένα. Η κλάση που είναι υπεύθυνη για την ανάγνωση των πρωτογενών δεδομένων (“raw data”) χρησιμοποιεί την κλάση αυτή για την αποθήκευσή τους και κατόπιν χειρισμό τους.

8.4.1 Δήλωση μεθόδων, αρχείο datacont.h

```
#ifndef DATACONT_H
#define DATACONT_H

class DataContainer{
public:
    int channel, fadc, run, fic;
    double beamInt;
    int beamType, gI;
    int nmovies, movieLenght;
    double *movie;

    // DataContainer();
    // ~DataContainer();

    void setDetector(int d);
    void setRunNo(int r);
    void setID(int c, int f);
    void setBeamInt(double b,int t,int g);

    void initMovie(int ml, int c, int f);
    void initMovie(int nm, int ml, int c, int f);
    void setMovie(int ml, unsigned short *d);
    void setMovie(int n, int m, double val);
    void setMovie(int m, double v);

    int Nm();//Number of movies
    int Lm();//Lenght of movie
    double data(int m);
    double data(int n, int m);
};

#endif
```

8.4.2 Ορισμός μεθόδων, αρχείο. datacont.cpp

```
#include "datacont.h"

void DataContainer::setDetector(int d){fic=d;};
void DataContainer::setRunNo(int r){run=r;};
void DataContainer::setID(int c, int f){channel=c;fadc=f;};
void DataContainer::initMovie(int nm, int ml, int c, int f){
    channel=c;
    fadc=f;
    nmovies=nm;
    movieLenght=ml;
    if(movie) delete []movie;
```



```

    movie=new double[int(nmovies*movieLenght)];
};
void DataContainer::initMovie(int ml, int c, int f){initMovie(1,ml,c,f);};
void DataContainer::setBeamInt(double b,int t,int g){
    beamInt=b/1.e12;beamType=t;gI=g;};
void DataContainer::setMovie(int n, int m, double val){
    movie[m+int(movieLenght*n)]=val;
};
void DataContainer::setMovie(int ml, unsigned short *d){
    for(int i=0;i<ml;i++) movie[i]=double(d[i]);
};
void DataContainer::setMovie(int m, double v){movie[m]=v;};
int DataContainer::Nm(){return nmovies;};
int DataContainer::Lm(){return movieLenght;};
double DataContainer::data(int m){return movie[m];};
double DataContainer::data(int n, int m){
    return movie[m+int(movieLenght*n)];
};
};

```

8.5 Η κλάση DEPeak

Εδώ ορίζονται οι παράμετροι της συνάρτησης καθώς και οι τρόπους ανάγνωσης των παραμέτρων. Επίσης υπολογίζονται και κάποιες σταθερές της συνάρτησης να υπάρχει καλύτερος έλεγχος των παραμέτρων μέσα στο πρόγραμμα.

8.5.1 Δήλωση μεθόδων, αρχείο depeak.h

```

#include <iostream.h>
#include "minuitcpp.h"

#ifndef DEPEAK_H
#define DEPEAK_H

class DEPeak{
public:
    int *nPeaksP;
    FittingParameters *parval;

    DEPeak(){};
    void setPeakAddress(int *np, FittingParameters *p){nPeaksP=np;parval=p;};
    // void setPeak(int np){nPeaks=np;};
    // void setPeak(int np, FittingParameters *p){nPeaks=np;parval=p;};

    int getnPeaks(){return int(*nPeaksP);};
    double ampl(double t, int n);
};

```

```

double Yt(double t, int n);
double Yt(double t);
double tConst(int n);
double maxTime(int n);
double maxVal(int n){return ampl(maxTime(n),n);};
double integral(int a, int b, int k, int n);
double trapzd(const double a,const double b,const int n,int np);
void polint(const int xasize,double *xa,const int yasize,double *ya,
    const double x,double &y,double &dy);

```

```

inline double Y0(int n){return parval[int(n*6)+0].val;};
inline double A(int n){return parval[int(n*6)+1].val;};
inline double p(int n){return parval[int(n*6)+2].val;};
inline double t1(int n){return parval[int(n*6)+3].val;};
inline double t2(int n){return parval[int(n*6)+4].val;};
inline double t0(int n){return parval[int(n*6)+5].val;};

```

```

inline double Y0Err(int n){return parval[int(n*6)+0].err;};
inline double AErr(int n){return parval[int(n*6)+1].err;};
inline double pErr(int n){return parval[int(n*6)+2].err;};
inline double t1Err(int n){return parval[int(n*6)+3].err;};
inline double t2Err(int n){return parval[int(n*6)+4].err;};
inline double t0Err(int n){return parval[int(n*6)+5].err;};

```

```

inline double getVal(int n,int i){return parval[int(n*6)+i].val;};
inline double getErr(int n,int i){return parval[int(n*6)+i].err;};

```

```

void printDEPeak();
};

```

```

#endif

```

8.5.2 Ορισμός μεθόδων, αρχείο depeak.cpp

```

#include "depeak.h"

```

```

double DEPeak::tConst(int n){
    double retVal=p(n)*t2(n)+t1(n);
    if(retVal>0.&&t1(n)>0.){
        retVal=t1(n)*(log(retVal)-log(t1(n)));
    }else retVal=0.;
    return retVal;
};

```

```

double DEPeak::ampl(double t, int n){
    double retVal=0.;
    if(t-t0(n)>0.&&t0(n)!=0.)
        retVal=A(n)*pow(1-exp(-(t-t0(n))/t1(n)),p(n))*exp(-(t-t0(n))/t2(n));

```

```

return retVal;
};

double DEPeak::Yt(double t, int n){
return Y0(0)+ampl(t,n);
};

double DEPeak::Yt(double t){
double retVal=Y0(0);
for(int n=0;n<=nPeaksP;n++) retVal+=ampl(t,n);
return retVal;
};

double DEPeak::trapzd(const double a,const double b,const int n,int np){
// This routine computes the nth stage of refinement of an extended trapezoidal rule.
double x,tnm,sum,del;
static double s;
int it,j;

if(n==1){
return (s=0.5*(b-a)*(Yt(a,np)+Yt(b,np)));
}else{
for(it=1,j=1;j<n-1;j++)    it<=1;
tnm=it;
del=(b-a)/tnm;
x=a+0.5*del;
for(sum=0.0,j=0;j<it;j++,x+=del)sum+=Yt(x,np);
s=0.5*(s+(b-a)*sum/tnm);
return s;
}
};

void DEPeak::polint(const int xasize, double *xa,const int yasize,double *ya,
const double x,double &y,double &dy){
int i,m,ns=0;
double den,dif,dift,ho,hp,w;
int n=xasize;
double c[n],d[n];
dif=fabs(x-xa[0]);
for(i=0;i<n;i++){
if(((dift=fabs(x-xa[i]))<dif){
ns=i;
dif=dift;
}
c[i]=ya[i];
d[i]=ya[i];
}
}

```

```

y=ya[ns--];
for(m=1;m<n;m++){
    for(i=0;i<n-m;i++){
        ho=xa[i]-x;
        hp=xa[i+m]-x;
        w=c[i+1]-d[i];
        if((den=ho-hp)==0.0)cout<<"ERROR in routine polint"<<endl;
        den=w/den;
        d[i]=hp*den;
        c[i]=ho*den;
    }
    y+=(dy=(2*(ns+1)<(n-m) ? c[ns+1] : d[ns--]));
}
};

```

```

double DEPeak::integral(int a, int b, int k, int n){
    const int JMAX=20, JMAXP=JMAX+1, K=k;//K=5 if 2 Simpson's rule
    const double EPS=1.0e-10;
    //Here EPS is the fractional accuracy desired, as determined by the extrapolation error
    estimate; JMAX limits the total number of steps; K is the number of points used in the
    extrapolation.
    double ss,dss;
    double *s=new double[JMAX];
    double *h=new double[JMAXP];
    double *s_t=new double[K];
    double *h_t=new double[K];
    int i,j;

    h[0]=1.0;
    for(j=1;j<=JMAX;j++){
        s[j-1]=trapzd(a,b,j,n);
        if(j>=K){
            for(i=0;i<K;i++){
                h_t[i]=h[j-K+i];
                s_t[i]=s[j-K+i];
            }
            polint(K,h_t,K,s_t,0.0,ss,dss);
            if(fabs(dss)<=EPS*fabs(ss))return ss;
        }
        h[j]=0.25*h[j-1];
    }
    cout<<"ERROR too many steps in routine qromb"<<endl;
    return 0.0;
};

```

```

double DEPeak::maxTime(int n){
    double retVal=tConst(n);

```

```

if(retVal>0.)retVal+=t0(n);
return retVal;
};

void DEPeak::printDEPeak(){
cout<<"--peaks "<<*nPeaksP<<endl;
for(int p=0;p<*nPeaksP;p++){
    cout<<"<<p<<">"<<"\t";
    for(int i=0;i<6;i++) cout<<getVal(p,i)<<" ";
    for(int i=0;i<6;i++) cout<<getErr(p,i)<<" ";
    cout<<endl;
}
};

```

8.6 Η κλάση FitFunction

Η κλάση FitFunction είναι η κλάση όπου ορίζονται οι συναρτήσεις, οι οποίες θα δοθούν στο MINUIT για την εύρεση των βέλτιστων συντελεστών. Επίσης ομαδοποιούνται οι εντολές που απαιτούνται για τη λειτουργία του MINUIT σε μια απλή εντολή, η οποία μπορεί να δοθεί από τη κλάση που ορίζει τη ροή του προγράμματος.

8.6.1 Δήλωση μεθόδων, αρχείο fittingfunctions.h

```

#include "minuitcpp.h"
#include "depeak.h"

#ifndef FITTINGFUNCTIONS_H
#define FITTINGFUNCTIONS_H

inline FCN peakFn;
inline FCN avgFN;

class FitFunction : public MinuitCpp , public DEPeak{
public:
    FitFunction();

    char *parName[99];
    double startVal[99];
    double startStep[99];
    void initParDefVal();

    void initPeak(int np, int sel);
    void setPeakParDefVal(int sel);
    double calcA(int n);

```

```
double initA(int n);
int errorArray[9];
void fitPeak(int s, int np, int* max, int pl, int sel);
double fl;
double flashIntegral(int n);
```

```
double *crit;
int *norm;
int getNorm(int t);
double getCrit(int i);
int findType(double s,int t,int g);
int getType();
int getavgTypes(int s);
int getavgLenght();
void createCFArray(int n1, int n2, int l);
void resetCFArray();
void addMovie(double ft, double fa);
void setCritirion(double *c);
void setcFArray(double *v, int *n);
double getcFArray(int n);
double getcFArray(int n, int t);
```

```
void initAvg();
void setAvgParDefVal();
int fitAvg(int s);
```

```
double CHISQ();
};
#endif
```

8.6.2 Ορισμός μεθόδων, αρχείο fittingfunctions. cpp

```
#include "fittingfunctions.h"
#include "datacont.h"
#include <stdio.h>
#include <string.h>
```

```
extern DataContainer dataC;
```

```
int peakLenght, startP;
double chisq;
```

```
int nPeaks;
int avgTypes, avgEASTCtypes, avgTOFtypes, avgLenght, curType;
double *cFArray;
```

```
inline void peakFn(const int* npar, double grad[],
    double* fval, const double xval[],const int* iflag, void* ignore){
```

```

double Yt;
double tMinust0[nPeaks];
int t,n;
chisq=0.;
for(t=startP;t<startP+peakLenght;t++){
    Yt=0.;
    for(n=0;n<nPeaks;n++)    {
        Yt+=xval[int(n*6)+0];
        tMinust0[n]=double(t)-xval[int(n*6)+5];
        if(tMinust0[n]>0.){
            Yt+=xval[int(n*6)+1]
                *pow(1.-exp(-tMinust0[n]/xval[int(n*6)+3]),xval[int(n*6)+2])
                *exp(-tMinust0[n]/xval[int(n*6)+4]);
        }
    }
    chisq+=pow(dataC.data(t)-Yt,2.);
}
*fval=chisq;
return;
};

```

```

inline void avgFN(const int* npar, double grad[],
    double* fval, const double xval[],const int* iflag, void* ignore){
    chisq=0.;
    int i;
    double y=0.;
    for(i=0;i<peakLenght;i++){
        y=xval[0]+xval[1]*((cFArray[i+int(curType*avgLenght)]-xval[2]));
        chisq+=pow(dataC.data(i+startP)-y,2.);
    }
    *fval=chisq;
    return;
};

```

```

FitFunction::FitFunction() : MinuitCpp(), DEPeak(){
    nPeaks=0;
    initParDefVal();
    setPeakAddress(&nPeaks,fparms);
};

```

```

void FitFunction::initPeak(int np, int sel){//1-flash 2-peak
    nPeaks=np;
    setFCN((FCN *)peakFn,int(nPeaks*6));//nParms=(nPeaks*6), maxPeaks=7
    minuitInit();
    setPRI(-1);
    setPeakParDefVal(sel);
    setNOW();
}

```

```

};

void FitFunction::fitPeak(int s, int np, int* max, int pl, int sel){
    initPeak(np,sel);
    double tconst=tConst(0);
    startP=s;
    peakLenght=pl;
    comSetPar(0,dataC.data(s));
    for(int i=0;i<nPeaks;i++)comSetPar(int(i*6)+5,double(max[i])-tconst);
    for(int i=0;i<nPeaks;i++)comSetPar(int(i*6)+1,initA(i));
    for(int i=0;i<nPeaks;i++)comSetPar(int(i*6)+1,calcA(i));
    fixAllPar();
    setStrat(2);
    if(0)for(int n=0;n<nPeaks;n++){
        if(fitPar(int(n*6)+1))comSetPar(int(n*6)+1,startVal[int(n*6)+1]);
    }
    int par[nPeaks];
    for(int n=0;n<nPeaks;n++) par[n]=int(n*6)+1;//A
    fitNPar(nPeaks,par);
    for(int n=0;n<nPeaks;n++) par[n]=int(n*6)+5;//t0
    fitNPar(nPeaks,par);
    for(int n=0;n<nPeaks;n++) par[n]=int(n*6)+1;//A
    fitNPar(nPeaks,par);
    for(int n=0;n<nPeaks;n++){
        fitPar(int(n*6)+5);
        errorArray[n]=checkConverge();
    }
};

void FitFunction::initParDefVal(){
    char *buf;
    for(int i=0;i<7;i++){
        buf=new char[5];
        sprintf(buf,"Y0_%d",i);// Y0 0
        parName[0+int(i*6)]=(char *)buf;
        startVal[0+int(i*6)]=0.0;
        startStep[0+int(i*6)]=0.1;
        buf=new char[5];
        sprintf(buf,"A_%d",i);// A 1
        parName[1+int(i*6)]=(char *)buf;
        startVal[1+int(i*6)]=100.0;
        startStep[1+int(i*6)]=1.0;
        buf=new char[5];
        sprintf(buf,"p_%d",i);// p 2
        parName[2+int(i*6)]=(char *)buf;
        startVal[2+int(i*6)]=9.9;
        startStep[2+int(i*6)]=0.1;
    }
}

```



```

    buf=new char[5];
    sprintf(buf,"t1_%d",i);//    t1      3
    parName[3+int(i*6)]=(char*)buf;
    startVal[3+int(i*6)]=1.2;
    startStep[3+int(i*6)]=0.1;
    buf=new char[5];
    sprintf(buf,"t2_%d",i);//    t2      4
    parName[4+int(i*6)]=(char*)buf;
    startVal[4+int(i*6)]=4.3;
    startStep[4+int(i*6)]=0.1;
    buf=new char[5];
    sprintf(buf,"t0_%d",i);//    t0      5
    parName[5+int(i*6)]=(char*)buf;
    startVal[5+int(i*6)]=5000.0;
    startStep[5+int(i*6)]=0.1;
}
};

void FitFunction::setPeakParDefVal(int sel){
    char *def_title;
    char name[6];
    sprintf((char *)name,"%dpeaks",nPeaks);
    def_title=(char*)name;
    setPar((const int)(nParms),(const char**)parName,
           (const double*)startVal,(const double*)startStep);
    setTitle((const char*)def_title);
}

double FitFunction::initA(int n){
    double A=0.;
    double t=maxTime(n);
    double Y=Y0(0);
    for(int i=0;i<n;i++)Y+=ampl(t,i);
    double paronom=pow(1-exp(-(t-t0(n))/t1(n)),p(n))*exp(-(t-t0(n))/t2(n));
    if(!paronom)A=(dataC.data(int(t))-Y)/paronom;
    if(A<0.)A=0.;
    return A;
};

double FitFunction::calcA(int n){
    double A=0.;
    double t=maxTime(n);
    double Y=Y0(0);
    for(int i=0;i<getnPeaks();i++)if(i!=n)Y+=ampl(t,i);
    double paronom=pow(1-exp(-(t-t0(n))/t1(n)),p(n))*exp(-(t-t0(n))/t2(n));
    if(!paronom)A=(dataC.data(int(t))-Y)/paronom;
    if(A<0.)A=0.;
}

```

```

return A;
};

void FitFunction::initAvg(){
    nPeaks=0;
    setFCN((FCN *)avgFN,4);//nParms=4
    minuitInit();
    setPRI(-1);
    setAvgParDefVal();
    setNOW();
};

void FitFunction::setAvgParDefVal(){
    char *def_parlist[4] = {"Y0","A","G","AG"};
    double def_stval[4] = {0.0,1.0,0.0025,0.0};
    double def_step[4] = {0.1,0.01,0.0001,1.0};
    char *def_title= {"avg function"};
    setPar((const int)(nParms),(const char**)def_parlist,
           (const double*)def_stval,(const double*)def_step);
    setTitle((const char*)def_title);
};

int FitFunction::fitAvg(int s){
    int errflag=0;
    initAvg();
    startP=s;
    peakLenght=avgLenght;
    fixAllPar();
    setStrat(2);
    int par[2];
    fitPar(1);
    fitPar(0);
    par[0]=0;par[1]=1;
    fitNPar(2,par);
    errflag=checkConverge();
    if(errflag==0)errflag=1;else errflag=0;
    return errflag;
};

void FitFunction::createcFArray(int n1, int n2, int l){
    avgEASTCtypes=n1;
    avgTOFtypes=n2;
    avgTypes=avgTOFtypes+avgEASTCtypes;
    avgLenght=l;
    if(!cFArray)cFArray=new double[int(avgTypes*avgLenght)];
    if(!norm)norm=new int[avgTypes];
    if(!crit)crit=new double[avgTypes];

```

```

    resetcFArray();
};

void FitFunction::resetcFArray(){
    for(int i=0;i<int(avgTypes*avgLenght);i++)cFArray[i]=0.;
    for(int i=0;i<avgTypes;i++) norm[i]=0;
};

void FitFunction::setcFArray(double *v, int *n){
    for(int t=0;t<avgTypes;t++){
        norm[t]=n[t];
        for(int i=0;i<avgLenght;i++)
            cFArray[i+int(t*avgLenght)]=v[i+int(t*avgLenght)];
    }
};

void FitFunction::setCritirion(double *c){
    for(int i=0;i<avgTypes;i++) crit[i]=c[i];
};

void FitFunction::addMovie(double ft, double fa){
    int flashBin=int(ft+.455);
    for(int i=0;i<avgLenght;i++)
        cFArray[i+int(curType*avgLenght)]+=dataC.data(i+flashBin-10);
    norm[curType]++;
};

double FitFunction::getCrit(int i){return crit[i];};
int FitFunction::getNorm(int t){return norm[t];};

double FitFunction::getcFArray(int n, int t){
    return cFArray[n+int(avgLenght*t)];
};

double FitFunction::getcFArray(int n){
    return cFArray[n+int(avgLenght*curType)];
};

double FitFunction::flashIntegral(int n){
    double integr=0.;
    int arxi=int(t0(n)+0.455);
    int telos=arxi+20;
    integr=integral(arxi,telos,5,0);
    printf("flashIntegral=%lf\n",integr);
    return integr;
};

```

```

int FitFunction::findType(double s,int t,int g){
    curType=0;
    int upperLim=avgEASTCtypes;
    if(t==0)        { //0 is TOF 1 is EASTC
        curType=avgEASTCtypes;
        upperLim=avgTOFtypes+avgEASTCtypes;
    }
    fl=flashIntegral(g);
    while(curType<upperLim&&fl>crit[curType])    curType++;
    if(curType==upperLim)curType--;
    return curType;
};

int FitFunction::getType(){return curType;};

int FitFunction::getavgTypes(int s){
    int retVal=0;
    if(s==0)retVal=avgEASTCtypes;
    if(s==1)retVal=avgTOFtypes;
    return retVal;
};

int FitFunction::getavgLenght(){return avgLenght;};

double FitFunction::CHISQ(){
    return chisq/(double(peakLenght)*double(peakLenght-1));
};

```

8.7 Η κλάση Analysis

Εδώ γίνεται ο συνδυασμός των προηγούμενων κλάσεων για να γίνει και η ανάλυση των δεδομένων. Αφού διαβαστούν τα δεδομένα γίνεται η επεξεργασία τους με τη βοήθεια του MINUIT και αποθηκεύονται τα αποτελέσματα.

8.7.1 Δήλωση μεθόδων, αρχείο analysis.h

```

#include "useropt.h"
#include "fittingfunctions.h"
#include "dkfft.h"

#ifndef ANALYSIS_H
#define ANALYSIS_H

class SavedPeaks : public DEPeak{
public:
    SavedPeaks(int m, int n, int l) : DEPeak(){

```

```

maxNoPeaks=m;
nParam=n;
pAlenght=l;
pA=new double[pAlenght];
savedFitPar=new FittingParameters[int(maxNoPeaks*nParam)];
nMultPeak=new int[maxNoPeaks];
for(int i=0;i<maxNoPeaks;i++)nMultPeak[i]=0;
nSavedPeaks=0;
};
void freeStoredPeaks(){nSavedPeaks=0;};
void storePeak(int m, FittingParameters *f){
    if(nSavedPeaks>=maxNoPeaks)return;
    int n,i,index;
    index=0;
    for(n=0;n<nSavedPeaks;n++)index+=int(nMultPeak[n]*nParam);
    for(n=0;n<m;n++)for(i=0;i<nParam;i++){
        savedFitPar[i+int(n*nParam)+index].val=f[i+int(n*nParam)].val;
        savedFitPar[i+int(n*nParam)+index].err=f[i+int(n*nParam)].err;
    }
    nMultPeak[nSavedPeaks]=m;
    nSavedPeaks++;
};
double *exportPeaks(){
    printf("exportPeaks ---\n");
    int index=0;
    for(int n=0;n<nSavedPeaks;n++){
        index+=int(nMultPeak[n]*nParam);
        setPeakAddress(&nMultPeak[n],&savedFitPar[index]);
        for(int t=int(t0(0));t<int(t0(getnPeaks()-1))+10;t++){
            pA[t]=Yt(t);
            printf("pA[%d]=%lf\n",t,pA[t]);
        }
    }
    return pA;
};
int maxNoPeaks, nParam, nSavedPeaks, pAlenght;
int *nMultPeak;
double *pA;
FittingParameters *savedFitPar;
};

```

```

class Analysis{
public:
    FitFunction *fitFn;
    double flashTime, flashAmpl, beamInt;
    double threshold, background;
    UserStartOptions *usrO;

```

```

int runMode;
int goodEvents, totEvents;
DKFFT *fft;
double *dataF;
double *filter;
double dataBackup[4000];
int tranfSize;

Analysis();
void setUsrOptions(UserStartOptions *u);
void setRunMode(int rm);
int getRunMode(){return runMode;};
void loadAverage();
void createAverage();
void saveAverage();
int proccessMovie();
int findFlash(int pl);
int averageSubtraction();
int performPSA();
void applyFFT();
void applyMedian(int w);

FILE *fres;
FILE *fmovie;
FILE *ffourier;
void createFiles();
void saveMovie();
void saveMovieASC();
void saveEventInf();
void saveFitPar();
void endFitParForMovie(int n);
SavedPeaks *savedPeaks;
};
#endif

```

8.7.2 Ορισμός μεθόδων, αρχείο analysis.cpp

```

#include "datacont.h"
#include "analysis.h"

#include <fstream.h>

extern DataContainer dataC;

Analysis::Analysis(){
    fitFn=new FitFunction();
    goodEvents=0;
    totEvents=0;
}

```

```

fft=new DKFFT();
tranfSize=8192;
dataF=new double[tranfSize];
filter=new double[tranfSize];
};

void Analysis::setUsrOptions(UserStartOptions *u){
    usrO=u;
    setRunMode(usrO->getfindAvg());
};

void Analysis::createFiles(){
    if(usrO->getverbose()>4){
        char fileNameM[256];
        sprintf(fileNameM,"%smov%d%d%d.bin",usrO->dataWritePath,
            dataC.fadc,dataC.channel,dataC.run);
        if(fmovie)fclose(fmovie);
        fmovie=fopen(fileNameM,"wb");
        char fileNameF[256];
        sprintf(fileNameF,"%sFourier%d%d%d.bin",usrO->dataWritePath,
            dataC.fadc,dataC.channel,dataC.run);
        if(ffourier)fclose(ffourier);
        ffourier=fopen(fileNameF,"w");
    }
    char fileNameR[256];
    sprintf(fileNameR,"%sres%d%d%d.bin",usrO->dataWritePath,
        dataC.fadc,dataC.channel,dataC.run);
    if(fres)fclose(fres);
    fres=fopen(fileNameR,"wb");
    switch(runMode){
        case 0:
            loadAverage();
            break;
        case 1:
            createAverage();
            break;
    }
};

void Analysis::setRunMode(int rm){
    runMode=rm;
};

int Analysis::proccessMovie(){
    totEvents++;
    int errflag=findFlash(100);
    if(errflag) {

```

```

    printf("FLASH failed to found\n");
    return errflag;
}
goodEvents++;
switch(runMode){
    case 0:
        errflag=averageSubtraction();
        if(usrO->getverbose()>0)
            printf("performPSA %d -- %f\n",dataC.run,flashTime);
        if(!errflag)performPSA();
        break;
    case 1:
        if(usrO->getverbose()>0)
            printf("adding movie %f\n",flashTime);
        fitFn->addMovie(flashTime,flashAmpl);
        break;
}
printf("<<<-----<%d>-----<%d/%d>----->>>\n",
    dataC.run,goodEvents,totEvents);
return errflag;
};

int Analysis::findFlash(int pl){
    int maxP[7];
    int i,j,np,x1,x2;
    np=0,i=19;
    threshold=400.;
    background=150.;
    int peakTail=19;
    while(i++<pl&&np==0){//pl=100
        if(dataC.data(i)>threshold&&
            dataC.data(i)-dataC.data(i-1)>-30.&&
            dataC.data(i+1)-dataC.data(i)<10.){
            maxP[np]=i;np++;i++;
            while(dataC.data(++i)>background&&i-maxP[np-1]<peakTail&&np<5){
                if(
                    dataC.data(i)-dataC.data(i-1)>-30.&&
                    dataC.data(i+1)-dataC.data(i)<10.){
                    maxP[np]=i;
                    np++;
                    i+=2;
                }
            }
        }
    }
    if(!np)return 99;
    x1=x2=1;
    while(dataC.data(maxP[0]-x1)>=dataC.data(maxP[0]-x1-1))    x1++;

```



```

while(dataC.data(maxP[np-1]+x2)>=dataC.data(maxP[np-1]+x2+1))    x2++;
if(usrO->verbose>1){
    printf("init -- nP=%d\n",np);
    for(int n=0;n<np;n++)    printf("maxP[%d]=%d\t",n,maxP[n]);
    printf("\nstart=%d peakLenght=%d\n",maxP[0]-x1,maxP[np-1]+x2-maxP[0]+x1);
}
fitFn->fitPeak(maxP[0]-x1,np,maxP,maxP[np-1]+x2-maxP[0]+x1,1);
int nFlash=0;
if(fitFn->errorArray[nFlash]<1)    return 1;
if(usrO->verbose>2)fitFn->printDEPeak();
flashTime=fitFn->maxTime(nFlash);
flashAmpl=fitFn->ampl(flashTime,nFlash);
if(flashTime<20.||flashTime>70.||flashAmpl<100.) return 2;
fitFn->findType(dataC.beamInt,dataC.beamType,nFlash);
printf("----- %lf %d %d -----\n",dataC.beamInt,dataC.beamType,nFlash);
if(usrO->getverbose()>0)
    printf("<%d>-- flashTime=%lf fA=%lf\n",
        fitFn->getType(),flashTime,flashAmpl);
saveEventInf();
saveFitPar();
return 0;
};

```

```

void Analysis::applyMedian(int w){
    double *window;
    window=new double[w];
    int i,j,n,m;
    m=int(w/2);
    double tmp;
    int flashBin=int(flashTime+.455);
    for(i=flashBin;i<dataC.Lm();i++){
        for(n=0;n<w;n++)window[n]=dataC.data(i+n);
        for(n=0;n<w;n++){
            for(j=n;j<w;j++)
                if(window[n]>window[j]){
                    tmp=window[j];
                    window[j]=window[n];
                    window[n]=tmp;
                }
        }
        dataC.setMovie(i+m,window[m]);
    }
};

```

```

void Analysis::applyFFT(){
    int flashBin=int(flashTime+.455);
    printf("_1__fft__%d__%d\n",flashBin,tranfSize);
}

```

```

int n=0;
for(int i=0;i<tranfSize;i+=2){
    dataF[i]=dataC.data(n+flashBin-10);
    dataF[i+1]=0.;
    n++;
}
fft->four1(tranfSize,dataF,1);
if(usrO->getverbose()>4){
    for(int i=0;i<tranfSize;i+=2)fprintf(ffourier,"%lf ",dataF[i]);
    fprintf(ffourier,"\n");
    for(int i=0;i<tranfSize;i+=2)fprintf(ffourier,"%lf ",dataF[i+1]);
    fprintf(ffourier,"\n");
}
double par=double(tranfSize)/2.;
double startFreq=300.;
double stopFreq=1024.;
fft->freqCut(startFreq/par,stopFreq/par,tranfSize,dataF);
if(usrO->getverbose()>4){
    for(int i=0;i<tranfSize;i+=2)fprintf(ffourier,"%lf ",dataF[i]);
    fprintf(ffourier,"\n");
    for(int i=0;i<tranfSize;i+=2)fprintf(ffourier,"%lf ",dataF[i+1]);
    fprintf(ffourier,"\n");
}
fft->four1(tranfSize,dataF,-1);
double val;
n=0;
for(int i=0;i<tranfSize;i+=2){
    val=2.*dataF[i]/double(tranfSize);
    dataC.setMovie(n+flashBin-10,val);
    n++;
}
}

```

```
extern int avghShift;
```

```

int Analysis::averageSubtraction(){
    if(usrO->verbose>4)saveMovie();
    int errflag=0;
    int fae=int(flashTime+.455)-10;
    errflag=fitFn->fitAvg(fae);
    if(usrO->getverbose()>0)
        printf("average sub %d\n",errflag);
    saveFitPar();
    double subval;
    if(1)if(!errflag) {
        for(int i=0;i<dataC.Lm()-100;i++){
            if(i>=fitFn->getavgLenght()){

```

```

        subval=dataC.data(i+fae)-fitFn->fparms[0].val
        -fitFn->fparms[1].val*fitFn->getcFArray(0);
    }else {
        subval=dataC.data(i+fae)-fitFn->fparms[0].val
        -fitFn->fparms[1].val*fitFn->getcFArray(i);
    }
    dataC.setMovie(i+fae,subval);
}
if(usrO->verbose>4)saveMovie();
applyMedian(5);
}else endFitParForMovie(0);
if(usrO->verbose>4)saveMovie();
return errflag;
};

int Analysis::performPSA(){
    int maxP[7];
    int np,x1,x2;
    int i=int(flashTime+.455)+10;
    threshold=50.;
    background=0.;
    int peakTail=9;
    int numberOfFitedPeaks=0;
    while(++i<dataC.Lm()-100){//e=4096
        np=0;
        if(dataC.data(i)>threshold&&
            dataC.data(i-1)<dataC.data(i)&&
            dataC.data(i)>=dataC.data(i+1)){
            maxP[np++]=i;
            while(dataC.data(++i)>background&&i-maxP[np-1]<peakTail&&np<7)
                if(dataC.data(i)>dataC.data(i-1)&&dataC.data(i)>=dataC.data(i+1)){
                    maxP[np]=i;
                    np++;
                }
            x1=1,x2=1;
            while(dataC.data(maxP[0]-x1)>=dataC.data(maxP[0]-x1-1)) x1++;
            while(dataC.data(maxP[np-1]+x2)>=dataC.data(i+x2+1)) x2++;
            if(maxP[np-1]+x2-maxP[0]+x1>9){
                fitFn->fitPeak(maxP[0]-x1,np,maxP,maxP[np-1]+x2-maxP[0]+x1,2);
                for(int n=0;n<np;n++){
                    if(fitFn->errorArray[n]>0) numberOfFitedPeaks++;
                }
                saveFitPar();
                if(usrO->verbose>2)fitFn->printDEPeak();
            }
        }
    }
}
endFitParForMovie(numberOfFitedPeaks);

```

```

return numberOfFittedPeaks;
};

void Analysis::createAverage(){
double *x_cr_S;
ifstream critFile("./crit.txt");
int nE,nT,ntot;
critFile>>nE>>nT;
ntot=nE+nT;
x_cr_S=new double[ntot];
for(int n=0;n<ntot;n++) {
    critFile>>x_cr_S[n];
    printf("crit[%d]=%lf\n",n,x_cr_S[n]);
}
fitFn->createCFArray(nE,nT,4000);
fitFn->setCriterion(x_cr_S);
critFile.close();
};

void Analysis::loadAverage(){
int tp,tp1,tp2,le;
char fileName[120];
sprintf(fileName,"%saverage%d%d_%d.txt",usrO->dataWritePath,
        usrO->fadcNo,usrO->channelNo,dataC.run);
cout<<fileName<<endl;
ifstream avgFile(fileName);
avgFile>>tp1;
avgFile>>tp2;
avgFile>>le;
tp=tp1+tp2;
int norm[tp];
double readCrit[tp];
double readCFarray[int(tp*le)];
for(int t=0;t<tp;t++)    avgFile>>readCrit[t];
for(int t=0;t<tp;t++){
    avgFile>>norm[t];
    cout<<"Crit["<<t<<"]="<<readCrit[t]<<" Entries="<<norm[t]<<endl;
    for(int l=0;l<le;l++)avgFile>>readCFarray[l+int(t*le)];
}
fitFn->createCFArray(tp1,tp2,le);
fitFn->setCriterion(readCrit);
fitFn->setCFArray(readCFarray,norm);
avgFile.close();
};

void Analysis::saveAverage(){
int tp1=fitFn->getavgTypes(0);

```

```

int tp2=fitFn->getavgTypes(1);
int tp=tp1+tp2;
int le=fitFn->getavgLenght();
char fileName[120];
sprintf(fileName,"%saverage%d%d_%d.txt",usrO->dataWritePath,
        usrO->fadcNo,usrO->channelNo,dataC.run);
ofstream avgFile(fileName);
avgFile<<tp1<<" "<<tp2<<" "<<le<<std::endl;
for(int i=0;i<tp;i++) avgFile<<fitFn->getCrit(i)<<" ";
avgFile<<std::endl;
double val,norm;
for(int t=0;t<tp;t++){
    norm=fitFn->getNorm(t);
    avgFile<<norm<<std::endl;
    for(int l=0;l<le;l++){
        val=0.;
        if(norm) val=fitFn->getcFArray(l,t)/double(norm);
        avgFile<<val<<" ";
    }
}
avgFile<<std::endl;
avgFile.close();
fitFn->resetcFArray();
};

void Analysis::saveMovie(){
    fwrite((const void*)&dataC.movieLenght,sizeof(int),1,fmovie);
    fwrite((const void*)dataC.movie,sizeof(double),dataC.movieLenght,fmovie);
};

void Analysis::saveEventInf(){
    int savetype=fitFn->getType();
    fwrite((const void*)&savetype,sizeof(int),1,fres);
    fwrite((const void*)&dataC.beamInt,sizeof(double),1,fres);
    fwrite((const void*)&fitFn->fl,sizeof(double),1,fres);
};

void Analysis::saveFitPar(){
    fwrite((const void*)&fitFn->nParms,sizeof(int),1,fres);
    double savechisq=fitFn->CHISQ();
    fwrite((const void*)&savechisq,sizeof(double),1,fres);
    fwrite((const void*)fitFn->fparms,sizeof(FittingParameters),fitFn->nParms,fres);
};

void Analysis::endFitParForMovie(int n){
    int endMovieFitFlag=-1;
    double dn=double(n);

```

```

fwrite((const void*)&endMovieFitFlag,sizeof(int),1,fres);
fwrite((const void*)&dn,sizeof(double),1,fres);
};

void Analysis::saveMovieASC(){
ofstream fmovieASC("./results/mov.txt",std::ios::app);
int ml=dataC.Lm();
fmovieASC<<dataC.Lm()<<std::endl;
for(int i=0;i<ml;i++)
    fmovieASC<<dataC.data(i)<<" ";
fmovieASC<<std::endl;
fmovieASC.close();
};

```

8.8 Η κλάση UserStartOptions

Αυτή ομαδοποιεί τις αρχικές επιλογές για του χρήστη και τις κάνει διαθέσιμες

8.8.1 Δήλωση μεθόδων, αρχείο useropt.h

```

#ifndef USEROPT_H
#define USEROPT_H

class UserStartOptions{
public:
    UserStartOptions(){};
    ~UserStartOptions();

    int getOptions(char fln[256]);

    int verbose;
    char dataReadPath[256], dataWritePath[256];
    int ficNo, fadcNo, channelNo, findAvg;
    int maxMovieLenght, nRuns;
    int Runs[199];

    int getverbose(){return verbose;};
    char *getdataReadPath(){return dataReadPath;};
    char *getdataWritePath(){return dataWritePath;};
    int getficNo(){return ficNo;};
    int getmaxMovieLenght(){return maxMovieLenght;};
    int getfadcNo(){return fadcNo;};
    int getchannelNo(){return channelNo;};
    int getfindAvg(){return findAvg;};
    int getnRuns(){return nRuns;};
    int getRuns(int n){return Runs[n];};

```

```
};
#endif
```

8.8.2 Ορισμός μεθόδων, αρχείο useropt.cpp

```
#include <iostream.h>
#include <fstream.h>
#include <stdlib.h>
#include <stdio.h>
#include <string.h>
#include <math.h>

#include "useropt.h"

int UserStartOptions::getOptions(char fln[256]){
int i, err=0, nra=0, nrt=0, nr=0;
nRuns=0;
char buffer[256], c, bufferPart[256];
strcpy(bufferPart, "");
ifstream fin(fln);
while(fin.getline(buffer,256)){
i=-1;
while(++i<256){
if(buffer[i]=='#')break;
if(buffer[i]=='-'){
switch(buffer[++i]){
case 'v':
i++;
while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
verbose=atoi(bufferPart);
strcpy(bufferPart, "");
printf("verbose=%d\t", verbose);
break;
case 'p':
i++;
while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
strncat(dataReadPath,(const char*)&buffer[i],1);
printf("dataReadPath=%s\n", dataReadPath);
break;
case 'o':
i++;
while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
strncat(dataWritePath,(const char*)&buffer[i],1);
printf("dataWritePath=%s\n", dataWritePath);
break;
case 'm':
i++;
```

```

        while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
            strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
        maxMovieLenght=atoi(bufferPart);
        strcpy(bufferPart,"");
        printf("maxMovieLenght=%d\t",maxMovieLenght);
        break;
    case 'd':
        i++;
        while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
            strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
        ficNo=atoi(bufferPart);
        strcpy(bufferPart,"");
        printf("ficNo=%d\t",ficNo);
        break;
    case 'f':
        i++;
        while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
            strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
        fadcNo=atoi(bufferPart);
        strcpy(bufferPart,"");
        printf("fadcNo=%d\t",fadcNo);
        break;
    case 'c':
        i++;
        while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
            strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
        channelNo=atoi(bufferPart);
        strcpy(bufferPart,"");
        printf("channelNo=%d\t",channelNo);
        break;
    case 'a':
        i++;
        while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
            strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
        findAvg=atoi(bufferPart);
        strcpy(bufferPart,"");
        printf("findAvg=%d\n",findAvg);
        break;
    case 'r':
        i++;
        while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
            strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
        Runs[nRuns]=atoi(bufferPart);
        strcpy(bufferPart,"");
        printf("run[%d]=%d\n",nRuns,Runs[nRuns]);
        nRuns++;
        break;

```



```

        case 's':
            i++;
            while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
                strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
            nra=atoi(bufferPart);
            strcpy(bufferPart,"");
            printf("nra=%d\t",nra);
            break;
        case 'e':
            i++;
            while(buffer[++i]!=' ' && i<256)
                strncat(bufferPart,(const char*)&buffer[i],1);
            nrt=atoi(bufferPart);
            strcpy(bufferPart,"");
            printf("nrt=%d\t",nrt);
            nr=nrt-nra+1;
            for(i=0;i<nr;i++) {Runs[nRuns]=i+nra;nRuns++;}
            printf("nRuns=%d\n",nRuns);
            break;
        default:
            break;
    }
}
}
}
}
fin.close();
printf("nRuns=%d\n",nRuns);
return err;
};

```

8.9 Η ρουτίνα main

Αυτή είναι υπεύθυνη για την ροή του προγράμματος.

8.9.1 Αρχείο fic.cpp

```

#include <iostream.h>
#include <fstream.h>
#include <stdlib.h>
#include <stdio.h>
#include <string.h>
#include <math.h>

#include "useropt.h"
#include "datacont.h"
#include "readf2.h"

```

```

#include "analysis.h"

void myhelp(int a){
    cout<<"FADC data reader"<<endl;
    cout<<"Author: dk, Date: 2/08/06"<<endl;
    cout<<"Parameters:"<<endl;
    cout<<"-f /path/fileName.txt: Options file"<<endl;
}

DataContainer dataC;

int main(int argc, char *argv[]){
    int errflag=0;
    char optionsFilename[256];
    for(int i=1;i<argc;i++){
        if(argv[i][0]!='-') continue;
        switch(argv[i][1]) {
            case 'h': case '?':
                myhelp(1);
                break;
            case 'f':
                strcpy(optionsFilename,argv[i+1]);
                break;
            default:
                myhelp(1);
                break;
        }//switch
    }//for i argv

    UserStartOptions *usrOpt=new UserStartOptions();
    errflag=usrOpt->getOptions(optionsFilename);
    if(errflag) return 1;
    dataC.initMovie(1,usrOpt->getmaxMovieLenght(),
        usrOpt->channelNo,usrOpt->fadcNo);

    DataReader *dataR=new DataReader();

    Analysis *dataA=new Analysis();
    dataA->setUsrOptions(usrOpt);

    for(int n=0;n<usrOpt->getnRuns();n++){
        printf("run[%d]=%d\n",n,usrOpt->getRuns(n));
        dataC.setRunNo(usrOpt->getRuns(n));
        dataR->prepareRun(usrOpt->getRuns(n),usrOpt->getdataReadPath(),
            usrOpt->getfadcNo(), usrOpt->getchannelNo());
        dataA->createFiles();
        while(!dataR->readEvent()) dataA->proccessMovie();
    }
}

```

```

    if(dataA->getRunMode()==1) dataA->saveAverage();
}
return errflag;
}

```

8.10 Το αρχείο οδηγού μεταγλωτιστή (compiler), makefile

Για να μεταγλωτιστεί το πρόγραμμα σε κώδικα μηχανής χρησιμοποιήθηκε ο τυποποιημένος μεταγλωτιστής για C++ gnu v 3.3. που παρέχεται ελεύθερα με τη διανομή Linux Fedora. Στο αρχείο makefile δηλώνονται οι βιβλιοθήκες που χρειάζονται και η θέση τους στο σκληρό δίσκο.

```

CC=cc
CXX=g++

```

```

CFLAGS = -g -W
LIBC= $(CERNLIB)/libpacklib.a /usr/lib/gcc-lib/i386-redhat-linux/3.3.3/libg2c.a -lm -lshift -L./

```

```

INCPATH = -I./

```

```

all: fic

```

```

fitlib:

```

```

$(CXX) -c $(CFLAGS) $(INCPATH) datacont.cpp
$(CXX) -c $(CFLAGS) $(INCPATH) minuitcpp.cpp
$(CXX) -c $(CFLAGS) $(INCPATH) depeak.cpp
$(CXX) -c $(CFLAGS) $(INCPATH) fittingfunctions.cpp
$(CXX) -c $(CFLAGS) $(INCPATH) dkfft.cpp
ar -rcs libfitLib.a minuitcpp.o datacont.o depeak.o fittingfunctions.o dkfft.o
rm minuitcpp.o datacont.o depeak.o fittingfunctions.o dkfft.o

```

```

fic: fitlib

```

```

$(CXX) $(CFLAGS) $(INC) useropt.cpp readf2.cpp analysis.cpp fic.cpp -lfitLib $(LIBC) -o fic

```

```

clean:

```

```

rm libfitLib.a fic *.o

```


9 Παράρτημα Β

Πρόγραμμα επιλογής παλμών και υπολογισμού ενέργειας. Το πρόγραμμα αυτό είναι γραμμένο σε ROOT C++. Μπορεί να τρέξει χρησιμοποιώντας τον μεταγλωτιστή CINT του πακέτου ανάλυσης ROOT. Αποτελείται από τα αρχεία: myhist.h, sample.h, resreader.h, rootres.h.

9.1 Αρχείο myhist.h

Σε αυτό το αρχείο ορίζεται η κλάση MyErrHist, στην οποία δημιουργούνται τα γραφήματα, στα οποία αποθηκεύονται τα αποτελέσματα. Επίσης εδώ ορίζονται και οι ρουτίνες bin2sec και TOF2E, με τις οποίες μετατρέπονται σε χρόνο και ενέργεια αντίστοιχα οι μονάδες χρόνου του fADC.

```
inline double TOF2E(double d, double tof){
// E=(gamma-1)*Mn , gamma = 1/sqrt(1-vita^2) , vita = d/(t*c)
double C_LIGHT = 299792458.;// m/sec
double m_n=939.5656328*1.e6; // m_n in eV
double beta,cx,gamma,n_energy;
if(tof!=0.) {
    beta=d/tof/C_LIGHT;
    cx=sqrt(1.-beta*beta);
    gamma=1./cx;
    n_energy = (gamma-1.)*m_n;
} else n_energy = 0.;
return n_energy;
};

inline double bin2sec(double bin){return bin/37.5e6;};//time in sec

inline double energyError(double t, double terr,double d){
double derr=0.0005;
double c=299792458.;
double b=pow(d/t/c,2.);
double m_n=939.5656328*1.e6; // m_n in eV
double aC=-m_n*pow(1.-b,-3./2.)*b/t;
double bC=m_n*pow(1.-b,-3./2.)*b/d;
double Eerr=sqrt(pow(aC*terr,2.)+pow(bC*derr,2.));
return Eerr;
};
```

```

class MyErrHist{
public:
    char name[12];
    int log;
    int N;
    double *X,*Y,*Xerr,*Yerr;
    double lowX,highX,errCut;
    TGraphErrors *grEr;
    TH1D *hY,*hXerr;

    MyErrHist(int l);
    void init(char *nm,int nb,double d,double u,double ec);
    void fill(double x,double xerr);
    TGraphErrors *exportGraph(char*tl);
};

MyErrHist::MyErrHist(int l){log=l;};

void MyErrHist::init(char *nm,int nb,double d,double u,double ec){
    sprintf(name,"%s",nm);
    N=nb;
    lowX=d;
    highX=u;
    errCut=ec;

    char hYname[12],hYtitle[128];
    sprintf(hYname,"%s",name);
    sprintf(hYtitle,"%s",name);
    char hXerrname[12],hXerrtitle[128];
    sprintf(hXerrname,"%serr",name);
    sprintf(hXerrtitle,"ERROR %s",name);
    cout<<"Creating hist: "<<hYname<<" and "<<hXerrname<<endl;

    if(log==0){
        X=new double[N];
        Y=new double[N];
        Xerr=new double[N];
        Yerr=new double[N];
        double step=(u-d)/double(N);
        for(int i=0;i<N;i++){
            X[i]=d+double(i)*step;
            Y[i]=0.0;
            Xerr[i]=0.0;
            Yerr[i]=0.0;
        }
        hY=new TH1D(hYname,hYtitle,N,lowX,highX);
    }
}

```

```

}
if(log==1){
    int nbpd=N;
    double Emin=lowX,Emax=highX;
    int nbE=(int)(TMath::Log10(Emax/Emin)*(double)nbpd);
    X=new double[nbE+1];
    Y=new double[nbE+1];
    Xerr=new double[nbE+1];
    Yerr=new double[nbE+1];
    double dE=TMath::Power((Emax/Emin),(1.0/(double)nbE));
    for(int i=0;i<nbE+1;i++){
        X[i]=Emin*TMath::Power(dE,i);
        Y[i]=0.0;
        Xerr[i]=0.0;
        Yerr[i]=0.0;
    }
    N=nbE;
    hY=new TH1D(hYname,hYtitle,N,X);
}
hXerr=new TH1D(hXerrname,hXerrtitle,1000,0.,errCut);
};

int MyErrHist::fill(double x,double xerr){
    int err=0;
    int i=0;
    while(i<N&&X[i]<x)      i++;
    Y[i]++;
    Xerr[i]+=(xerr*xerr);
    hY->Fill(x);
    hXerr->Fill(xerr);
    return err;
};

TGraphErrors *MyErrHist::exportGraph(char*tl){
    for(int i=0;i<N;i++){
        Xerr[i]=sqrt(Xerr[i]);
        // Yerr[i]=0.0;
    }
    grEr=new TGraphErrors(N,X,Y,Xerr,Yerr);
    char grName[12];
    sprintf(grName,"g%s",name);
    grEr->SetName((const char*)grName);
    grEr->SetTitle(tl);
    grEr->SetMarkerColor(41);
    grEr->SetMarkerStyle(1);
    return grEr;
};

```

```

class FlashFitPar{
public:
    char name[12];
    MyErrHist *Y0;
    MyErrHist *A;
    MyErrHist *t0;

    FlashFitPar(char *nm);
    saveHists();
};

FlashFitPar::FlashFitPar(char *nm){
    sprintf(name,"%s",nm);
    Y0=new MyErrHist(0);
    A=new MyErrHist(0);
    t0=new MyErrHist(0);
};

class PeakFitPar{
public:
    char name[12];
    MyErrHist *Y0;
    MyErrHist *A;
    MyErrHist *t0;
    MyErrHist *E;

    PeakFitPar(char *nm);
    saveHists();
};

PeakFitPar::PeakFitPar(char *nm){
    sprintf(name,"%s",nm);
    Y0=new MyErrHist(0);
    A=new MyErrHist(0);
    t0=new MyErrHist(0);
    E=new MyErrHist(1);
};

class AverageFitPar{
public:
    char name[12];
    MyErrHist *Y0;
    MyErrHist *A;

    AverageFitPar(char *nm);
    saveHists();
};

```



```
};

AverageFitPar::AverageFitPar(char *nm){
    sprintf(name,"%s",nm);
    Y0=new MyErrHist(0);
    A=new MyErrHist(0);
};
```

9.2 Αρχείο sample.h

Στο αρχείο αυτό ορίζουμε την κλάση Sample. Αυτή χρησιμοποιείται για την αποθήκευση των χαρακτηριστικών του στόχου, όπως μάζα, αβεβαιότητα μάζας, διάμετρο, σφάλμα διαμέτρου, κανάλι, ατομικό αριθμό και όνομα.

```
#include "myhist.h"

class Sample{
public:
    char name[12];
    int fadc, channel;
    double distance,mass,diameter;
    char path[255];
    FlashFitPar *hflash;
    PeakFitPar *hpeak;
    AverageFitPar *havg;
    Sample(char*nm,int f,int c,double d,char* p,double m,double diam);
};

void Sample::Sample(char*nm,int f,int c,double d,char* p,double m,double diam){
    fadc=f;
    channel=c;
    distance=d;
    mass=m;
    diameter=diam;
    sprintf(name,"%s",nm);
    sprintf(path,"%s",p);
    hflash=new FlashFitPar("flash");
    hpeak=new PeakFitPar("peak");
    havg=new AverageFitPar("avg");
};
```

9.3 Αρχείο resreader.h

Σε αυτό ορίζουμε τις κλάσεις Average και ResReader. Η πρώτη διαβάζει τα «μέσα σήματα» και η δεύτερη τα αποτελέσματα από τον υπολογισμό βέλτιστων συντελεστών.

```
#include "sample.h"
#include <fstream>

//using namespace std;

typedef struct {
    double val;
    double err;
} ValErr;

class Average{
public:
    int nTypes, avgLenght, nTypesEASTC, nTypesTOF;
    double *Crit, *norm, *avgArray;

    Average(){};
    int loadAverage(Sample *s,int r);
};

int Average::loadAverage(Sample *s,int r){
    double read;
    char avgFileName[128];
    sprintf(avgFileName,"%s/average%d%d_%d.txt",s->path,s->fadc,s->channel,r);
    ifstream avgFile(avgFileName);
    if(!avgFile){
        cout<<"Could not open file "<<avgFileName<<endl;
        return 1;
    }
    avgFile>>nTypesEASTC;
    avgFile>>nTypesTOF;
    nTypes=nTypesEASTC+nTypesTOF;
    avgFile>>avgLenght;
    Crit=new double[nTypes];
    norm=new double[nTypes];
    avgArray=new double[int(nTypes*avgLenght)];
    for(int i=0;i<nTypes;i++)    avgFile>>Crit[i];
    for(int t=0;t<nTypes;t++)    {
        avgFile>>norm[t];
        for(int l=0;l<avgLenght;l++)
            avgFile>>avgArray[int(t*avgLenght)+l];
    }
}
```

```

avgFile.close();
cout<<"-loadAverage- "<<nTypes<<endl;
return 0;
};

class ResReader{
    ifstream *fres;
public:
    ResReader(){};
    int openResFile(Sample *s, int r);
    int eventInfo(int *cT,double *bI,double *I);
    int nextFitPar(int *nFP,double *chsq,ValErr *fp);
};

int ResReader::openResFile(Sample *s, int r){
    char resfileName[255];
    sprintf(resfileName,"%sres%d%d%d.bin",s->path,s->fadc,s->channel,r);
    fres=new ifstream(resfileName,ios::binary);
    // fres->open(resfileName,ios::binary);
    if(!fres){
        cout<<"Could not open file "<<resfileName<<endl;
        return 1;
    }
    cout<<"Opened results file "<<resfileName<<endl;
    return 0;
};

int ResReader::eventInfo(int *cT,double *bI,double *I){
    if(fres->eof()){
        fres->close();
        return 1;
    }
    fres->read((char*)cT,sizeof(int));
    fres->read((char*)bI,sizeof(double));
    fres->read((char*)I,sizeof(double));
    return 0;
};

int ResReader::nextFitPar(int *nFP,double *chsq,ValErr *fp){
    fres->read((char*)nFP,sizeof(int));
    fres->read((char*)chsq,sizeof(double));
    // cout<<"readNextFitPar "<<*nFP<<" "<<*chsq<<endl;
    if(*nFP==-1)    {
        if(*chsq==0.)*chsq=1.;
        return int(*chsq);
    }
    fres->read((char*)fp,sizeof(ValErr)*(*nFP));
}

```

```
// for(int i=0;i<(*nFP);i++){
//   cout<<i<<" "<<fp[i].val<<" "<<fp[i].err<<endl;
// }
return 0;
};
```

9.4 Αρχείο rootres.h

Σε αυτό το αρχείο ορίζεται η κλάση RootRes. Αυτή είναι υπεύθυνη για την ροή του προγράμματος. Επίσης εδώ ορίζονται και οι αποδεκτές τιμές για τους συντελεστές που υπολογίστηκαν από τη ρουτίνα ανάλυσης παλμού.

```
#include "resreader.h"

class MyGraph{
public:
    int nPoints,cBin;
    char name[48];
    double *X,*Y;
    TGraph *gG;

    MyGraph();
    setName(char*nm);
    getName(char*nm);
    setGraph(TGraph *g);
    readFromFileGraph(char*nm,char*fn);
    double getY(double x);
    double getX();
    int getBinNumber(double x);
};

MyGraph::MyGraph(){};

void MyGraph::setName(char*nm){
    sprintf(name,"%s",nm);
    gG->SetName(name);
};

char* MyGraph::getName(){return (char*)gG->GetName();};

void MyGraph::setGraph(TGraph *g){
    gG=g;
    nPoints=gG->GetN();
    X=gG->GetX();
```

```

Y=gG->GetY();
};

void MyGraph::readFromFileGraph(char*nm,char*fn){
ifstream finCS(fn);
if(!finCS){
    cout<<"file "<<fn<<" do not exist"<<endl;
    return 0;
}
double Emin,Emax,none;
finCS>>nPoints>>Emin>>Emax;
X=new double[nPoints+1];
Y=new double[nPoints+1];
double dE=TMath::Power((Emax/Emin),(1.0/(double)nPoints));
for(int i=0;i<nPoints+1;i++) X[i]=Emin*TMath::Power(dE,i);
int n=0;
while(!finCS.eof()) finCS>>Y[n++]>>none;
gG=new TGraph(nPoints,X,Y);
setName(nm);
cout<<nm<<" "<<nPoints<<" "<<Emin<<" "<<Emax<<" OK"<<endl;
};

int MyGraph::getBinNumber(double x){
int bin=0;
if(x<X[0]||x>X[nPoints-1]) return 0;
while(x>X[bin++]);
return bin-1;
};

double MyGraph::getY(double x){
if(x>X[nPoints-1]||x<X[0]) return 0.;
cBin=getBinNumber(x);
return gG->Eval(x,0,"");
};

double MyGraph::getX(){return X[cBin];};

class RootRes{
public:
Sample *selS;
Sample *U235;
Sample *U238a;
Sample *U238b;
Sample *Th232a;
Sample *Th232b;
Sample *Np237;

```

```

ResReader *read;
Average *avg;

MyGraph *resolutionFunction;

int curType,nFitParam;
double beamInt,fl,chisq,flashBin,flashBinErr;
double flashTime,flashTimeErr,distShift;
ValErr fitPar[99];

double p,t1,t2,tc;
int totEvents, goodEvents;
int nRun, Run[200];

// TFile *rootResFile;
TH1D *hbeamT;
TH1D *hbeamA;
TH1D *htypesT;
TH1D *htypesA;
TH1D *hfIntglT;
TH1D *hfIntglA;

RootRes();
void selectSample(int n);
void initU235();
void initU238a();
void initU238b();
void initTh232a();
void initTh232b();
void initNp237();
void openRuns(int n,char* listName);
void openRun(int r);
void totalEventInfoFill();
void goodEventInfoFill();
int flashFill();
int avgFill();
void peakFill();
void saveRootRes();
};

RootRes::RootRes(){
resolutionFunction=new MyGraph();
resolutionFunction->readFromFileGraph("ResF",
    "/home/dkaradim/dk/theoryCS/lambda.hist");
nRun=0;
totEvents=0;
goodEvents=0;

```

```

p=9.9;
t1=1.2;
t2=4.3;
tc=t1*(log(p*t2+t1)-log(t1));
avg=new Average();
read=new ResReader();
hbeamT=new TH1D("hbeamT","beam Intensity total",1000,0.,10.);
hbeamA=new TH1D("hbeamA","beam Intensity valid",1000,0.,10.);
hbeamA->SetLineColor(2);
htypesT=new TH1D("htypesT","avg types total counts",50,0.,50);
htypesA=new TH1D("htypesA","avg types valid counts",50,0.,50);
htypesA->SetLineColor(2);
hfIntglT=new TH1D("hfIntglT","flash integral total counts",1000,0.,20000.);
hfIntglA=new TH1D("hfIntglA","flash integral valid counts",1000,0.,20000.);
hfIntglA->SetLineColor(2);
distShift=0.0;
// distShift=-11.0;
// distShift=-20.0;
};

```

```

void RootRes::openRuns(int n,char* listName){
    ifstream flist(listName);
    nRun=0;
    while(!flist.eof()){
        flist>>Run[nRun];
        nRun++;
    }
    nRun--;
    flist.close();
    selectSample(n);
    cout<<"Runs to process "<<nRun<<" for sample "<<selS->name<<endl;
    for(int i=0;i<nRun;i++)    openRun(Run[i]);
    saveRootRes();
};

```

```

void RootRes::openRun(int r){
    int err=0;
    avg->loadAverage(selS,r);
    read->openResFile(selS,r);
    while(!read->eventInfo(&curType,&beamInt,&fI)){
        err=0;
        totalEventInfoFill();
        read->nextFitPar(&nFitParam,&chisq,fitPar);//flash
        flashBin=0.;
        err=flashFill();
        read->nextFitPar(&nFitParam,&chisq,fitPar);//average
        if(!err)err=avgFill();
    }
}

```

```

    if(!err){
        goodEventInfoFill();
        cout<<" "<<flush;
    }else cout<<"-"<<err<<flush;
    while(!read->nextFitPar(&nFitParam,&chisq,fitPar)){//peaks
        if(!err)peakFill();
    }
}
cout<<endl;
};

```

```

void RootRes::totalEventInfoFill(){
    hbeamT->Fill(beamInt);
    htypesT->Fill(curType);
    hfIntglT->Fill(fI);
    // cout<<totEvents<<" beamInt "<<beamInt<<endl;
    totEvents++;
};

```

```

void RootRes::goodEventInfoFill(){
    hbeamA->Fill(beamInt);
    htypesA->Fill(curType);
    hfIntglA->Fill(fI);
    goodEvents++;
};

```

```

int RootRes::flashFill(){
    int err=0;
    double A,Y0,t0,Aerr,Y0err,t0err;
    Y0=fitPar[0].val;
    Y0err=fitPar[0].err;
    A=fitPar[1].val;
    Aerr=fitPar[1].err;
    t0=fitPar[5].val;
    t0err=fitPar[5].err;
    if(Y0<selS->hflash->Y0->lowX||Y0>selS->hflash->Y0->highX
        ||Y0err>selS->hflash->Y0->errCut)    err=1;
    if(A<selS->hflash->A->lowX||A>selS->hflash->A->highX
        ||Aerr>selS->hflash->A->errCut)    err=2;
    if(t0<selS->hflash->t0->lowX||t0>selS->hflash->t0->highX
        ||t0err>selS->hflash->t0->errCut)    err=3;
    if(!err){
        if(!((t0>58.&&t0<61.)||(t0>37.5&&t0<40.5)))
            err=4;
    }
    if(!err){
        flashBin=t0+tc;
    }
}

```



```

    flashBinErr=t0err;
    selS->hflash->Y0->fill(Y0,Y0err);
    selS->hflash->A->fill(A,Aerr);
    selS->hflash->t0->fill(t0,t0err);
//    cout<<"flash "<<flashBin<<" "<<flashBinErr<<endl;
}
return err;
};

int RootRes::avgFill(){
    int err=0;
    double A,Y0,Aerr,Y0err;
    Y0=fitPar[0].val;
    Y0err=fitPar[0].err;
    A=fitPar[1].val;
    Aerr=fitPar[1].err;
    if(Y0<selS->havg->Y0->lowX||Y0>selS->havg->Y0->highX
        ||Y0err>selS->havg->Y0->errCut)    err=10;
    if(A<selS->havg->A->lowX||A>selS->havg->A->highX
        ||Aerr>selS->havg->A->errCut) err=11;
    if(!err){
        selS->havg->Y0->fill(Y0,Y0err);
        selS->havg->A->fill(A,Aerr);
    }
    if(avg->norm[curType]<50)err=12;
    return err;
};

void RootRes::peakFill(){
    int err;
    double A,Y0,t0,Aerr,Y0err,t0err;
    double hitTime,hitTimeErr,eng,engErr;
    int nP=int(nFitParam/6);
    for(int n=0;n<nP;n++){
        err=0;
        Y0=fitPar[int(n*6)+0].val;
        Y0err=fitPar[int(n*6)+0].err;
        A=fitPar[int(n*6)+1].val;
        Aerr=fitPar[int(n*6)+1].err;
        t0=fitPar[int(n*6)+5].val;
        t0err=fitPar[int(n*6)+5].err;
        if(Y0<selS->hpeak->Y0->lowX||Y0>selS->hpeak->Y0->highX
            ||Y0err>selS->hpeak->Y0->errCut)    err++;
        if(A<selS->hpeak->A->lowX||A>selS->hpeak->A->highX
            ||Aerr>selS->hpeak->A->errCut)    err++;
        if(t0<selS->hpeak->t0->lowX||t0>selS->hpeak->t0->highX
            ||t0err>selS->hpeak->t0->errCut)    err++;
    }
}

```

```

if(!err){
    hitTime=bin2sec(t0+tc-flashBin);
    hitTimeErr=bin2sec(sqrt(pow(t0err,2.)+pow(flashBinErr,2.)));
    // hitTimeErr=sqrt(pow(t0err,2.)+pow(flashBinErr,2.));
    // hitTimeErr=hitTime*
    // sqrt(pow((t0+tc-flashBin)/hitTimeErr,2.)+pow(37.5/2.,2.));
    distShift=resolutionFunction->getY(TOF2E(selS->distance,hitTime));
    enrg=TOF2E(selS->distance+distShift,hitTime);
    // enrg=TOF2E(selS->distance,hitTime);
    enrgErr=energyError(hitTime,hitTimeErr,selS->distance);
    selS->hpeak->Y0->fill(Y0,Y0err);
    selS->hpeak->A->fill(A,Aerr);
    selS->hpeak->t0->fill(t0,t0err);
    // cout<<"peak "<<hitTime<<" "<<enrg<<" "<<enrgErr<<endl;
    selS->hpeak->E->fill(enrg,enrgErr);
}
}
};

```

```

void RootRes::saveRootRes(){
    char outRootName[255];
    sprintf(outRootName,"%s.root",selS->name);
    TFile *rootResFile=new TFile(outRootName,"RECREATE");
    resolutionFunction->gG->Write();
    hbeamT->Write();
    hbeamA->Write();
    htupesT->Write();
    htupesA->Write();
    hfIntglT->Write();
    hfIntglA->Write();
    selS->hflash->Y0->exportGraph("flash Y0")->Write();
    selS->hflash->Y0->hY->Write();
    selS->hflash->Y0->hXerr->Write();
    selS->hflash->A->exportGraph("flash A")->Write();
    selS->hflash->A->hY->Write();
    selS->hflash->A->hXerr->Write();
    selS->hflash->t0->exportGraph("flash t0")->Write();
    selS->hflash->t0->hY->Write();
    selS->hflash->t0->hXerr->Write();
    selS->havg->Y0->exportGraph("average Y0")->Write();
    selS->havg->Y0->hY->Write();
    selS->havg->Y0->hXerr->Write();
    selS->havg->A->exportGraph("average A")->Write();
    selS->havg->A->hY->Write();
    selS->havg->A->hXerr->Write();
    selS->hpeak->Y0->exportGraph("peak Y0")->Write();
    selS->hpeak->Y0->hY->Write();
}

```

```

selS->hpeak->Y0->hXerr->Write();
selS->hpeak->A->exportGraph("peak A")->Write();
selS->hpeak->A->hY->Write();
selS->hpeak->A->hXerr->Write();
selS->hpeak->t0->exportGraph("peak t0")->Write();
selS->hpeak->t0->hY->Write();
selS->hpeak->t0->hXerr->Write();
selS->hpeak->E->exportGraph("Energy")->Write();
selS->hpeak->E->hY->Write();
selS->hpeak->E->hXerr->Write();
rootResFile->Close();
};

```

```

void RootRes::selectSample(int n){
switch(n){
case 1:
    initU235();
    break;
case 2:
    initU238a();
    break;
case 3:
    initU238b();
    break;
case 4:
    initTh232a();
    break;
case 5:
    initTh232b();
    break;
case 6:
    initNp237();
    break;
}
};

```

```

void RootRes::initU235(){
U235=new Sample("U235",0,2,185.390,
//      "/home/dkaradim/dk/last/results/",35.6,80.);
      "/mnt/firewire/docs/data/th/u235/",35.6,80.);
U235->hflash->Y0->init("fY0",100,40.,140.,1.0);
U235->hflash->A->init("fA",1000,0.,15000.,50.);
U235->hflash->t0->init("ft0",1000,0.,100.,0.1);
U235->havg->Y0->init("aY0",300,-30.,30.,1.0);
U235->havg->A->init("aA",1000,0.8,1.2,0.1);
U235->hpeak->Y0->init("pY0",1000,-300.,300.,1.0);
U235->hpeak->A->init("pA",1000,150.,10000.,2.5);

```

```

U235->hpeak->t0->init("pt0",5000,0.,5000.,0.1);
U235->hpeak->E->init("E",100,1.e4,1.e9,1.e6);
selS=U235;
};

```

```

void RootRes::initU238a(){
  U238a=new Sample("U238a",1,1,185.432,
    "/mnt/firewire/docs/data/th/u238a/",25.4,80.);
  U238a->hflash->Y0->init("fY0",100,40.,140.,1.0);
  U238a->hflash->A->init("fA",1000,0.,15000.,50.);
  U238a->hflash->t0->init("ft0",1000,0.,100.,0.1);
  U238a->havg->Y0->init("aY0",300,-30.,30.,1.0);
  U238a->havg->A->init("aA",1000,0.8,1.2,0.1);
  U238a->hpeak->Y0->init("pY0",1000,-300.,300.,1.0);
  U238a->hpeak->A->init("pA",1000,150.,10000.,2.5);
  U238a->hpeak->t0->init("pt0",5000,0.,5000.,0.1);
  U238a->hpeak->E->init("E",100,1.e4,1.e9,1.e6);
  selS=U238a;
};

```

```

void RootRes::initU238b(){
  U238b=new Sample("U238b",1,2,185.421,
    "/mnt/firewire/docs/data/th/u238b/",23.3,80.);
  U238b->hflash->Y0->init("fY0",100,40.,140.,1.0);
  U238b->hflash->A->init("fA",1000,0.,15000.,50.);
  U238b->hflash->t0->init("ft0",1000,0.,100.,0.1);
  U238b->havg->Y0->init("aY0",300,-30.,30.,1.0);
  U238b->havg->A->init("aA",1000,0.8,1.2,0.1);
  U238b->hpeak->Y0->init("pY0",1000,-300.,300.,1.0);
  U238b->hpeak->A->init("pA",1000,150.,10000.,2.5);
  U238b->hpeak->t0->init("pt0",5000,0.,5000.,0.1);
  U238b->hpeak->E->init("E",100,1.e4,1.e9,1.e6);
  selS=U238b;
};

```

```

void RootRes::initTh232a(){
  Th232a=new Sample("Th232a",3,1,185.370,
    "/mnt/firewire/docs/data/th/th232_1/",38.2,80.);
  Th232a->hflash->Y0->init("fY0",100,40.,140.,1.0);
  Th232a->hflash->A->init("fA",1000,0.,15000.,50.);
  Th232a->hflash->t0->init("ft0",1000,0.,100.,0.1);
  Th232a->havg->Y0->init("aY0",300,-30.,30.,1.0);
  Th232a->havg->A->init("aA",1000,0.8,1.2,0.1);
  Th232a->hpeak->Y0->init("pY0",1000,-300.,300.,1.0);
  Th232a->hpeak->A->init("pA",1000,150.,10000.,2.5);
  Th232a->hpeak->t0->init("pt0",5000,0.,5000.,0.1);
  Th232a->hpeak->E->init("E",100,1.e4,1.e9,1.e6);
}

```

```

    selS=Th232a;
};

void RootRes::initTh232b(){
    Th232b=new Sample("Th232b",3,2,185.380,
        "/mnt/firewire/docs/data/th/th232_2/",37.6,80.);
    Th232b->hflash->Y0->init("fY0",100,40.,140.,1.0);
    Th232b->hflash->A->init("fA",1000,0.,15000.,50.);
    Th232b->hflash->t0->init("ft0",1000,0.,100.,0.1);
    Th232b->havg->Y0->init("aY0",300,-30.,30.,1.0);
    Th232b->havg->A->init("aA",1000,0.8,1.2,0.1);
    Th232b->hpeak->Y0->init("pY0",1000,-300.,300.,1.0);
    Th232b->hpeak->A->init("pA",1000,150.,10000.,2.5);
    Th232b->hpeak->t0->init("pt0",5000,0.,5000.,0.1);
    Th232b->hpeak->E->init("E",100,1.e4,1.e9,1.e6);
    selS=Th232b;
};

void RootRes::initNp237(){
    Np237=new Sample("Np237",2,2,185.442,
        "/mnt/firewire/docs/data/th/np237/",37.6,80.);
    Np237->hflash->Y0->init("fY0",300,0.,300.,1.0);
    Np237->hflash->A->init("fA",1000,0.,15000.,50.0);
    Np237->hflash->t0->init("ft0",1000,0.,100.,0.1);
    Np237->havg->Y0->init("aY0",300,-30.,30.,1.0);
    Np237->havg->A->init("aA",1000,0.8,1.2,0.1);
    Np237->hpeak->Y0->init("pY0",1000,-300.,300.,1.0);
    Np237->hpeak->A->init("pA",1000,50.,10000.,2.5);
    Np237->hpeak->t0->init("pt0",5000,0.,5000.,0.1);
    Np237->hpeak->E->init("E",100,1.e4,1.e9,1.e6);
    selS=Np237;
};

void runAllSamples(char* listName){
    RootRes *u5=new RootRes();
    u5->openRuns(1,listName);
    delete []u5;
    RootRes *u8a=new RootRes();
    u8a->openRuns(2,listName);
    delete []u8a;
    RootRes *u8b=new RootRes();
    u8b->openRuns(3,listName);
    delete []u8b;
    RootRes *tha=new RootRes();
    tha->openRuns(4,listName);
    delete []tha;
    RootRes *thb=new RootRes();

```

```
thb->openRuns(5,listName);  
};
```


10 Παράρτημα Γ

Πρόγραμμα οπτικοποίησης των αποτελεσμάτων. Είναι γραμμένο για να «τρέξει» μέσα από τον μεταγλωττιστή CINT του ROOT. Αποτελείται από τα αρχεία depeak.h και rootvis.h και πραγματοποιεί την οπτικοποίηση όλων των διαδικασιών της τεχνικής ανάλυσης παλμού. Αυτό γίνεται για να έχουμε καλύτερο έλεγχο στους υπολογισμούς. Για να λειτουργήσει η ρουτίνα αυτή, θα πρέπει το πρόγραμμα ανάλυσης παλμού να «τρέξει» με ειδική επιλογή, όπου και αποθηκεύει στο σκληρό δίσκο όλους τους υπολογισμούς που κάνει.

10.1 Αρχείο depeak.h

Στο αρχείο depeak.h ορίζεται η κλάση DEPeak, η οποία διευκολύνει τη χρήση των παραμέτρων της συνάρτησης παλμού.

```
typedef struct {
    int nb;
    double up;
    double down;
    char name[24];
} ParLimName;

typedef struct {
    double val;
    double err;
} ValErr;

class DEPeak{
public:
    int nPeaks;
    ValErr *parval;

    DEPeak(){nPeaks=0;};
    void setPeak(int np, ValErr *p){nPeaks=np;parval=p;};
    void print();

    double Yt(double t, int n){return Y0(0)+ampl(t,n);};
    double Yt(double t);
    double ampl(double t, int n);
    double tConst(int n);
```

```

double maxTime(int n);
double maxVal(int n){return ampl(maxTime(n),n);};

double Y0(int n){return parval[int(n*6)+0].val;};
double A(int n){return parval[int(n*6)+1].val;};
double p(int n){return parval[int(n*6)+2].val;};
double t1(int n){return parval[int(n*6)+3].val;};
double t2(int n){return parval[int(n*6)+4].val;};
double t0(int n){return parval[int(n*6)+5].val;};

double Y0Err(int n){return parval[int(n*6)+0].err;};
double AErr(int n){return parval[int(n*6)+1].err;};
double pErr(int n){return parval[int(n*6)+2].err;};
double t1Err(int n){return parval[int(n*6)+3].err;};
double t2Err(int n){return parval[int(n*6)+4].err;};
double t0Err(int n){return parval[int(n*6)+5].err;};

double getVal(int n,int i){return parval[int(n*6)+i].val;};
double getErr(int n,int i){return parval[int(n*6)+i].err;};
};

double DEPeak::tConst(int n){
double retVal=p(n)*t2(n)+t1(n);
if(retVal>0.&&t1(n)>0.){
    retVal=t1(n)*(log(retVal)-log(t1(n)));
}else retVal=0.;
return retVal;
};

double DEPeak::ampl(double t, int n){
double retVal=0.;
if(t-t0(n)>0.&&t0(n)!=0.)
    retVal=A(n)*pow(1-exp(-(t-t0(n))/t1(n)),p(n))*exp(-(t-t0(n))/t2(n));
return retVal;
};

double DEPeak::Yt(double t){
double retVal=Y0(0);
for(int n=0;n<nPeaks;n++) retVal+=ampl(t,n);
return retVal;
};

double DEPeak::maxTime(int n){
double retVal=tConst(n);
if(retVal>0.)retVal+=t0(n);
return retVal;
};

```

```

void DEPeak::print(){
  for(int p=0;p<nPeaks;p++){
    cout<<"<p><<nPeaks<<"\t"<<maxTime(p)<<">"<<endl;
    for(int i=0;i<6;i++) printf("%d|%.1le|",i,getVal(p,i));
    // cout<<getVal(p,i)<<" ";
    cout<<endl;
    for(int i=0;i<6;i++) printf("%d|%.1le|",i,getErr(p,i));
    // cout<<getErr(p,i)<<" ";
    cout<<endl;
  }
  cout<<"-----"<<endl;
};

```

10.2 Αρχείο rootvis.h

Το αρχείο rootvis.h αναλαμβάνει την οπτικοποίηση των αποτελεσμάτων.

```

#include <stdio.h>
#include <fstream>
#include "depeak.h"

class RootVis{
public:
  // ifstream fmovie;
  // ifstream ffpars;
  ofstream ASCmov;
  FILE *fmovie;
  FILE *ffpars;
  int nfitPar;
  ValErr fitPar[50];
  DEPeak *depeak;
  double chisq;
  int enevtNo;
  TH1D *averageHist[99];
  TH1D *hmovie;
  TH1D *hfftmovie;
  TH1D *hsubmovie;
  TH1D *hflash;
  TH1D *hfitpar;
  TH1D *havg;
  TH1D *hincG;
  double *Crit;
  double *norm;
  double *avgArray;

```

```

int nTypes,avgLenght,nTypesEASTC,nTypesTOF;
int flashBin,startBin,curType;
int movieLenght,fadc,channel,run;
double movieData[9999];
double flashTime;
double beamInt,fl;

```

```

RootVis(int r, int f, int c);
void loadAverage();
void presentAverages();
void presentAverage(int n);
void presentAverageEntries();
void getNextEvent();
void getFlash();
void getAvg();
void getPeaks();
void readEventInfo();
void getNextMovie();
int readNextFitPar();
};

```

```

RootVis::RootVis(int r, int f, int c){
    enevtNo=0;
    fadc=f;
    channel=c;
    run=r;
    loadAverage();
    depeak=new DEPeak();
    hmovie=new TH1D("hmovie","MOVIE",4500,0.,4500.);
    hsubmovie=new TH1D("hsubmovie","SUBMOVIE",4500,0.,4500.);
    hsubmovie->SetLineColor(4);
    hfftmovie=new TH1D("hfftmovie","SUBMOVIE",4500,0.,4500.);
    hfftmovie->SetLineColor(7);
    havg=new TH1D("havg","Average",4500,0.,4500.);
    havg->SetLineColor(6);
    hincG=new TH1D("hincG","GAMMA",4500,0.,4500.);
    hincG->SetLineColor(9);
    hflash=new TH1D("hflash","FLASH",100,0.,100.);
    hflash->SetLineColor(8);
    hfitpar=new TH1D("hfitpar","fit parameters",4500,0.,4500.);
    hfitpar->SetLineColor(2);
    char movFileName[128];
    sprintf(movFileName,"./mov%d%d%d.bin",fadc,channel,run);
    fmovie=fopen(movFileName,"rb");
    if(!fmovie)cout<<"ERROR " <<movFileName<<endl;
    char resFileName[128];
    sprintf(resFileName,"./res%d%d%d.bin",fadc,channel,run);
}

```

```

ffpars=fopen(resFileName,"rb");
if(!ffpars)cout<<"ERROR "<<resFileName<<endl;
ASCmov.open("./ASCPulses.txt");
};

void RootVis::loadAverage(){
double read;
char avgFileName[128];
sprintf(avgFileName, "./average%d%d_%d.txt", fadc, channel, run);
ifstream avgFile(avgFileName);
avgFile>>nTypesEASTC;
avgFile>>nTypesTOF;
nTypes=nTypesEASTC+nTypesTOF;
avgFile>>avgLenght;
Crit=new double[nTypes];
norm=new double[nTypes];
avgArray=new double[int(nTypes*avgLenght)];
for(int i=0;i<nTypes;i++) avgFile>>Crit[i];
for(int t=0;t<nTypes;t++) {
avgFile>>norm[t];
for(int l=0;l<avgLenght;l++)
avgFile>>avgArray[int(t*avgLenght)+l];
}
avgFile.close();
cout<<"loadAverage -> "<<nTypes<<endl;
presentAverages();
};

void RootVis::presentAverages(){
char histName[128],histTitle[128];
for(int i=0;i<nTypes;i++) {
sprintf(histName,"avg%d",i);
sprintf(histTitle,"average[%d] limit %d entries %d",i,Crit[i],norm[i]);
averageHist[i]=new TH1D(histName,histTitle,avgLenght,0,avgLenght);
for(int t=0;t<avgLenght;t++)
averageHist[i]->SetBinContent(t,avgArray[int(i*avgLenght)+t]);
averageHist[i]->SetLineColor(30+i);
}
int maxNorm=0;
int maxNormIndex=0;
for(int i=0;i<nTypes;i++){
if(norm[i]>maxNorm){
maxNorm=norm[i];
maxNormIndex=i;}
}
averageHist[maxNormIndex]->Draw();
for(int i=0;i<nTypes;i++)

```

```

    if(i!=maxNormIndex&&norm[i]>50)averageHist[i]->Draw("same");
};

void RootVis::presentAverageEntries(){
    TH1D *avgEntries;
    char histName[128],histTitle[128];
    avgEntries=new TH1D("avgEntries","Average Entries",nTypes,0,nTypes);
    for(int i=0;i<nTypes;i++)    avgEntries->SetBinContent(i,norm[i]);
    avgEntries->Draw();
};

void RootVis::presentAverage(int n){
    averageHist[n]->Draw();
};

void RootVis::getNextEvent(){
    enevtNo++;
    // cout<<"-----"<<endl;
    cout<<"-----EVENT--<<"<<enevtNo<<">-----"<<endl;
    // cout<<"-----"<<endl;
    getNextMovie();
    readEventInfo();
    getFlash();
    getAvg();
    getPeaks();
    hmovie->Draw();
    hsubmovie->Draw("same");
    hfftmovie->Draw("same");
    hflash->Draw("same");
    hfitpar->Draw("same");
    havg->Draw("same");
    hincG->Draw("same");
};

void RootVis::getFlash(){
    for(int i=0;i<100;i++)hflash->SetBinContent(i,0.);
    readNextFitPar();
    int np=int(double(nfitPar)/6.);
    depeak->setPeak(np,fitPar);
    cout<<"--FLASH--"<<" <"<<chisq<<">"<<endl;
    depeak->print();
    int p=0;
    double Aflash=0.;
    for(int n=0;n<np;n++){
        if(Aflash<depeak->A(n)){
            Aflash=depeak->A(n);
            p=n;
        }
    }
}
206

```

```

    }
}
p=0;
flashTime=depeak->maxTime(p);
flashBin=int(flashTime+.455);
startBin=flashBin-10;
for(int i=int(depeak->t0(0)+.455);i<int(depeak->maxTime(np-1)+.455)+19;i++)
    hflash->SetBinContent(i,depeak->Yt(double(i)));
cout<<"flashTime="<<flashTime<<" fI="<<fI<<" beamInt="<<beamInt<<endl;
};

```

```

void RootVis::getAvg(){
double val,incGamma;
readNextFitPar();
cout<<"--Avg-- type="<<curType<<" chisq="<<chisq
    <<" entries="<<norm[curType]<<endl;
for(int i=0;i<4;i++){
    cout<<"<<i<<"> "<<fitPar[i].val<<" "<<fitPar[i].err<<" ";
int shift=30+startBin;
for(int i=0;i<4500;i++){
    val=0.;
    incGamma=0.;
    if(i>=startBin&&i<avgLenght+startBin){
        incGamma=0.;
        if(i>=shift){
            incGamma=pow(double(i-shift),fitPar[2].val)
                *exp(-double(i-shift)*fitPar[2].val);
            incGamma=fitPar[3].val*incGamma*(1.-incGamma);
        }
        val=fitPar[0].val+incGamma+fitPar[1].val*
            (avgArray[i-startBin+int(curType*avgLenght)]);
    }
    hincG->SetBinContent(i,incGamma);
    havg->SetBinContent(i,val);
}
cout<<endl;
cout<<"-----"<<endl;
};

```

```

void RootVis::getPeaks(){
int np;
for(int i=1;i<4500;i++)hfitpar->SetBinContent(i,0.);
while(!readNextFitPar()){
    np=int(double(nfitPar)/6.);
    depeak->setPeak(np,fitPar);
    cout<<"--PEAK--"<<" <"<<chisq<<">"<<endl;
    depeak->print();
}

```

```

        for(int i=int(depeak->t0(0)+.455);i<int(depeak->maxTime(np-1)+.455)+9;i++)
            hfitpar->SetBinContent(i,depeak->Yt(double(i)));
    }
};

void RootVis::getNextMovie(){
    fread((const void*)&movieLenght,sizeof(int),1,fmovie);
    fread((const void*)&movieData,sizeof(double),movieLenght,fmovie);
    for(int i=0;i<movieLenght;i++)        hmovie->SetBinContent(i,movieData[i]);
    // ASCmov<<movieLenght<<endl;
    // for(int i=0;i<movieLenght;i++)ASCmov<<movieData[i]<<" ";
    // ASCmov<<endl;
    fread((const void*)&movieLenght,sizeof(int),1,fmovie);
    fread((const void*)&movieData,sizeof(double),movieLenght,fmovie);
    for(int i=0;i<movieLenght;i++)        hsubmovie->SetBinContent(i,movieData[i]);
    fread((const void*)&movieLenght,sizeof(int),1,fmovie);
    fread((const void*)&movieData,sizeof(double),movieLenght,fmovie);
    for(int i=0;i<movieLenght;i++)        hfftmovie->SetBinContent(i,movieData[i]);
};

void RootVis::readEventInfo(){
    fread((const void*)&curType,sizeof(int),1,ffpars);
    fread((const void*)&beamInt,sizeof(double),1,ffpars);
    fread((const void*)&fI,sizeof(double),1,ffpars);
};

int RootVis::readNextFitPar(){
    fread((const void*)&nfitPar,sizeof(int),1,ffpars);
    fread((const void*)&chisq,sizeof(double),1,ffpars);
    // cout<<"readNextFitPar "<<nfitPar<<" "<<chisq<<endl;
    if(nfitPar===-1)        {
        if(chisq==0.)chisq=1.;
        return int(chisq);
    }
    fread((const void*)&fitPar,sizeof(ValErr),nfitPar,ffpars);
    // for(int i=0;i<nfitPar;i++){
    //     cout<<i<<" "<<fitPar[i].val<<" "<<fitPar[i].err<<endl;
    // }
    return 0;
};

```


11 Παράρτημα Δ

Πρόγραμμα υπολογισμού σχετικής ενεργού διατομής.

Το πρόγραμμα σχεδιάστηκε για να εκτελείται μέσα από τον μεταγλωτιστή CINT του ROOT. Αποτελείται από τα αρχεία dkfft.h, mygraph.h, sample.h και resfinal.h. Το πρόγραμμα διαβάζει τα γραφήματα και κάνει τις απαραίτητες πράξεις για τον υπολογισμό της σχετικής ενεργού διατομής.

11.1 Αρχείο dkfft.h

Εδώ ορίζονται τα φίλτρα τα οποία χρησιμοποιούνται.

```
//providing an array data with complex numbers at the form
//data[0]=real, data[1]=img, ... data[n]=real ,data[n+1]=img
//you get the fft of the data at the same array
//if iflag=-1 you get the inverse tranformation

class DKFFT{
public:
//  int sizeIN;
//  double *dataIN;
//  int sizeFF;
//  double *freqFilter;

    DKFFT();
    void four1(int size,double *data,int isign);
    void realft(int datasize, double *data, int isign);
    void conlv(int datasize, double *data, int respnsize, double *respns,
               int anssize, double *ans, const int isign);
    void divideWithFilter(int sizeIN, double *dataIN,
                          int sizeFF, double *freqFilter);
    void freqCutWW(double fcut, double width, int size,double *data);
    void freqCut(double fstr,double fstp,int size,double *data);
    void SWAP(double *a,double *b);
    void help();
};

DKFFT::DKFFT(){};

int DKFFT::MIN(int a,int b){
    if(a<=b)return a;
```

```

else return b;
};

void DKFFT::four1(int size,double *data,int isign){
int n,mmax,m,j,istep,i;
double wtemp,wr,wpr,wpi,wi,theta,tempr,tempi;

int nn=int(size/2);
n=nn<<1;
j=1;
for(i=1;i<n;i+=2){
    if(j>i){
        SWAP(&data[j-1],&data[i-1]);
        SWAP(&data[j],&data[i]);
    }
    m=nn;
    while(m>=2&&j>m){
        j-=m;
        m>>=1;
    }
    j+=m;
}
// Danielson - Lanczos routine
mmax=2;
while(n>mmax){
    istep=mmax << 1;
    theta=isign*(6.28318530717959/mmax);
    wtemp=sin(0.5*theta);
    wpr=-2.0*wtemp*wtemp;
    wpi=sin(theta);
    wr=1.0;
    wi=0.0;
    for(m=1;m<mmax;m+=2){
        for(i=m;i<=n;i+=istep){
            j=i+mmax;
            tempr=wr*data[j-1]-wi*data[j];
            tempi=wr*data[j]+wi*data[j-1];
            data[j-1]=data[i-1]-tempr;
            data[j]=data[i]-tempi;
            data[i-1]+=tempr;
            data[i]+=tempi;
        }
        wr=(wtemp=wr)*wpr-wi*wpi+wr;
        wi=wi*wpr+wtemp*wpi+wi;
    }
    mmax=istep;
}
}

```

```

};

void DKFFT::realft(int datasize, double *data, int isign){
    int i,i1,i2,i3,i4;
    double c1=0.5,c2,h1r,h1i,h2r,h2i,wr,wi,wpr,wpi,wtemp,theta;

    int n=datasize;
    theta=3.141592653589793238/double(n>>1);
    if(isign==1){
        c2=-0.5;
        four1(datasize,data,1);
    }else{
        c2=0.5;
        theta=-theta;
    }
    wtemp=sin(0.5*theta);
    wpr=-2.0*wtemp*wtemp;
    wpi=sin(theta);
    wr=1.0+wpr;
    wi=wpi;
    for(i=1;i<(n>>2);i++){
        i2=1+(i1=i+1);
        i4=1+(i3=n-i1);
        h1r=c1*(data[i1]+data[i3]);
        h1i=c1*(data[i2]-data[i4]);
        h2r=-c2*(data[i2]+data[i4]);
        h2i=c2*(data[i1]-data[i3]);
        data[i1]=h1r+wr*h2r-wi*h2i;
        data[i2]=h1i+wr*h2i-wi*h2r;
        data[i3]=h1r-wr*h2r+wi*h2i;
        data[i4]=-h1i+wr*h2i+wi*h2r;
        wr=(wtemp=wr)*wpr-wi*wpi+wr;
        wi=wi*wpr+wtemp*wpi+wi;
    }
    if(isign==1){
        data[0]=(h1r=data[0])+data[1];
        data[1]=h1r-data[1];
    }else{
        data[0]=c1*((h1r=data[0])+data[1]);
        data[1]=c1*(h1r-data[1]);
        four1(datasize,data,-1);
    }
};

void DKFFT::conlv(int datasize, double *data, int respnsize, double *respns,
    int ans size, double *ans, const int isign){
    int i, no2;

```

```

double mag2, tmp;

int n=datasize;
int m=respnssize;
double *temp=new double[n];
temp[0]=respns[0];
for(i=1;i<=(m+1)/2;i++){
    temp[i]=respns[i];
    temp[n-i]=respns[m-i];
}
for(i=(m+1)/2;i<=n-(m+1)/2;i++)    temp[i]=0.0;
for(i=0;i<n;i++)    ans[i]=data[i];
realft(anssize,ans,1);
realft(datasize,temp,1);
no2=n>>1;
if(isign==1){
    for(i=2;i<n;i+=2){
        tmp=ans[i];
        ans[i]=(ans[i]*temp[i]-ans[i+1]*temp[i+1])/no2;
        ans[i+1]=(ans[i+1]*temp[i]+tmp*temp[i+1])/no2;
    }
    ans[0]=ans[0]*temp[0]/no2;
    ans[1]=ans[1]*temp[1]/no2;
}else if(isign==-1){
    for(i=2;i<n;i+=2){
        if((mag2=sqrt(temp[i]+sqrt(temp[i+1]))==0.0)
            printf("error deconvolving at response zero 1\n");
        tmp=ans[i];
        ans[i]=(ans[i]*temp[i]+ans[i+1]*temp[i+1])/mag2/no2;
        ans[i+1]=(ans[i+1]*temp[i]-tmp*temp[i+1])/mag2/no2;
    }
    if(temp[0]==0.0||temp[1]==0.0)
        printf("error deconvolving at response zero 2\n");
    ans[0]=ans[0]/temp[0]/no2;
    ans[1]=ans[1]/temp[1]/no2;
}else printf("No meaning for isign in convlv\n");
realft(anssize,ans,-1);
};

void DKFFT::divideWithFilter(int sizeIN, double *dataIN,
    int sizeFF, double *freqFilter){
    int Nfilter=int(sizeFF/2);
    int Ndata=int(sizeIN/2);
    double a,b,c,d,par;
    int n1,n2;
    for(n1=2;n1<Nfilter;n1+=2){
        n2=int(double(n1)*double(Ndata)/double(Nfilter));

```

```

a=dataIN[n2];
b=dataIN[n2+1];
c=freqFilter[n1];
d=freqFilter[n1+1];
if(fabs(c)>=fabs(d)){
    par=c+d*(d/c);
    dataIN[n2]=(a+b*(d/c))/par;
    dataIN[n2+1]=(b-a*(d/c))/par;
}else{
    par=c*(c/d)+d;
    dataIN[n2]=(a*(c/d)+b)/par;
    dataIN[n2+1]=(b*(c/d)-a)/par;
}
n2=int(2*Ndata)-int(double(n1)*double(Ndata)/double(Nfilter));
a=dataIN[n2];
b=dataIN[n2+1];
c=freqFilter[int(2*Nfilter)-n1];
d=freqFilter[int(2*Nfilter)-n1+1];
if(fabs(c)>=fabs(d)){
    par=c+d*(d/c);
    dataIN[n2]=(a+b*(d/c))/par;
    dataIN[n2+1]=(b-a*(d/c))/par;
}else{
    par=c*(c/d)+d;
    dataIN[n2]=(a*(c/d)+b)/par;
    dataIN[n2+1]=(b*(c/d)-a)/par;
}
}
//special case
//n1=Nfilter, n2=Ndata
n1=Nfilter;
n2=Ndata;
a=dataIN[n2];
b=dataIN[n2+1];
c=freqFilter[n1];
d=freqFilter[n1+1];
if(fabs(c)>=fabs(d)){
    par=c+d*(d/c);
    dataIN[n2]=(a+b*(d/c))/par;
    dataIN[n2+1]=(b-a*(d/c))/par;
}else{
    par=c*(c/d)+d;
    dataIN[n2]=(a*(c/d)+b)/par;
    dataIN[n2+1]=(b*(c/d)-a)/par;
}
//special case
//n1=0, n2=0

```

```

n1=0;
n2=0;
a=dataIN[n2];
b=dataIN[n2+1];
c=freqFilter[n1];
d=freqFilter[n1+1];
if(fabs(c)>=fabs(d)){
    par=c+d*(d/c);
    dataIN[n2]=(a+b*(d/c))/par;
    dataIN[n2+1]=(b-a*(d/c))/par;
}else{
    par=c*(c/d)+d;
    dataIN[n2]=(a*(c/d)+b)/par;
    dataIN[n2+1]=(b*(c/d)-a)/par;
}
};

void DKFFT::freqCutWW(double fcut, double width, int size,double *data){
    int N=int(size/2);
    int n;
    double f,w,s;
    s=width/2.35482;
    for(int n=2;n<N;n+=2){
        f=(double(n/2)-1.)/double(N);
        w=1.-exp(-pow((f-fcut),2.)/(2*pow(s,2.)));
        //printf("%d w(%lf)=%lf fcut=%lf\n",n,f,w,fcut);
        data[n]=w*data[n];
        data[n+1]=w*data[n];
        data[int(2*N)-n]=w*data[n];
        data[int(2*N)-n+1]=w*data[n];
    }
}

void DKFFT::freqCut(double fstr,double fstp,int size,double *data){
    double f;
    int N=int(size/2);
    int n;
    for(int n=2;n<N;n+=2){
        f=(double(n/2)-1.)/double(N);
        if(f>=fstr&&f<=fstp){
            data[n]=0.;
            data[n+1]=0.;
            data[int(2*N)-n]=0.;
            data[int(2*N)-n+1]=0.;
        }
    }
};

```

```

void DKFFT::SWAP(double *a,double *b){
    double tmpa=*a;
    *a=*b;
    *b=tmpa;
};

void DKFFT::help(){
    printf("providing an array data with complex numbers at the form");
    printf("data[0]=real, data[1]=img, ... data[n]=real ,data[n+1]=img");
    printf("you get the fft of the data at the same array");
    printf("if isign=-1 you get the inverse tranformation");
};

```

11.2 Αρχείο mygraph.h

Εδώ ορίζεται η κλάση με την οποία χειριζόμαστε τα γραφήματα.

```

#include "dkfft.h"

class MyGraph{
public:
    char name[48];
    int nPoints;
    double *X,*Y;
    TGraph *gE;

    MyGraph(TGraph *g);
    double getY(double x);
    int getBinNumber(double x);
    void applyMedian(int w);
    void updateG();
};

int MyGraph::getBinNumber(double x){
    int bin=0;
    if(x<X[0]||x>X[nPoints-1]) return 0;
    while(x>X[bin++]);
    return bin-1;
};

MyGraph::MyGraph(TGraph *g){
    gE=g;
    sprintf(name,"%s",gE->GetName());
    nPoints=gE->GetN();
}

```



```

X=gE->GetX();
Y=gE->GetY();
};

```

```

void MyGraph::applyMedian(int w){
double *window=new double[w];
int i,j,n,m;
m=int(w/2);
double tmp;
for(i=0;i<nPoints;i++){
for(n=0;n<w;n++)window[n]=Y[i+n];
for(n=0;n<w;n++){
for(j=n;j<w;j++)
if(window[n]>window[j]){
tmp=window[j];
window[j]=window[n];
window[n]=tmp;
}
}
Y[i+m]=window[m];
}
updateG();
};

```

```

void MyGraph::updateG(){
sprintf(name,"%s",gE->GetName());
gE=new TGraphErrors(nPoints,X,Y,Xerr,Yerr);
gE->SetName(name);
nPoints=gE->GetN();
X=gE->GetX();
Y=gE->GetY();
Xerr=gE->GetEX();
Yerr=gE->GetEY();
};

```

```

double MyGraph::getY(double x){
if(x>=X[nPoints-1]||x<=X[0]) return 0.;
return gE->Eval(x,0,"");
};

```

```

class MyErrorGraph{
public:
char name[48];
int nPoints;
double *X,*Y,*Xerr,*Yerr;
TGraphErrors *gE;
int cb;

```

```

MyErrorGraph(TGraphErrors *g);
MyErrorGraph(char*name,char*path,int option);
int getBinNumber(double x);
double getY(double x);
double getX();
double getXerr();
double getYerr();
void applyMedian(double sEnrg,int w);
TGraph *applyFFT(double sEnrg,int startFreq,int endFreq);
void updateG();
};

```

```

MyErrorGraph::MyErrorGraph(TGraphErrors *g){
    gE=g;
    sprintf(name,"%s",gE->GetName());
    nPoints=gE->GetN();
    X=gE->GetX();
    Y=gE->GetY();
    Xerr=gE->GetEX();
    Yerr=gE->GetEY();
}

```

```

MyErrorGraph::MyErrorGraph(char*nm,char*fn,int option){
    double XU,XerrU,YU,YerrU;
    int i=0;
    int errFlag=0;
    sprintf(name,"%s",nm);
    X=new double[9999];
    Y=new double[9999];
    Xerr=new double[9999];
    Yerr=new double[9999];
    ifstream finCS(fn);
    if(!finCS)    cout<<"file "<<fn<<" do not exist."<<endl;
    if(option==1)finCS>>XU>>XerrU>>YU>>YerrU;
    if(option==2)finCS>>XU>>YU>>YerrU;
    if(YerrU<0.){
        errFlag=1;
        YerrU=-YerrU;
    };
    while(!finCS.eof()) {
        Xerr[i]=0.;
        if(option==1)finCS>>X[i]>>Xerr[i]>>Y[i]>>Yerr[i];
        if(option==2)finCS>>X[i]>>Y[i]>>Yerr[i];
        X[i]=X[i]*XU;
        Y[i]=Y[i]*YU;
        if(option==1)Xerr[i]=Xerr[i]*XerrU;

```

```

    if(!errFlag) Yerr[i]=Yerr[i]*Y[i]/YerrU;
    else Yerr[i]=Yerr[i]*YerrU;
    i++;
}
nPoints=i-1;
gE=new TGraphErrors(nPoints,X,Y,Xerr,Yerr);
gE->SetName(nm);
};

int MyErrorGraph::getBinNumber(double x){
    int bin=0;
    if(x<X[0]||x>X[nPoints-1]) return 0;
    while(bin<nPoints-1&& x>X[bin])bin++;
    bin--;
    return bin;
};

double MyErrorGraph::getY(double x){
    if(x>X[nPoints-1]||x<X[0]) return 0.;
    cb=getBinNumber(x);
    return gE->Eval(x,0,"");
};

double MyErrorGraph::getX(){
    if(cb>0&&cb<nPoints)return X[cb];
    return 0.;
};

double MyErrorGraph::getXerr(){
    if(cb>0&&cb<nPoints)return Xerr[cb];
    return 0.;
};

double MyErrorGraph::getYerr(){
    if(cb>0&&cb<nPoints)return Yerr[cb];
    return 0.;
};

void MyErrorGraph::applyMedian(double sEnrg,int w){
    double *window=new double[w];
    int i,j,n,m;
    m=int(w/2);
    double tmp;
    int snP=getBinNumber(sEnrg);
    int nP=nPoints-snP;
    for(i=snP;i<nPoints;i++){
        for(n=0;n<w;n++)window[n]=Y[i+n];
    }
}

```

```

    for(n=0;n<w;n++){
        for(j=n;j<w;j++){
            if(window[n]>window[j]){
                tmp=window[j];
                window[j]=window[n];
                window[n]=tmp;
            }
        }
        Y[i+m]=window[m];
    }
    updateG();
};

```

```

TGraph *MyErrorGraph::applyFFT(double sEnrg,int startFreq,int endFreq){
    DKFFT *f=new DKFFT();
    int n=getBinNumber(sEnrg);
    int nP=nPoints-n;
    int N=int(pow(2.,double(int(1./log(2.)*log(double(nP))+1))));
    int NN=int(double(N)*2.);
    cout<<"fourier nP="<<nP<<" N="<<N<<endl;
    double *cA=new double[NN];
    int c=n;
    for(int i=0;i<NN;i+=2){
        if(c<nPoints) cA[i]=Y[c++];
        else cA[i]=0.;
        cA[i+1]=0.;
    }
    f->four1(NN,cA,1);
    double *Xnew=new double[N];
    double *Ynew=new double[N];
    for(int i=0;i<N;i++){
        c=int(2.*double(i));
        Ynew[i]=sqrt(pow(cA[c],2.)+pow(cA[c+1],2.));
        Xnew[i]=double(i);
    }
    TGraph *fftgraph=new TGraph(int(double(N)/2.),Xnew,Ynew);
    char fftName[48];
    sprintf(fftName,"FFT_%s",name);
    fftgraph->SetName(fftName);
    for(int i=startFreq;i<endFreq;i++){
        cA[i]=0.;cA[i+1]=0.;
        cA[NN-i-2]=0.;cA[NN-i-1]=0.;
    }
    f->four1(NN,cA,-1);
    c=n;
    for(int i=0;i<NN;i+=2)if(c<nPoints) Y[c++]=cA[i]/double(N);
    sprintf(name,"Filtered_%s",name);

```

```

gE=new TGraphErrors(nPoints,X,Y,Xerr,Yerr);
gE->SetName(name);
return fftgraph;
};

```

```

void MyErrorGraph::updateG(){
    sprintf(name,"%s",gE->GetName());
    gE=new TGraphErrors(nPoints,X,Y,Xerr,Yerr);
    gE->SetName(name);
    nPoints=gE->GetN();
    X=gE->GetX();
    Y=gE->GetY();
    Xerr=gE->GetEX();
    Yerr=gE->GetEY();
};

```

```

class TheoryCs{
public:
    int nPoints;
    double X[99999],Y[99999];
    TheoryCs(char*nm,char*fn);
    TheoryCs(char*nm,char*fn,int sl);
    TGraph *thCS;
    double getY(double x);
};

```

```

TheoryCs::TheoryCs(char*nm,char*fn){
    double Xunits;
    double Yunits;
    int i=0;
    ifstream finCS(fn);
    if(!finCS){
        cout<<"file "<<fn<<" do not exist"<<endl;
        return 0;
    }
    finCS>>Xunits>>Yunits;
    while(!finCS.eof()) {
        finCS>>X[i]>>Y[i];
        X[i]=X[i]*Xunits;
        Y[i]=Y[i]*Yunits;
        i++;
    }
    nPoints=i-1;
    thCS=new TGraph(nPoints,X,Y);
    thCS->SetName(nm);
};

```

```

TheoryCs::TheoryCs(char*nm,char*fn,int sl){
double Xunits;
double Yunits;
ifstream finCS(fn);
if(!finCS){
    cout<<"file "<<fn<<" do not exist"<<endl;
    return 0;
}
if(sl==1){
    int nbE;
    double Emin,Emax;
    finCS>>nbE>>Emin>>Emax;
    double *X=new double[nbE+1];
    double *Y=new double[nbE+1];
    double dE=TMath::Power((Emax/Emin),(1.0/(double)nbE));
    for(int i=0;i<nbE+1;i++) X[i]=Emin*TMath::Power(dE,i);
    // cout<<nbE<<" "<<Emin<<" "<<Emax<<" "<<nbE<<endl;
    double none;
    int n=0;
    while(!finCS.eof()) finCS>>Y[n++]>>none;
}
thCS=new TGraph(nbE,X,Y);
thCS->SetName(nm);
cout<<nm<<" OK"<<endl;
};

double TheoryCs::getY(double x){
if(x>=X[nPoints-1]||x<=X[0]) return 0.;
return thCS->Eval(x,0,"");
};

```

11.3 Αρχείο sample.h

Στο αρχείο sample.h ορίζονται οι στόχοι και οι ιδιότητές τους, όπως η μάζα, η διάμετρος κλπ.

```

#include "mygraph.h"

class Sample{
public:
    char name[24];
    int fadc,channel;
    double totEv,valEv;
    double distance,mass,A,radius,surf,surfDens;
    double massErr,radiusErr,surfErr,surfDensErr;

```

```

MyErrorGraph*gS;

Sample();
void getFromFile(char *nm,int f,int c,double ds,double a,
    char *pth,double m,double mR,double dm,double dmR);
void setSample(char*nm,double a,double m,double s,
    double mR,double sdR,TGraphErrors*g);
void printInf();

void calcSurfDens();
};

Sample::Sample(){};

void Sample::printInf(){
    cout<<"sample "<<name<<endl;
    cout<<"\tmass="<<mass<<" +- "<<massErr;
    cout<<" surfDens="<< surfDens<<" +- "<<surfDensErr<<endl;
};

void Sample::getFromFile(char *nm,int f,int c,double ds,double a,
    char *pth,double m,double mR,double dm,double dmR){
    sprintf(name,"%s",nm);
    fadc=f;
    channel=c;
    distance=ds;
    A=a;
    mass=m;
    radius=dm/2.;// cm
    massErr=mass*mR;
    radiusErr=dmR/2.;
    calcSurfDens();
    char fnm[255];
    sprintf(fnm,"%s%s.root",pth,name);
    TFile fs(fnm);
    gS=new MyErrorGraph((TGraphErrors *)fs.Get("gE"));
    gS->gE->SetName(name);
    TH1D* htot=(TH1D*)fs.Get("htypesT");
    totEv=double(htot->GetEntries());
    TH1D* hvalid=(TH1D*)fs.Get("htypesA");
    valEv=double(hvalid->GetEntries());
    //normalize to one event and correct Yerr
    for(int i=0;i<gS->nPoints;i++){
        if(gS->Y[i]) gS->Yerr[i]=1./sqrt(gS->Y[i])/valEv;
        gS->Y[i]=gS->Y[i]/valEv;
    }
}

```

```

gS->updateG();
fs.Close();
// cout<<"getFromFile"<<endl;
printStats();
};

void Sample::setSample(char *nm,double a,double m,double s,
    double mR,double sdR,TGraphErrors*g){
    sprintf(name,"%s",nm);
    A=a;
    mass=m;
    massErr=mR;
    surfDens=s;
    surfDensErr=sdR;
    gS=new MyErrorGraph(g);
    gS->gE->SetName(nm);
    // cout<<"setSample"<<endl;
    // printf();
};

void Sample::calcSurfDens(){
    double pi=3.141592653589793238;
    double cm2barn=1.e24;
    double Avogadro=6.02214199e23;
    surfDens=0.;
    if(mass){
        surf=pi*pow(radius,2.);
        surfErr=2.*surf*radiusErr/radius;
        surfDens=Avogadro/cm2barn*mass/A/surf;
        surfDensErr=surfDens*sqrt(pow(massErr/mass,2.)+pow(surfErr/surf,2.));
    }
};

```

11.4 Αρχείο resfinal.h

Το υποπρόγραμμα resfinal.h είναι υπεύθυνο για τη ροή του προγράμματος και τις πράξεις μεταξύ των γραφημάτων.

```

#include "sample.h"
#include "dkfft.h"

class ResFinal{
public:
    Sample *U235;
    Sample *U238;
    224

```



```

Sample *U238a;
Sample *U238b;
Sample *Th232;
Sample *Th232a;
Sample *Th232b;

ResFinal();
Sample *addSamples(char*nm,int n,Sample*s);
Sample *removeContamination(double cont,Sample*s,Sample*s0);
TGraphErrors *calculateFlux(Sample*s,TheoryCs*cs);
TGraphErrors *calculateFlux(Sample*s,MyErrorGraph*cs);
TGraphErrors *calculateCSfromFlux(MyErrorGraph*g,MyErrorGraph*flux);
TGraphErrors *calculateRelativeCS(Sample*s,Sample*s0);
TGraphErrors *calculateCS(MyErrorGraph*g,TheoryCs*cs);
TGraphErrors *calculateCS(MyErrorGraph*g,MyErrorGraph*cs);
};

ResFinal::ResFinal(){
U235=new Sample();
U235->getFromFile("U235",0,2,185.390,235.,"/",35.6,1.e-1,80.,0.5);
U238a=new Sample();
U238a->getFromFile("U238a",1,1,185.432,238.,"/",25.4,1.e-1,80.,0.5);
U238b=new Sample();
U238b->getFromFile("U238b",1,2,185.421,238.,"/",23.3,1.e-1,80.,0.5);
Th232a=new Sample();
Th232a->getFromFile("Th232a",3,1,185.370,232.,"/",38.2,1.4e-2,80.,0.5);
Th232b=new Sample();
Th232b->getFromFile("Th232b",3,2,185.380,232.,"/",37.6,1.4e-2,80.,0.5);
Sample s[9];
s[0]=U238a;
s[1]=U238b;
U238=addSamples("U238",2,s);
s[0]=Th232a;
s[1]=Th232b;
Th232=addSamples("Th232",2,s);

TFile rootfile("final.root","recreate");

U235->gS->gE->Write();
U238a->gS->gE->Write();
U238b->gS->gE->Write();
Th232a->gS->gE->Write();
Th232b->gS->gE->Write();
U238->gS->gE->Write();
Th232->gS->gE->Write();

TheoryCs *xsU235cmp=new TheoryCs("XS_U235cmp",

```

```

"/home/dkaradim/dk/theoryCS/u235nf.cmp");
xsU235cmp->thCS->SetLineColor(2);
xsU235cmp->thCS->Write();
TheoryCs *xsU235endf=new TheoryCs("XS_U235endf",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/u235fiss.endf");
xsU235endf->thCS->SetLineColor(2);
xsU235endf->thCS->Write();
TheoryCs *xsU235jendl=new TheoryCs("XS_U235jendl",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/u235fiss.jendl");
xsU235jendl->thCS->SetLineColor(2);
xsU235jendl->thCS->Write();
TheoryCs *xsU238endf=new TheoryCs("XS_U238endf",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/u238fiss.endf");
xsU238endf->thCS->SetLineColor(2);
xsU238endf->thCS->Write();
TheoryCs *xsU238xfor=new TheoryCs("XS_U238xfor",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/u238nf.exfor");
xsU238xfor->thCS->SetLineColor(2);
xsU238xfor->thCS->Write();
TheoryCs *xsU238jendl=new TheoryCs("XS_U238jendl",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/u238fiss.jendl");
xsU238xfor->thCS->SetLineColor(2);
xsU238xfor->thCS->Write();
TheoryCs *xsTh232endf=new TheoryCs("XS_Th232endf",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/th232fiss.endf");
xsTh232endf->thCS->SetLineColor(2);
xsTh232endf->thCS->Write();
TheoryCs *xsTh232jendl=new TheoryCs("XS_Th232jendl",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/th232fiss.jendl");
xsTh232jendl->thCS->SetLineColor(2);
xsTh232jendl->thCS->Write();
TheoryCs *xsTh232xfor=new TheoryCs("XS_Th232xfor",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/th232nf.exfor");
xsTh232xfor->thCS->SetLineColor(2);
xsTh232xfor->thCS->Write();
TheoryCs *xsLambda=new TheoryCs("XS_Lambda",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/lambda.hist",1);
xsLambda->thCS->SetLineColor(2);
xsLambda->thCS->Write();
MyErrorGraph *Fursov=new MyErrorGraph("Fursov_Th232RCSU235",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/Fursov91/Th2relU5.txt",1);
Fursov->gE->SetLineColor(2);
Fursov->gE->Write();
MyErrorGraph *SHCHTh=new MyErrorGraph("SHCH_Th232",
"/home/dkaradim/dk/theoryCS/SHCHERBAKOV/Th232.exfor",2);
SHCHTh->gE->SetLineColor(2);
SHCHTh->gE->Write();

```

```

MyErrorGraph *SHCHU8=new MyErrorGraph("SHCH_U238",
    "/home/dkaradim/dk/theoryCS/SHCHERBAKOV/U238.exfor",2);
SHCHU8->gE->SetLineColor(2);
SHCHU8->gE->Write();
MyErrorGraph *Blons=new MyErrorGraph("Blons_U238",
    "/home/dkaradim/dk/theoryCS/Blons/U238.exfor",2);
Blons->gE->SetLineColor(2);
Blons->gE->Write();

if(0){
Sample *U8fromU5clean=removeContamination(1.0e-3,U238,U235);
U8fromU5clean->gS->gE->SetLineColor(3);
U8fromU5clean->gS->gE->Write();
Sample *U5fromU8clean=removeContamination(1.0e-1,U235,U238);
U5fromU8clean->gS->gE->SetLineColor(4);
U5fromU8clean->gS->gE->Write();
U238=U8fromU5clean;
U235=U5fromU8clean;
}
MyErrorGraph *gFluxU5=
    new MyErrorGraph(calculateFlux(U235,xsU235cmp));//xsU235cmp
gFluxU5->gE->SetLineColor(4);
gFluxU5->gE->Write();
MyErrorGraph *gFluxU8=
    new MyErrorGraph(calculateFlux(U238,SHCHU8));//xsU238xfor
gFluxU8->gE->SetLineColor(3);
gFluxU8->gE->Write();

MyErrorGraph *gCSThFluxU5=
    new MyErrorGraph(calculateCSfromFlux(Th232,gFluxU5));
gCSThFluxU5->gE->SetLineColor(4);
gCSThFluxU5->gE->Write();
MyErrorGraph *gCSThFluxU8=
    new MyErrorGraph(calculateCSfromFlux(Th232,gFluxU8));
gCSThFluxU8->gE->SetLineColor(3);
gCSThFluxU8->gE->Write();

MyErrorGraph *gThU5rCS=
    new MyErrorGraph(calculateRelativeCS(Th232,U235));
gThU5rCS->gE->SetLineColor(4);
gThU5rCS->gE->Write();
MyErrorGraph *gThU8rCS=
    new MyErrorGraph(calculateRelativeCS(Th232,U238));
gThU8rCS->gE->SetLineColor(3);
gThU8rCS->gE->Write();
MyErrorGraph *gU8U5rCS=

```

```

    new MyErrorGraph(calculateRelativeCS(U238,U235));
gU8U5rCS->gE->SetLineColor(28);
gU8U5rCS->gE->Write();

MyErrorGraph *gU8U5CS=
    new MyErrorGraph(calculateCS(gU8U5rCS,xsU235cmp));//xsU235cmp
gU8U5CS->gE->SetLineColor(28);
gU8U5CS->gE->Write();
gU8U5CS->applyFFT(2.e7,0,0)->Write();
// gU8U5CS->applyFFT(2.e7,6,128)->Write();
gU8U5CS->applyMedian(1.e7,15);
gU8U5CS->gE->SetLineColor(27);
gU8U5CS->gE->Write();
MyErrorGraph *gThU5CS=
    new MyErrorGraph(calculateCS(gThU5rCS,xsU235cmp));//xsU235cmp
gThU5CS->gE->SetLineColor(4);
gThU5CS->gE->Write();
gThU5CS->applyFFT(2.e7,0,0)->Write();
// gThU5CS->applyFFT(2.e7,6,128)->Write();
gThU5CS->applyMedian(1.e7,15);
gThU5CS->gE->SetLineColor(9);
gThU5CS->gE->Write();
MyErrorGraph *gThU8CS=
    new MyErrorGraph(calculateCS(gThU8rCS,SHCHU8));//xsU238xfor
gThU8CS->gE->SetLineColor(8);
gThU8CS->gE->Write();
gThU8CS->applyFFT(2.e7,0,0)->Write();
// gThU8CS->applyFFT(2.e7,6,128)->Write();
gThU8CS->applyMedian(1.e7,15);
gThU8CS->gE->SetLineColor(3);
gThU8CS->gE->Write();
};

```

```

Sample *ResFinal::addSamples(char*nm,int ns, Sample*s){
double mass,massErr,surfDens,surfDensErr;
mass=massErr=surfDens=surfDensErr=0.;
for(int n=0;n<ns;n++){
    mass+=s[n].mass;
    massErr+=pow(s[n].massErr,2.);
    surfDens+=s[n].surfDens,2.;
    surfDensErr+=pow(s[n].surfDensErr,2.);
}
massErr=sqrt(massErr);
surfDensErr=sqrt(surfDensErr);
int nPoints=s[0].gS->nPoints;
double *Y,*Xerr,*Yerr;
Y=new double[nPoints];

```

```

Xerr=new double[nPoints];
Yerr=new double[nPoints];
for(int i=0;i<nPoints;i++){
    Y[i]=Xerr[i]=Yerr[i]=0.;
    for(n=0;n<ns;n++){
        Y[i]+=s[n].gS->Y[i];
        Xerr[i]+=pow(s[n].gS->Xerr[i],2.);
        Yerr[i]+=pow(s[n].gS->Yerr[i],2.);
    }
    Xerr[i]=sqrt(Xerr[i]);
    Yerr[i]=sqrt(Yerr[i]);
}
TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,s[0].gS->X,Y,Xerr,Yerr);
Sample*sumSample=new Sample();
sumSample->setSample(nm,s[0].A,mass,surfDens,massErr,surfDensErr,g);
sumSample->printInf();
return sumSample;
};

Sample *ResFinal::removeContamination(double cont,Sample*s,Sample*s0){
    double massCont=cont*s0->mass;
    double massContErr=cont*s0->massErr;
    double mass=s->mass-massCont;
    double massErr=s->massErr;
    // double massErr=sqrt(pow(s->massErr,2.)+pow(massContErr,2.));
    // double contRatio=massCont/s0->mass;
    double surfDensCont=cont*s0->surfDens;
    double surfDensContErr=cont*s0->surfDensErr;
    double surfDens=s->surfDens-surfDensCont;
    double surfDensErr=sqrt(pow(s->surfDensErr,2.)+pow(surfDensContErr,2.));
    int nPoints=s->gS->nPoints;
    double Y0,X0err,Y0err;
    double *Y=new double[nPoints];
    double *Xerr=new double[nPoints];
    double *Yerr=new double[nPoints];
    for(int i=0;i<nPoints;i++){
        // Y0=cont*s0->gS->Y[i];
        // X0err=s0->gS->Xerr[i];
        // Y0err=cont*s0->gS->Yerr[i];
        Y0=cont*s0->gS->getY(s->gS->X[i]);
        X0err=s0->gS->getXerr();
        Y0err=cont*s0->gS->getYerr();
        if(Y0>0.&&s->gS->Y[i]>0.){
            Y[i]=s->gS->Y[i]-Y0;
            Xerr[i]=sqrt(pow(s->gS->Xerr[i],2.)+pow(X0err,2.));
            Yerr[i]=sqrt(pow(s->gS->Yerr[i],2.)+pow(Y0err,2.));
        }else {

```

```

        Y[i]=s->gS->Y[i];
        Yerr[i]=s->gS->Yerr[i];
        Xerr[i]=s->gS->Xerr[i];
    }
}

char name[48];
Sample*sClean=new Sample();
sprintf(name,"%s-%s",(char*)s->name,(char*)s0->name);
TGraphErrors *gClean=new TGraphErrors(nPoints,s->gS->X,Y,Xerr,Yerr);
sClean->setSample(name,s->A,mass,surfDens,massErr,surfDensErr,gClean);
cout<<name<<" remove Contamination"
    <<" mixture "<<massCont<<" cont "<<cont*100.<<"%"<<endl;
sClean->printInf();
return sClean;
};

```

```

TGraphErrors *ResFinal::calculateFlux(Sample*s,TheoryCs*cs){
    char title[48];
    sprintf(title,"FLUX_%s",s->name);
    int nPoints=s->gS->nPoints;
    double Y0,X0err,Y0err;
    double *X,*Y,*Xerr,*Yerr;
    X=new double[nPoints];
    Y=new double[nPoints];
    Xerr=new double[nPoints];
    Yerr=new double[nPoints];
    for(int i=0;i<nPoints;i++){
        Y0=cs->getY(s->gS->X[i]);
        X0err=0.;
        Y0err=0.;
        X[i]=s->gS->X[i];
        Y[i]=s->gS->Y[i];
        Xerr[i]=s->gS->Xerr[i];
        Yerr[i]=s->gS->Yerr[i];
        if(Y0>0.&&Y[i]){
            Y[i]=s->gS->Y[i]/Y0/s->surfDens;// /log(X[i+1]/X[i]);
            Yerr[i]=Y[i]*sqrt(pow(Y0err/Y0,2.)
                +pow(s->gS->Yerr[i]/s->gS->Y[i],2.)
                +pow(s->surfDensErr/s->surfDens,2.));
            Xerr[i]=Y[i]/s->gS->X[i]*sqrt(pow(X0err,2.)+pow(s->gS->Xerr[i],2.));
        }else Y[i]=Yerr[i]=Xerr[i]=0.;
    }
    TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,s->gS->X,Y,Xerr,Yerr);
    cout<<title<<endl;
    g->SetName(title);
    return g;
}

```

```
};
```

```
TGraphErrors *ResFinal::calculateFlux(Sample*s,MyErrorGraph*cs){
char title[48];
sprintf(title,"FLUX_%s",s->name);
int nPoints=s->gS->nPoints;
double Y0,X0err,Y0err;
double *X,*Y,*Xerr,*Yerr;
X=new double[nPoints];
Y=new double[nPoints];
Xerr=new double[nPoints];
Yerr=new double[nPoints];
for(int i=0;i<nPoints;i++){
Y0=cs->getY(s->gS->X[i]);
X0err=cs->getXerr();
Y0err=cs->getYerr();
X[i]=s->gS->X[i];
Y[i]=s->gS->Y[i];
Xerr[i]=s->gS->Xerr[i];
Yerr[i]=s->gS->Yerr[i];
if(Y0>0.&&Y[i]){
Y[i]=s->gS->Y[i]/Y0/s->surfDens;// /log(X[i+1]/X[i]);
Yerr[i]=Y[i]*sqrt(pow(Y0err/Y0,2.)
+pow(s->gS->Yerr[i]/s->gS->Y[i],2.)
+pow(s->surfDensErr/s->surfDens,2.));
Xerr[i]=Y[i]/s->gS->X[i]*sqrt(pow(X0err,2.)+pow(s->gS->Xerr[i],2.));
}else Y[i]=Yerr[i]=Xerr[i]=0.;
}
TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,s->gS->X,Y,Xerr,Yerr);
cout<<title<<endl;
g->SetName(title);
return g;
};
```

```
TGraphErrors *ResFinal::calculateCSfromFlux(Sample*s,MyErrorGraph*flux){
char title[48];
sprintf(title,"CS_%s_%s_FLUX",s->name,flux->gE->GetName());
int nPoints=s->gS->nPoints;
double Y0,X0err,Y0err;
double *Y=new double[nPoints];
double *Xerr=new double[nPoints];
double *Yerr=new double[nPoints];
for(int i=0;i<nPoints;i++){
Y0=flux->getY(s->gS->X[i]);
X0err=flux->getXerr();
Y0err=flux->getYerr();
if(Y0>0.&&s->gS->Y[i]){
```

```

        Y[i]=s->gS->Y[i]/s->surfDens/Y0;
        Yerr[i]=Y[i]*sqrt(pow(Y0err/Y0,2.)
            +pow(s->gS->Yerr[i]/s->gS->Y[i],2.)
            +pow(s->surfDensErr/s->surfDens,2.));
        Xerr[i]=Y[i]/s->gS->X[i]*sqrt(pow(X0err,2.)+pow(s->gS->Xerr[i],2.));
    }else Y[i]=Yerr[i]=Xerr[i]=0.;
}
TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,s->gS->X,Y,Xerr,Yerr);
cout<<title<<endl;
g->SetName(title);
return g;
};

```

```

TGraphErrors *ResFinal::calculateRelativeCS(Sample*s,Sample*s0){
    int nPoints=s->gS->nPoints;
    double Y0,X0err,Y0err;
    double *Y=new double[nPoints];
    double *Xerr=new double[nPoints];
    double *Yerr=new double[nPoints];
    double acs=s->A*s0->mass/(s0->A*s->mass);
    double acsErr=acs
        *sqrt(pow(s->massErr/s->mass,2.)+pow(s0->massErr/s0->mass,2.));
    for(int i=0;i<nPoints;i++){
        // Y0=s0->gS->Y[i];
        // X0err=s0->gS->Xerr[i];
        // Y0err=s0->gS->Yerr[i];
        Y0=s0->gS->getY(s->gS->X[i]);
        X0err=s0->gS->getXerr();
        Y0err=s0->gS->getYerr();
        if(Y0>0.&&s->gS->Y[i]>0.){
            Y[i]=acs*s->gS->Y[i]/Y0;
            Yerr[i]=Y[i]*sqrt(pow(Y0err/Y0,2.)
                +pow(s->gS->Yerr[i]/s->gS->Y[i],2.)+pow(acsErr/acs,2.));
            Xerr[i]=Y[i]/s->gS->X[i]*sqrt(pow(X0err,2.)+pow(s->gS->Xerr[i],2.));
        }else Y[i]=Yerr[i]=Xerr[i]=0.;
    }
    char title[48];
    sprintf(title,"RCS_%s_%s",(char*)s->name,(char*)s0->name);
    TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,s->gS->X,Y,Xerr,Yerr);
    cout<<title<<endl;
    g->SetName(title);
    return g;
};

```

```

TGraphErrors *ResFinal::calculateCS(MyErrorGraph*relCS,TheoryCs*cs){
    char title[48];
    sprintf(title,"CS_%s",relCS->gE->GetName());

```



```

int nPoints=relCS->nPoints;
double Y0,X0err,Y0err;
double *Y=new double[nPoints];
double *Xerr=new double[nPoints];
double *Yerr=new double[nPoints];
for(int i=0;i<nPoints;i++){
    Y0=cs->getY(relCS->X[i]);
    X0err=0.;
    Y0err=0.;
    if(Y0>0.&&relCS->Y[i]>0.){
        Y[i]=relCS->Y[i]*Y0;
        Yerr[i]=Y[i]*sqrt(pow(Y0err/Y0,2.)+pow(relCS->Yerr[i]/relCS->Y[i],2.));
        Xerr[i]=Y[i]/relCS->X[i]*sqrt(pow(X0err,2.)+pow(relCS->Xerr[i],2.));
    }else Y[i]=Yerr[i]=Xerr[i]=0.;
}
TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,relCS->X,Y,Xerr,Yerr);
cout<<title<<endl;
g->SetName(title);
return g;
};

TGraphErrors *ResFinal::calculateCS(MyErrorGraph*relCS,MyErrorGraph*cs){
    char title[48];
    sprintf(title,"CS_%s",relCS->gE->GetName());
    int nPoints=relCS->nPoints;
    double Y0,X0err,Y0err;
    double *Y=new double[nPoints];
    double *Xerr=new double[nPoints];
    double *Yerr=new double[nPoints];
    for(int i=0;i<nPoints;i++){
        Y0=cs->getY(relCS->X[i]);
        X0err=cs->getXerr();
        Y0err=cs->getYerr();
        if(Y0>0.&&relCS->Y[i]>0.){
            Y[i]=relCS->Y[i]*Y0;
            Yerr[i]=Y[i]*sqrt(pow(Y0err/Y0,2.)+pow(relCS->Yerr[i]/relCS->Y[i],2.));
            Xerr[i]=Y[i]/relCS->X[i]*sqrt(pow(X0err,2.)+pow(relCS->Xerr[i],2.));
        }else Y[i]=Yerr[i]=Xerr[i]=0.;
    }
    TGraphErrors *g=new TGraphErrors(nPoints,relCS->X,Y,Xerr,Yerr);
    cout<<title<<endl;
    g->SetName(title);
    return g;
}

```