



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής

Πειραματική Μελέτη των Αντιδράσεων ($n, 2n$) στα Φυσικά Ισότοπα του Ιριδίου

Σωτήρης Χασάπογλου

Διπλωματική Εργασία Προπτυχιακού
Προγράμματος Σπουδών

Τριμελής Επιτροπή:

Ζάννη-Βλαστού Ρόζα

Κόκκορης Μιχαήλ

Μαλτέζος Σταύρος

Αθήνα
Ιούνιος 2017

Στους γονείς μου

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω για την ολοκλήρωση της διπλωματικής αυτής εργασίας τους δασκάλους και καθηγητές μου Καθ. Βλαστού-Ζάνη Ρόζα και Επ. Καθ. Κόκκορη Μιχάλη για την υπομονή που υπέδειξαν σε όλη την πορεία της εργασίας αυτής και την τόσο μεγάλη βοήθειά τους, καθώς και για το ιδανικό κλίμα που εκείνοι δημιούργησαν σε όλη την πορεία συνεργασίας μας. Η προθυμία τους για την επίλυση οποιουδήποτε προβλήματος που προέκυπτε, σε συνδυασμό με τη μεγάλη τους εμπειρία ήταν εξαιρετικά σημαντικά στοιχεία και για αυτό τους ευχαριστώ ιδιαίτερα.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω και όλα τα υπόλοιπα μέλη της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. οι οποίοι με βοήθησαν αρκετά ο καθένας με τον τρόπο του. Ένα ξεχωριστό και πάρα πολύ μεγάλο ευχαριστώ οφείλω επίσης και στην υποπήφια Διδάκτορα Αντιγόνη Καλαμαρά, τόσο για το χρόνο που αφιέρωσε στη λύση προβλημάτων που προέκυπταν στα πλαίσια της εργασίας αυτής, όσο και για την προθυμία της στην επίλυση αποριών.

Περίληψη

Το Ιρίδιο απαντάται στη φύση με τη μορφή των δύο σταθερών ισοτόπων ^{191}Ir και ^{193}Ir με αντίστοιχες αναλογίες 37.3% και 62.7%. Φύλλα Ιριδίου μπορούν να αποτελέσουν ένα καλό είδος ανιχνευτή για παρακολούθηση νετρονίων σε δεδομένο περιβάλλον, όπως ένα περιβάλλον σύντηξης πυρήνων. Μέσω των αντιδράσεων (n, n') μπορεί να γίνει παρακολούθηση των νετρονίων χαμηλότερης ενέργειας, ενώ η παρακολούθηση υψηλοενεργειακών νετρονίων επιτυγχάνεται μέσω των αντιδράσεων (n, xn) [8] [9] [1]. Επίσης το ισότοπο ^{192}Ir χρησιμοποιείται στη θεραπεία καρκίνου μέσω βραχυθεραπείας καθώς και σε ραδιογραφίες για βιομηχανική χρήση (για μη καταστροφικούς ελέγχους) μέσω των ακτίνων-γ που εκπέμπει.

Σκοπός της διπλωματικής αυτής εργασίας, ήταν ο πειραματικός προσδιορισμός των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$, $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$, $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ για δύο τιμές ενέργειας νετρονίων ($E_n = 17.9\text{ MeV}$ και $E_n = 18.9\text{ MeV}$). Αυτές οι νέες μετρήσεις στις υψηλές ενέργειες συμβάλλουν σε μια πιο πλήρη μελέτη του καναλιού $(n, 2n)$. Ιδιαίτερα η δυνατότητα μελέτης μετασταθών σταθμών όπως η δεύτερη μετασταθής στάθμη $m2$ στον παραγόμενο πυρήνα ^{190}Ir , αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο για τη μελέτη και βελτίωση μοντέλων δυναμικού που περιγράφουν το πυρηνικό σύστημα, εφόσον σε αυτές παρατηρείται πολύ έντονη εξάρτηση από το spin των ενεργειακών σταθμών και την κατανομή των spin στην ενεργειακή περιοχή του συνεχούς στον σύνθετο πυρήνα [1] [16]. Παράλληλα, στην ενεργειακή περιοχή $E_n \gtrsim 15\text{ MeV}$ υπάρχει δυνατότητα μελέτης του μηχανισμού προϊσορροπίας στην αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα.

Η μελέτη αυτή έγινε δυνατή με τη μέθοδο της *ενεργοποίησης* και η παραγωγή της νετρονικής δέσμης έγινε μέσω της αντίδρασης $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$. Για την παραγωγή και επιτάχυνση της δέσμης δευτερίων (d) χρησιμοποιήθηκε ο επιταχυντής τύπου Tandem 5.5 MV στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος". Η επιτάχυνση της δέσμης δευτερίων αντιστοιχεί σε ενέργειες $E_d \simeq 2\text{ MeV}$ και $E_d \simeq 2.7\text{ MeV}$ οι οποίες μέσω της αντίδρασης με το Τρίτιο που αναφέρθηκε παραπάνω παράγαν τις δύο επιθυμητές ενέργειες νετρονίων.

Κατά τη διάρκεια των ακτινοβολήσεων, υπήρχε δυνατότητα ελέγχου της νετρονικής ροής μέσω ανιχνευτή BF_3 . Χρησιμοποιήθηκαν μεταλλικοί στόχοι υψηλής καθαρότητας τόσο για το Ir όσο και για τους στόχους αναφοράς Al και Nb . Η διάρκεια των ακτινοβολήσεων ήταν $\sim 9.7\text{ h}$ (που αντιστοιχεί σε ~ 3 χρόνους ημιζωής της δεύτερης μετασταθούς στάθμης $^{190m2}\text{Ir}$) για την περίπτωση της ακτινοβολήσης για $E_n = 17.9\text{ MeV}$, ενώ για την περίπτωση ενέργειας νετρονίων στα 18.9 MeV η διάρκεια της ακτινοβολήσης ήταν $\sim 27.8\text{ h}$ (που αντιστοιχεί σε ~ 8.55 χρόνους ημιζωής της στάθμης $^{190m2}\text{Ir}$).

Μετά το τέλος των ακτινοβολήσεων, η νετρονική ροή στους στόχους προσδιορίστηκε μέσω των φύλλων αναφοράς τα οποία είχαν τοποθετηθεί εκατέρωθεν των στόχων. Πρόκειται για μεταλλικά φύλλα Al και Nb με τις αντίστοιχες αντιδράσεις αναφοράς: $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ και $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$.

Οι ακτινοβολημένοι στόχοι τοποθετήθηκαν στη συνέχεια σε ανιχνευτές HPGe , όπου μετρήθηκε η εκπεμπόμενη ακτινοβολία-γ μέσω συγκεκριμένων φωτοκορυφών. Πιο συ-

γκεκριμένα κατά τη μελέτη της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ αναλύθηκαν οι φωτοκορυφές που αντιστοιχούσαν σε ενέργειες 518.5 keV , 558.0 keV και 569.3 keV οι οποίες προέκυψαν από την αποδιέγερση του παραγόμενου πυρήνα ^{190}Ir (με χρόνο ημιζωής $(t_{1/2} = 11.78\text{ days})$). Αντίστοιχα κατά τη μελέτη της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ αναλύθηκαν οι φωτοκορυφές των 502.5 keV και 616.5 keV από το παραγόμενο ισότοπο $^{190m2}\text{Ir}$ (με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 3.25\text{ h}$ και τέλος για την αντίδραση $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ οι προς ανάλυση φωτοκορυφές αντιστοιχούσαν σε ενέργειες 308.5 , 316.5 και 468.1 keV με το παραγόμενο ισότοπο ^{192}Ir να έχει χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 73.83\text{ days}$. Για το λόγο αυτό, τα φάσματα για τη μελέτη της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ λήφθηκαν τις πρώτες 22 h ενώ η μελέτη της $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ έγινε σε μεταγενέστερο χρόνο ώστε να μην υπάρχει συμβολή από την αποδιέγερση της δεύτερης μετασταθούς κατά τη μελέτη της βασικής στάθμης.

Στην περίπτωση μελέτης της αποδιέγερσης του ισότοπου ^{192}Ir όμως, η παραγωγή του δεν οφείλεται μόνο στην αντίδραση $(n, 2n)$ που μελετήθηκε στα πλαίσια της εργασίας αυτής, αλλά τροφοδοτείται και από χαμηλοενεργειακά παρασιτικά νετρόνια μέσω της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{190}\text{Ir}$. Ήταν λοιπόν αναγκαία η χρήση μεθοδολογίας διόρθωσης της μόλυνσης αυτής.

Οι πειραματικές τιμές των ενεργών διατομών για τις παραπάνω αντιδράσεις βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία με υπάρχουσες πειραματικές μετρήσεις σε γειτονικές ενέργειες, καθώς και με τις υπάρχουσες βιβλιοθήκες (ENDF/B-VII.1).

Abstract

Iridium is found in nature in the form of the two natural stable isotopes ^{191}Ir and ^{193}Ir in abundancies 37.3% and 62.7%, respectively. Iridium foils can act as an efficient detector for monitoring the energy of neutrons in a given environment, such as a nuclear fission environment. Through (n, n') reactions, one can monitor the low-energy neutrons, whereas the highly energetic neutrons can be monitored through (n, xn) reactions [8] [9] [1]. The isotope ^{192}Ir is also used in cancer treatment through brachytherapy and also in industrial γ -radiography for non-destructive testing.

The aim of this thesis was to experimentally determine the cross section of the reactions $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$, $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$, $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ corresponding to two neutron energy beams ($E_n = 17.9\text{ MeV}$ and $E_n = 18.9\text{ MeV}$). These new measurements referring to higher energies contribute to a more thorough study of the $(n, 2n)$ channel. Especially, the ability to study isomeric states, such as the second isomeric state $m2$ in the residual nucleus ^{190}Ir , makes up a very useful tool used in both the study and the improvement of models describing the nuclear system, since the study of isomeric states is highly dependent on the spin values referring to the energy states and the spin distribution referring to the energy continuum in the compound nucleus [1] [16]. Moreover, in the energy region $E_n \gtrsim 15\text{ MeV}$ there is the ability for one to study the preequilibrium mechanism in the deexcitation of the compound nucleus.

The determination of the cross sections was possible by means of the activation technique, and the incident neutron beam was produced through the $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ reaction. The production and the acceleration of the deuteron beam (d) was based on the 5.5 MV Tandem accelerator at the National Center of Scientific Research (NCSR) "Demokritos". The acceleration of the deuteron beam corresponded to energies $E_d \simeq 2\text{ MeV}$ and $E_d \simeq 2.7\text{ MeV}$ that led to the production of the neutron energies discussed before.

Beam fluctuations were monitored with a BF_3 detector during the irradiations. High purity metal targets were used for Ir and the Al and Nb reference foils. The duration of the two sets of the irradiations, were $\sim 9.7\text{ h}$ (corresponding to ~ 3 half lives of the second isomeric state $^{190m2}\text{Ir}$) for the irradiation referring to incident neutron energy $E_n = 17.9\text{ MeV}$, while the $E_n = 18.9\text{ MeV}$ case referring to a total irradiation time of $\sim 27.8\text{ h}$ (corresponding to ~ 8.55 half lives of the $^{190m2}\text{Ir}$ state).

After the end of each irradiation, the neutron flux at the Ir targets was determined via the reference foils that were placed at each side of the target. These foils were Al and Nb high purity metal foils leading to the respective reference reactions $^{27}\text{Al}(n, a)^{24}\text{Na}$ and $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$.

The irradiated targets were placed at a 10 cm distance from the window of three HPGe detectors, so that the γ -rays from the deexcitation of the residual nuclei could be measured. More specifically, the deexcitation of the residual nuclei ^{190}Ir ($t_{1/2} = 11.78\text{ days}$) produced by the $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ reaction was studied through the

518.5 keV, 558.0 keV and 569.3 keV lines. The study of the $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ reaction was possible through the 502.5 keV and 616.5 keV lines produced by the deexcitation of the $^{190m2}\text{Ir}$ isotope ($t_{1/2} = 3.25\text{ h}$). Finally, the $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ reaction was studied through the 308.5, 316.5 and 468.1 keV lines. The half live of the produced isotope in this case was 73.83 days. The second isomeric state should be fully deexcitaded before studying the ground state, so the spectra used in the study of the $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ and $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ reactions had a time difference of about 22 hours due to the difference in the half lives in the produced isotopes.

While studying the deexcitation of the ^{192}Ir isotope, it should be noted that it is produced not only due to the $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ reaction, but it is also produced by the $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$ reaction which acts as a contamination and is always open to low energy parasitic neutrons. Thus, there was a necessity for the use of a methodology to compensate for this contamination.

The experimentally deduced values for the cross sections are in good agreement with both existing measurements in nearby energy regions, as well as with existing evaluation curves (ENDF/B-VII.1).

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	13
1.1	Είδη Πυρηνικών Αντιδράσεων	13
1.1.1	Χρόνος Διεξαγωγής Αντίδρασης	13
1.1.2	Αξιοποίηση της Συνολικής Ενέργειας	14
1.1.3	Ενεργειακά Διαγράμματα των Αντιδράσεων	16
1.2	Υπάρχοντα Πειραματικά Δεδομένα	19
1.3	Αλληλεπιδράσεις φωτονίων με την Ύλη	21
1.4	Ανιχνευτές Γερμανίου	25
1.4.1	Τεχνικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών	26
1.4.2	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Resolution)	29
2	Μέθοδος	31
2.1	Μέθοδος Νετρονικής Ενεργοποίησης	31
2.1.1	Ο παράγοντας N_p	32
2.1.2	Ο παράγοντας N_t	32
2.1.3	Η νετρονική ροή Φ	33
2.2	Η Αντίδραση $T(d, n)^4He$	33
2.3	Αποδιεγέρσεις	36
2.4	Μεθοδολογία διόρθωσης γεγονότων για συνεισφορά παρασιτικών νετρονίων	38
2.4.1	Έλεγχος της Μεθόδου μέσω της Αντίδρασης $^{197}Au(n, \gamma)^{198}Au$	38
2.4.2	Υπολογισμός της συμβολής της αντίδρασης $^{191}Ir(n, \gamma)^{192}Ir$	41
3	Πειραματικές Μετρήσεις	43
3.1	Παραγωγή Νετρονίων Από Επιταχυντή	43
3.1.1	Ο Επιταχυντής Tandem	44
3.2	Ακτινοβολήσεις	45
3.2.1	Νετρονική Ροή Κατά τη Διάρκεια της Ακτινοβολήσης	46
3.2.2	Ο ανιχνευτής BF_3	47
3.3	Προετοιμασία ανιχνευτών HPGe	47
3.3.1	Προσδιορισμός απόλυτων αποδόσεων	48
3.4	Φάσματα Ακτινοβολήσης	51
4	Αποτελέσματα-Προοπτικές	53
4.1	Αποτελέσματα	53
4.2	Προοπτικές	56
Α΄	Οι παράγοντες f_c και D στη μέθοδο της ενεργοποίησης	59

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό, θα γίνει αναφορά στα είδη των πυρηνικών αντιδράσεων και στους τρόπους διαχωρισμού τους. Θα παρουσιαστούν στη συνέχεια τα ενεργειακά διαγράμματα των προς μελέτη αντιδράσεων και ο τρόπος κατασκευής τους, ενώ θα αναφερθούν συνοπτικά στοιχεία ανιχνευτών που χρησιμοποιούνται στη φασματοσκοπία-γ. Τέλος θα γίνει μια σύντομη παρουσίαση των υπαρχόντων πειραματικών δεδομένων που αντιστοιχούν στις αντιδράσεις που θα μελετηθούν στα πλαίσια της εργασίας αυτής.

1.1 Είδη Πυρηνικών Αντιδράσεων

Οι πυρηνικές αντιδράσεις που έλαβαν χώρα στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής εργασίας, προέκυψαν από τον βομβαρδισμό ενός ακίνητου στόχου με μια δέσμη νετρονίων. Από την αντίδραση αυτή παράγονται νέα στοιχεία τα οποία ονομάζονται προϊόντα της αντίδρασης. Συμβολίζουμε την παραπάνω διαδικασία ως εξής :



Με a συμβολίζουμε τη δέσμη των προσπίπτοντων σωματιδίων (στην προκειμένη περίπτωση νετρόνια), με A τον πυρήνα στόχο, ενώ με b , B το σύνολο των προϊόντων της αντίδρασης. Ένας ισοδύναμος εναλλακτικός τρόπος συμβολισμού της 1.1 είναι : $A(a, b)B$.

Γενικά, οι πυρηνικές αντιδράσεις μπορεί να χωριστούν σε δύο μεγάλες κατηγορίες βάσει των εξής κριτηρίων:

1. ο συνολικός χρόνος διεξαγωγής της αντίδρασης
2. η απορρόφηση ή η έκλυση της συνολικής διαθέσιμης ενέργειας του συστήματος

1.1.1 Χρόνος Διεξαγωγής Αντίδρασης

Ανάλογα με το χρόνο διεξαγωγής κάποιας πυρηνικής αντίδρασης, μπορούμε να έχουμε έναν επιπλέον διαχωρισμό:

1. *άμεσες αντιδράσεις*
2. *αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα*

Στην περίπτωση των *άμεσων αντιδράσεων* η διαδικασία διαρκεί συνολικά αρκετά μικρό χρονικό διάστημα (της τάξης των 10^{-22} sec) ενώ ακόμη και οι πιο σύντομες σε χρονική

διάρκεια αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα διαρκούν τάξεις μεγέθους περισσότερο από μια μέση άμεση αντίδραση. Μπορούμε να χωρίσουμε τις άμμεσες αντιδράσεις σε τέσσερα βασικά είδη:

- **Ελαστική σκέδαση** Η μορφή μίας τέτοιας αντίδρασης είναι η εξής: $A(a, a)A$. Στην περίπτωση αυτή το σωματίδιο-βλήμα μετά την αλληλεπίδραση του με τον στόχο σκεδάζεται αλλάζοντας κατεύθυνση, χωρίς να υπάρχει παραγωγή νέων στοιχείων.
- **Μη ελαστική σκέδαση** Στην περίπτωση αυτή, μετά την αλληλεπίδραση του σωματιδίου - βλήματος και του στόχου, ο τελευταίος θα βρεθεί σε μία διεγερμένη κατάσταση μετά το τέλος της αντίδρασης. Για να συμβολίσουμε τη διεγερμένη αυτή κατάσταση, χρησιμοποιούμε τον αστερίσκο ("*"). Έχουμε λοιπόν τη μορφή $A(a, a)A^*$
- **Αντιδράσεις απογύμνωσης (stripping reactions):** Αυτό το είδος των αντιδράσεων αναφέρεται στην "εναπόθεση" νουκλεονίων από τη δέσμη στον στόχο. Αν για παράδειγμα, δέσμη δευτερίων προσπίπτει σε στόχο τριτίου, τότε υπάρχει πιθανότητα ένα νετρόνιο του δευτερίου να απορροφηθεί από τους πυρήνες του στόχου και να εξέλθει μόνο ένα πρωτόνιο. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι τέτοιου είδους αντιδράσεις έχουν χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη της δομής του πυρήνα.
- **Αντιδράσεις υφαρπαγής (pick up reactions):** Οι αντιδράσεις αυτές εμφανίζουν τον ακριβώς αντίστροφο μηχανισμό, σε σχέση με τις αντιδράσεις απογύμνωσης. Το βλήμα λοιπόν σε αυτή την περίπτωση, συλλαμβάνει και απομακρύνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα A του στόχου.

Ο μηχανισμός των αντιδράσεων *σύνθετου πυρήνα* από την άλλη, είναι ελαφρώς διαφορετικός. Ο γενικός συμβολισμός 1.1 εφαρμόζεται και σε αυτή την περίπτωση, με τη διαφορά ότι μεταξύ αντιδρόντων και προϊόντων παρεμβάλλεται ένα ακόμη βήμα. Δηλαδή θα έχουμε:



Μπορούμε να περιγράψουμε συνοπτικά τη διαδικασία ως εξής:

1. Το σωματίδιο-βλήμα a , απορροφάται από τον πυρήνα A
2. Δημιουργείται ένας νέος σύνθετος πυρήνας (C) με μαζικό αριθμό που αντιστοιχεί στο άθροισμα των αντίστοιχων αριθμών βλήματος και στόχου. Ο σύνθετος αυτός πυρήνας σχηματίζεται σε κάποια διεγερμένη στάθμη, και για το λόγο αυτό τον συμβολίζουμε με C^* .
3. Ο σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται με εκπομπή σωματιδίου b προς παραγωγή ενός νέου πυρήνα B μετά από μικρή παραμονή του σύνθετου πυρηνικού συστήματος στη διεγερμένη κατάσταση.

1.1.2 Αξιοποίηση της Συνολικής Ενέργειας

Σύμφωνα με το δεύτερο κριτήριο στην αρχή αυτής της παραγράφου, μπορούμε να κάνουμε έναν διαφορετικό διαχωρισμό των αντιδράσεων, ως προς την ενέργεια που απορροφάται ή εκλύεται κατά τη διάρκεια διεξαγωγής τους. Πιο συγκεκριμένα έχουμε τις :

1. *Εξώθερμες Αντιδράσεις*

2. Ενδόθερμες Αντιδράσεις

Στην περίπτωση των *εξώθερμων αντιδράσεων*, η διαδικασία γίνεται αυθόρμητα, εφόσον το ενεργειακό επίπεδο των προϊόντων βρίσκεται χαμηλότερα από αυτό των αντιδρώντων, οπότε μπορεί να σκεφτεί κανείς ότι ακόμη και με μηδενική ενέργεια βλήματος η αντίδραση μπορεί να πραγματοποιηθεί.

Σε μια *ενδόθερμη αντίδραση* από την άλλη συμβαίνει το ακριβώς αντίθετο. Το ενεργειακό επίπεδο των προϊόντων είναι υψηλότερο. Υπάρχει λοιπόν ένα ελάχιστο ποσό ενέργειας που πρέπει να δοθεί στο σύστημα, σε μορφή κινητικής ενέργειας βλήματος, ώστε η αντίδραση να μπορέσει να πραγματοποιηθεί.

Οι εξώθερμες αντιδράσεις χαρακτηρίζονται από θετικές τιμές της διαθέσιμης ενέργειας (Q_{value}) ενώ οι ενδόθερμες από αρνητικές τιμές. Στην περίπτωση που $Q_{value} = 0$ έχουμε ελαστική σκέδαση. Συνοψίζουμε τα παραπάνω στον παρακάτω πίνακα :

Είδος Αντίδρασης	Q_{value}
<i>Ενδόθερμη</i>	< 0
<i>Εξώθερμη</i>	> 0
<i>Ελαστική Σκέδαση</i>	0

Η συνολική διαθέσιμη ενέργεια Q_{value} προέρχεται από τη διαφορά των μαζών αντιδρώντων και προϊόντων όπως αυτά φαίνονται στην αντίδραση 1.1. Πιο συγκεκριμένα έχουμε :

$$Q_{value} = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$$

ή

$$Q_{value} = \Delta_a + \Delta_A - \Delta_b - \Delta_B \quad (1.3)$$

Όπου $\Delta = m - A$ το έλλειμμα μάζας. Με m συμβολίζεται η μάζα του ουδέτερου ατόμου σε ατομικές μονάδες (amu), ενώ με A ο μαζικός αριθμός του ατόμου (σε amu).

Στο πείραμα που έγινε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής μελετήθηκαν αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα. Πιο συγκεκριμένα τα προσπίπτοντα νετρόνια στα φυσικά ισότοπα του Ιριδίου $^{191,193}\text{Ir}$ οδήγησαν στην παραγωγή των σύνθετων πυρήνων $^{192}\text{Ir}^*$ και $^{194}\text{Ir}^*$ αντίστοιχα. Τα διαθέσιμα κανάλια αποδιέγερσης δίνονται παρακάτω.

Πίνακας 1.1: Πιθανά κανάλια εξόδου της αλληλεπίδρασης $n + ^{191}\text{Ir}$

Σύνθετος Πυρήνας	Κανάλι Εξόδου
$^{192}\text{Ir}^*$	$3n + ^{189}\text{Ir}$
	$2n + ^{190}\text{Ir}$
	$n + p + ^{190}\text{Os}$
	$n + ^{191}\text{Ir}$
	$p + ^{191}\text{Os}$
	$n + a + ^{187}\text{Re}$
	$a + ^{188}\text{Re}$

Αν εφαρμόσουμε τη σχέση 1.3 για κάθε πιθανό κανάλι εξόδου του πίνακα 1.1 και για την αρχική αλληλεπίδραση ($n + ^{191}\text{Ir}$) θα έχουμε την τιμή του Q_{value} για κάθε αντίδραση.

Πίνακας 1.2: Πιθανά κανάλια εξόδου της αλληλεπίδρασης $n + {}^{193}\text{Ir}$

Σύνθετος Πυρήνας	Κανάλι Εξόδου
${}^{194}\text{Ir}^*$	$3n + {}^{191}\text{Ir}$
	$2n + {}^{192}\text{Ir}$
	$n + p + {}^{192}\text{Os}$
	$n + {}^{193}\text{Ir}$
	$p + {}^{193}\text{Os}$
	$n + a + {}^{189}\text{Re}$
	$a + {}^{190}\text{Re}$

1.1.3 Ενεργειακά Διαγράμματα των Αντιδράσεων

Το ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n + {}^{191}\text{Ir}$ αποτελεί μία σχηματική αναπαράσταση των ενεργειακών επιπέδων του κάθε καναλιού, και από αυτό φαίνεται ποια κανάλια ανοίγουν μετά την αλληλεπίδραση. Θεωρούμε ως σημείο αναφοράς τη θεμελιώδη (ή βασική) στάθμη του σύνθετου πυρήνα (θέτουμε αυτή ως τη μηδενική ενεργειακή στάθμη). Με χρήση της σχέσης 1.3 βρίσκουμε το ενεργειακό επίπεδο όλων των καναλιών και τα αναπαριστούμε γραφικά για ευκολότερη κατανόηση.

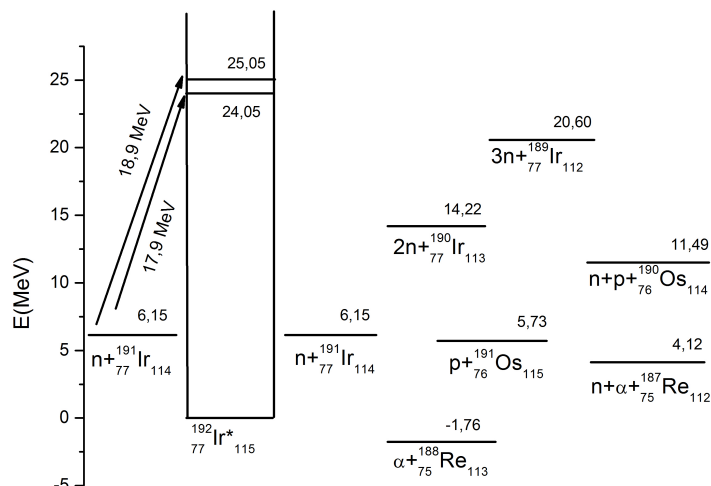
Ακριβώς η ίδια μεθοδολογία χρησιμοποιήθηκε κατά τη μελέτη του δεύτερου φυσικού ισότοπου του Ιριδίου (${}^{193}\text{Ir}$) και της αντίστοιχης αλληλεπίδρασης $n + {}^{193}\text{Ir} \rightarrow {}^{194}\text{Ir}^*$. Δίνονται λοιπόν τόσο ο πίνακας με τα δυνατά κανάλια αποδιέγερσης (με τα αντίστοιχα ενεργειακά επίπεδα) όσο και τα ενεργειακά διαγράμματα για τις δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν στην εργασία αυτή.

Πίνακας 1.3: Δυνατά κανάλια εξόδου με τις αντίστοιχες ενέργειες που απαιτούνται για να ανοίξουν αναφορικά με την θεμελιώδη στάθμη του σύνθετου πυρήνα ${}^{192}\text{Ir}^*$

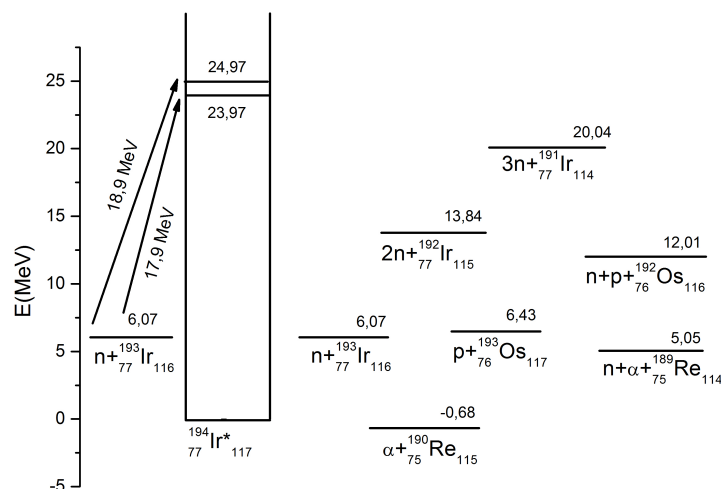
Σύνθετος Πυρήνας	Κανάλι Εξόδου	Ενεργειακό Επίπεδο
${}^{192}\text{Ir}^*$	$3n + {}^{189}\text{Ir}$	20.60 MeV
	$2n + {}^{190}\text{Ir}$	14.22 MeV
	$n + p + {}^{190}\text{Os}$	11.49 MeV
	$n + {}^{191}\text{Ir}$	6.15 MeV
	$p + {}^{191}\text{Os}$	5.73 MeV
	$n + a + {}^{187}\text{Re}$	4.12 MeV
	$a + {}^{188}\text{Re}$	-1.76 MeV

Πίνακας 1.4: Δυνατά κανάλια εξόδου με τις αντίστοιχες ενέργειες που απαιτούνται για να ανοίξουν αναφορικά με την θεμελιώδη στάθμη του σύνθετου πυρήνα ${}^{194}\text{Ir}^*$

Σύνθετος Πυρήνας	Κανάλι Εξόδου	Ενεργειακό Επίπεδο
${}^{194}\text{Ir}^*$	$3n + {}^{191}\text{Ir}$	20.04 MeV
	$2n + {}^{192}\text{Ir}$	13.84 MeV
	$n + p + {}^{192}\text{Os}$	12.01 MeV
	$n + {}^{193}\text{Ir}$	6.07 MeV
	$p + {}^{193}\text{Os}$	6.43 MeV
	$n + a + {}^{189}\text{Re}$	5.05 MeV
	$a + {}^{190}\text{Re}$	-0.63 MeV

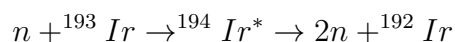
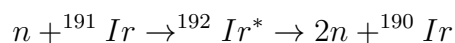


Σχήμα 1.1: Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης $n + {}^{191}\text{Ir}$



Σχήμα 1.2: Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης $n + {}^{193}\text{Ir}$

Το κανάλι που μελετήθηκε σε αυτή την εργασία ήταν και για τα δύο ισότοπα το “κανάλι 2n”, η αντίδραση δηλαδή που οδήγησε στην παραγωγή δύο νετρονίων. Σχηματικά οι αντιδράσεις αυτές δίνονται παρακάτω:



Στα σχήματα 1.1 και 1.2 βλέπουμε την παραγωγή του σύνθετου πυρήνα σε διεγερμένες στάθμες ανάλογα με τις δύο ενέργειες νετρονίων (17.9 MeV και 18.9 MeV). Ο προτιμητέος τρόπος αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα είναι με σωματιδιακή εκπομπή.

Όπως βλέπουμε ο σύνθετος πυρήνας μπορεί να εκπέμψει είτε νετρόνια είτε πρωτόνια είτε πυρήνες ηλίου (ακτινοβολία "άλφα"). Από όλους αυτούς τους τρόπους αποδιέγερσης, προς παραγωγή ενός πιο σταθερού πυρηνικού συστήματος, προτιμάται η εκπομπή νετρονίων. Λόγω της έλλειψης τους σε φορτίο, το φράγμα Coulomb δεν τα επηρεάζει, οπότε μπορούν πιο εύκολα να εξέλθουν από τον πυρήνα σε σύγκριση με τους πυρήνες ηλίου ή με τα πρωτόνια.

Τα κανάλια λοιπόν στα οποία θα αποδιεγερθεί ο πυρήνας με τη μεγαλύτερη πιθανότητα (ενεργό διατομή) είναι αυτά τα οποία σχετίζονται με την εκπομπή νετρονίων. Παρακάτω δίνουμε μια λίστα με τα ανοιχτά κανάλια αποδιέγερσης και γιατί δεν τα μελετήσαμε στα πλαίσια αυτής της εργασίας:

Για την αντίδραση $n + {}^{191}\text{Ir} \rightarrow {}^{192}\text{Ir}^*$

- $3n + {}^{189}\text{Ir}$
ο παραγόμενος πυρήνας ${}^{189}\text{Ir}$ αν και έχει "κατάλληλο" χρόνο ημιζωής για τη χρήση μεθόδου ενεργοποίησης, το κανάλι αυτό δε μελετήθηκε διότι ο πυρήνας αυτός παράγει ακτίνες-γ πολύ μικρής έντασης οι οποίες δεν γίνεται να ανιχνευθούν
- $2n + {}^{190}\text{Ir}$
αποτελεί το κανάλι που μελετήσαμε
- $n + p + {}^{190}\text{Os}$
εκτός από την ύπαρξη των πρωτονίων που θα οδηγούσαν σε μικρή ενεργό διατομή, στο κανάλι αυτό εμφανίζεται και το ισότοπο ${}^{190}\text{Os}$ το οποίο είναι σταθερό και επομένως δεν μπορεί να μελετηθεί με τη μέθοδο της ενεργοποίησης
- $n + {}^{191}\text{Ir}$
Το κανάλι αυτό είναι το κανάλι ελαστικής σκέδασης το οποίο απαιτεί διαφορετική πειραματική διάταξη και δεν επιτυγχάνεται με τη μέθοδο της ενεργοποίησης που χρησιμοποιήσαμε στην παρούσα εργασία
- $p + {}^{191}\text{Os}$
Λόγω της εκπομπής φορτισμένου σωματιδίου, το κανάλι αυτό έχει μικρότερη ενεργό διατομή κατά δύο τάξεις μεγέθους στις ενέργειες που μελετήθηκαν
- $n + a + {}^{187}\text{Re}$
Το παραγόμενο ${}^{187}\text{Re}$ έχει χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 4.35 \cdot 10^{10} \text{ years}$, οπότε η μελέτη του στα πλαίσια ενός τέτοιου πειράματος είναι αδύνατη
- $a + {}^{188}\text{Re}$
στην περίπτωση αυτή έχουμε και πάλι μικρής έντασης παραγόμενες ακτίνες-γ ενώ η μεγάλη ενεργειακή διαφορά μεταξύ του διεγερμένου σύνθετου πυρήνα και της στάθμης αυτής οδηγεί στη μικρή ενεργό διατομή της, εφόσον θα προτιμηθεί μια πιο από τις προηγούμενες αποδιεγέρσεις

Με αντίστοιχα επιχειρήματα θα έχουμε για την αντίδραση $n + {}^{193}\text{Ir} \rightarrow {}^{194}\text{Ir}^*$

- $3n + {}^{191}\text{Ir}$
Το κανάλι αυτό καταλήγει σε ένα από τα δύο φυσικά και σταθερά ισότοπα του Ιριδίου και επομένως δεν μπορεί να μελετηθεί με τη μέθοδο της ενεργοποίησης
- $2n + {}^{192}\text{Ir}$
Είναι το κανάλι που μελετάμε

- $n + p + {}^{192}\text{Os}$
 Το παραγόμενο ισότοπο του Οσμίου ${}^{192}\text{Os}$, είναι σταθερό ενώ η μετασταθής του στάθμη έχει πολύ μικρό χρόνο ημιζωής ($t_{1/2} \sim 5.9\text{sec}$)

- $n + {}^{193}\text{Ir}$
 Αποτελεί το κανάλι ελαστικής σκέδασης

- $p + {}^{193}\text{Os}$
 Ο παραγόμενος πυρήνας εκπέμπει ακτίνες- γ μικρής έντασης, ενώ έχει σημαντικά μικρότερη ενεργό διατομή

- $n + a + {}^{189}\text{Re}$
 Το κυρίαρχο πρόβλημα του καναλιού αυτού είναι η πολύ μικρή ενεργός διατομή

- $a + {}^{190}\text{Re}$
 Οι πιο εντατική ακτίνα- γ του παραγόμενου ισότοπου "μοιλύνεται" από άβητες αποδιεγέρσεις και σε συνδυασμό με τη μεγάλη ενεργειακή διαφορά του διεγερμένου σύνθετου πυρήνα η ενεργός διατομή θα είναι πολύ μικρή και επομένως η μελέτη της καθίσταται ιδιαίτερα δύσκολη

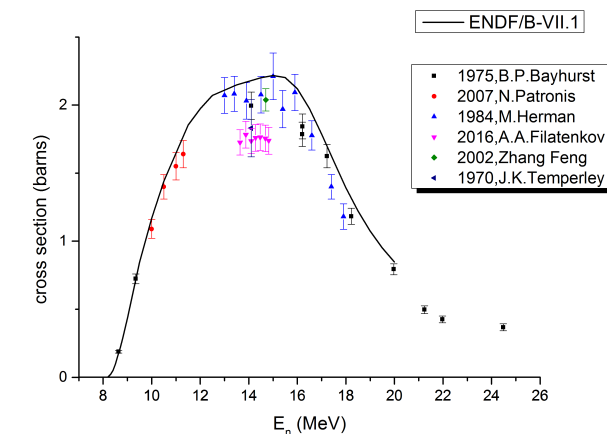
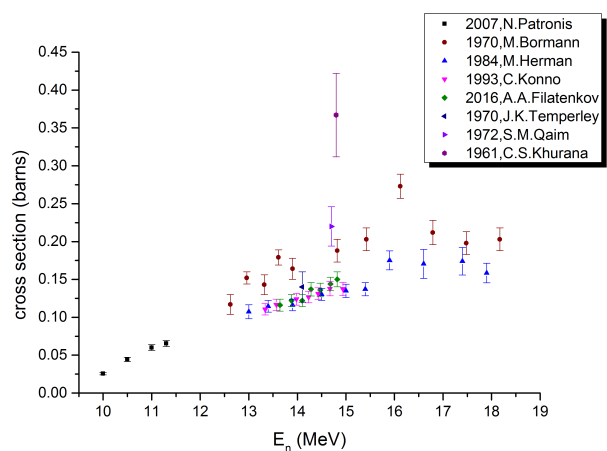
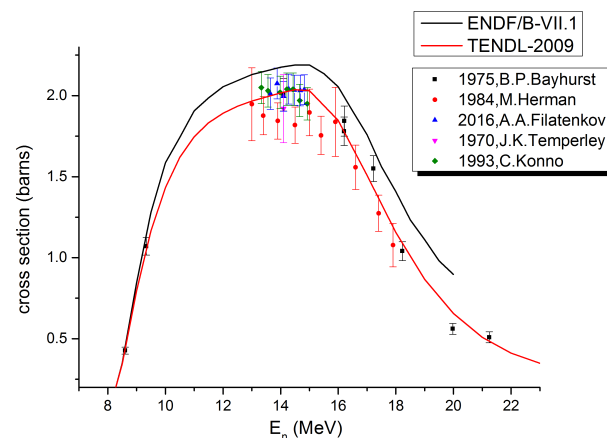
1.2 Υπάρχοντα Πειραματικά Δεδομένα

Στην παράγραφο αυτή παραθέτουμε τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν σε αυτή την εργασία.

Στο σημείο αυτό, αξίζει να τονιστεί ότι στην περίπτωση της αντίδρασης ${}^{191}\text{Ir}(n, 2n){}^{190}\text{Ir}$, ο παραγόμενος πυρήνας μπορεί να βρεθεί είτε στη βασική του στάθμη ($t_{1/2} = 11.78\text{ days}$) είτε στη δεύτερη μετασταθή του με αντίστοιχο χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 3.25\text{ h}$.

Προηγούμενες μετρήσεις από την ομάδα του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου έχουν γίνει σε χαμηλότερες ενέργειες [11] [14] [12]. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η παραγωγή των νετρονίων στην περίπτωση των μετρήσεων αυτών έγινε μέσω της αντίδρασης $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$.

Οι μετρήσεις που έγιναν στα πλαίσια της εργασίας αυτής αναφέρονται σε υψηλότερες ενέργειες (17.9 MeV και 18.9 MeV) και η αντίδραση $D + T \rightarrow n + {}^4\text{He}$ παρήγαγε τα απαραίτητα νετρόνια.

(α) $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ (β) $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ (γ) $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$

Σχήμα 1.3: Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν

Σημειώνεται επίσης ότι στην περίπτωση των σχημάτων 1.3α', 1.3γ' δίνονται επίσης και καμπύλες[4],[17] από τις βάσεις δεδομένων ENDF και TENDL που εκτιμούν τη γενική συμπεριφορά της ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων για την εκάστοτε αντίδραση βάσει πειραματικών μετρήσεων, σε αντίθεση με το σχήμα 1.3β' που

δεν υπάρχουν καμπύλες εκτίμησης. Οι μετρήσεις του παρόντος πειράματος έλαβαν χώρα σε ενέργειες νετρονίων $E_n = 17.9 \text{ MeV}$ και 18.9 MeV . Βάσει των σχημάτων 1.3 έχουμε ότι για την αντίδραση:

- $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ (σχήμα 1.3α)
στα 17.9 MeV τα υπάρχοντα δεδομένα έχουν σημαντική απόκλιση από την καμπύλη εκτίμησης (ENDF VII.1), ενώ στα 18.9 MeV δεν έχουν υπάρξει προηγούμενες μετρήσεις
- $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ (σχήμα 1.3β)
Εδώ βλέπουμε ότι για τις υψηλότερες ενέργειες (πάνω από $\sim 15 \text{ MeV}$) υπάρχει πληθώρα πειραματικών μετρήσεων με αξιοσημείωτη όμως ασυμφωνία μεταξύ τους σε αντίθεση με την περιοχή των χαμηλότερων ενεργειών που υπάρχουν πειραματικές από μια μόνο εργασία[11]. Αναφέρεται ενδεικτικά ότι η στη στάθμη αυτή αντιστοιχεί $J = 11^-$, όπως θα δούμε αναλυτικότερα σε επόμενο κεφάλαιο.
- $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ (σχήμα 1.3γ)
στην περίπτωση αυτή, υπάρχει αφενός έλλειψη μέτρησης στα 18.9 MeV και αφετέρου ασυμφωνία μεταξύ των καμπυλών εκτίμησης[4],[17]. Περισσότερα πειραματικά σημεία λοιπόν, θα οδηγήσουν σε μια καλύτερη εκτίμηση.

Στα πλαίσια της διπλωματικής αυτής εργασίας χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της νετρονικής ενεργοποίησης η οποία περιλαμβάνει ακτινοβολήση του προς μελέτη στόχου, ο οποίος στη συνέχεια αποδιεγείρεται παράγοντας ακτίνες-γ. Τα αποτελέσματα λοιπόν εξάγονται από την μελέτη των ακτίνων-γ του παραγόμενου πυρήνα. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται φασματοσκοπία-γ μέσω ανιχνευτών που βασίζουν τη λειτουργία τους στις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη.

Στα επόμενα κεφάλαια λοιπόν, παρουσιάζονται συνοπτικά τόσο οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη, όσο και κάποια χρήσιμα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή.

1.3 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων με την Ύλη

Οι βασικότερες από αυτές είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Κατά τις διαδικασίες αυτές το προσπίπτον στην ύλη φωτόνιο, είτε χάνεται εντελώς, είτε σκεδάζεται σε σχετικά μεγάλη γωνία. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι αυτή η διαδικασία αλληλεπίδρασης διαφέρει από την αντίστοιχη των φορτισμένων σωματιδίων, τα οποία χάνουν σταδιακά την ενέργειά τους, καθώς ταξιδεύουν εντός του υλικού αλληλεπιδρώντας με τα άτομά του.

Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο αποτελεί μια αλληλεπίδραση μεταξύ ενός φωτονίου, και ενός ηλεκτρονίου που ανήκει σε κάποιο άτομο. Το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης αυτής, είναι ότι το φωτόνιο εξαφανίζεται και ένα από τα ηλεκτρόνια του ατόμου απελευθερώνεται από αυτό, και μπορεί να θεωρηθεί πλέον ως ελεύθερο ηλεκτρόνιο ή *φωτοηλεκτρόνιο*. Η κινητική του ενέργεια ισούται με

$$T = E_\gamma - B_e$$

όπου E_γ η ενέργεια του φωτονίου και B_e η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στο άτομο.

Η πιθανότητα της αλληλεπίδρασης αυτής συμβολίζεται με τ και εξαρτάται από την ενέργεια της ακτίνας- γ (E_γ), τον ατομικό αριθμό του ατόμου (Z) και τον αντίστοιχο μαζικό αριθμό (A). Πιο συγκεκριμένα θα ισχύει ότι:

$$\tau(m^{-1}) = aN \frac{Z^n}{E_\gamma^m} [1 - O(Z)] \quad (1.4)$$

με a να συμβολίζει μια σταθερά ανεξάρτητη των Z και E_γ . Ο όρος $O(Z)$ αποτελεί διορθωτικό όρο σε πρώτη τάξη ως προς Z . Αν κοιτάξει κανείς τη μορφή της σχέσης 1.4 μπορεί εύκολα να δει πως όσο οι τιμές του Z γίνονται μεγαλύτερες η ενεργός διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου αυξάνεται, ενώ για δεδομένο υλικό (δεδομένο Z) η αντίστοιχη ενεργός διατομή, αυξάνεται, όσο η ενέργεια της προσπίπτουσας ακτίνας- γ μειώνεται.

Ενδιαφέρον επίσης παρουσιάζει η σύγκριση ενεργών διατομών τ_1, τ_2 για δύο διαφορετικά υλικά. Θα ισχύει :

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{A_1}{A_2} \right) \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^n$$

όπου τ_i οι ενεργές διατομές του φωτοηλεκτρικού φαινομένου σε m^{-1} και ρ_i, A_i οι πυκνότητες και τα ατομικά βάρη αντίστοιχα, για τα δύο διαφορετικά υλικά.

Σκέδαση Compton

Κατά το φαινόμενο αυτό, ένα φωτόνιο συγκρούεται με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο. Αν η ενέργεια του φωτονίου είναι της τάξης των keV ενώ η ενέργεια σύνδεσης ενός ηλεκτρονίου σε κάποιο άτομο είναι της τάξης των eV , τότε μπορούμε να θεωρήσουμε το εν λόγω ηλεκτρόνιο ελεύθερο, όσον αφορά στη σκέδαση Compton.

Μετά τη σκέδαση Compton το φωτόνιο δεν χάνεται, αλλά όπως είναι προφανές και από την ονομασία του φαινομένου, σκεδάζεται σε κάποια γωνία και αποκτά διαφορετική ενέργεια και ορμή, αφού δίνει μέρος τους στο επίσης σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο. Πιο συγκεκριμένα για την κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου θα ισχύει:

$$T = E_\gamma - E_{\gamma'} \quad (1.5)$$

Μπορούμε επίσης, αν λάβουμε υπόψιν τις σχέσεις διατήρησης ορμής, να καταλήξουμε στη γωνιακή εξάρτηση της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου. Θα έχουμε τότε:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos(\theta))E_\gamma/mc^2} \quad (1.6)$$

Με συνδυασμό των εξισώσεων 1.5 και 1.6 καταλήγουμε στη σχέση της κινητικής ενέργειας του ηλεκτρονίου συναρτήσει και της γωνίας σκέδασης:

$$T = \frac{(1 - \cos(\theta))E_\gamma/mc^2}{1 + (1 - \cos(\theta))E_\gamma/mc^2} E_\gamma \quad (1.7)$$

Μια πολύ σημαντική παράμετρος κατά τη μέτρηση της ακτινοβολίας είναι η μέγιστη και η ελάχιστη τιμή της κινητικής ενέργειας τόσο του ηλεκτρονίου, όσο και του φωτονίου μετά τη σκέδαση. Η ελάχιστη τιμή της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου και ταυτόχρονα η μέγιστη τιμή της αντίστοιχης ενέργειας για το ηλεκτρόνιο αντιστοιχεί σε γωνία $\theta = \pi$. Τότε από τις σχέσεις 1.6 και 1.7 θα έχουμε :

$$E_{\gamma',min} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2E_{\gamma}/mc^2} \quad (1.8)$$

$$T_{max} = \frac{2E_{\gamma}/mc^2}{1 + 2E_{\gamma}/mc^2} E_{\gamma} \quad (1.9)$$

Αντίστοιχα για τη μέγιστη τιμή της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου θα έχουμε τη γωνία $\theta = 0$, που πρακτικά σημαίνει ότι η σκέδαση δεν έγινε. Από τις σχέσεις 1.6, 1.7 θα έχουμε :

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \quad (1.10)$$

$$T_{min} = 0 \quad (1.11)$$

Μπορεί κανείς εύκολα να δει ότι εφόσον η ελάχιστη ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου είναι διάφορη του μηδενός. Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι στη σκέδαση Compton είναι αδύνατο η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου να μεταφερθεί εξ ολοκλήρου στο ηλεκτρόνιο. Υπάρχει επίσης η πιθανότητα το σκεδαζόμενο φωτόνιο να δραπετεύσει πριν αφήσει όλη του την ενέργεια στον ανιχνευτή.

Η πιθανότητα για την εν λόγω σκέδαση συμβολίζεται με $\sigma(m^{-1})$ και μπορεί να γραφεί στη μορφή :

$$\sigma(m^{-1}) = NZf(E_{\gamma})$$

Εφόσον για τα περισσότερα υλικά (εκτός του υδρογόνου) μπορούμε να υποθέσουμε ότι ισχύει $Z \sim \frac{A}{2}$ καταλήγουμε στην έκφραση για το σ

$$\sigma \sim \rho \frac{N_A}{A} Z f(E_{\gamma}) \sim \rho \left(\frac{N_A}{A} \right) \frac{A}{2} f(E_{\gamma}) \sim \rho \frac{N_A}{2} f(E_{\gamma}) \quad (1.12)$$

Βάσει της σχέσης 1.12 φαίνεται ότι η πιθανότητα πραγματοποίησης της σκέδασης αυτής είναι ανεξάρτητη από τον ατομικό αριθμό του υλικού. Αναφαίρεται επίσης ενδεικτικά ότι μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας του φωτονίου.

Παρακάτω δίνεται μία έκφραση που συνδέει τις ενεργές διατομές της σκέδασης Compton για δύο διαφορετικά υλικά :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \left(\frac{A_1}{A_2} \right) \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right) \quad (1.13)$$

Δίδυμη Γένεση

Το φαινόμενο της δίδυμης γένεσης αναφέρεται σε αλληλεπίδραση ενός φωτονίου και ενός πυρήνα. Το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης αυτής είναι ότι το φωτόνιο εξαφανίζεται και δίνει τη θέση του σε ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Ο πυρήνας είναι αναγκαίος για την εμφάνιση του φαινομένου αυτού, εφόσον δημιουργεί το απαραίτητο πεδίο για να γίνει η δίδυμη γένεση. Ένα "ελεύθερο" φωτόνιο δεν θα δημιουργήσει ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου αν δε βρεθεί σε κάποιο πυρηνικό πεδίο. Βάσει επιχειρημάτων διατήρησης ενέργειας, έχουμε για τις κινητικές ενέργειες του ηλεκτρονίου και του ποζιτρονίου :

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_{\gamma} - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_{\gamma} - 1.022 \text{ MeV}$$

Φαίνεται λοιπόν ότι η συνολική διαθέσιμη ενέργεια, που θα μοιραστεί στα προϊόντα της αντίδρασης είναι η ενέργεια του αρχικού φωτονίου μείον 1.022 MeV . Το φαινόμενο αυτό είναι λογικό αν σκεφτεί κανείς ότι η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου αντιστοιχεί σε ενέργεια 0.511 MeV . Για την παραγωγή του ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου (που έχουν την ίδια μάζα), θα πρέπει να υπάρχει διαθέσιμη ενέργεια τουλάχιστον δύο φορές από αυτή που αντιστοιχεί στο ηλεκτρόνιο. Για λόγους συμμετρίας θα έχουμε

$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1.022 \text{ MeV})$$

Σε αντιστοιχία με τις προηγούμενες παραγράφους, η ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης παρουσιάζεται παρακάτω (συμβολίζεται με $\kappa(m^{-1})$):

$$\kappa(m^{-1}) = NZ^2 f(E_\gamma, Z) \quad (1.14)$$

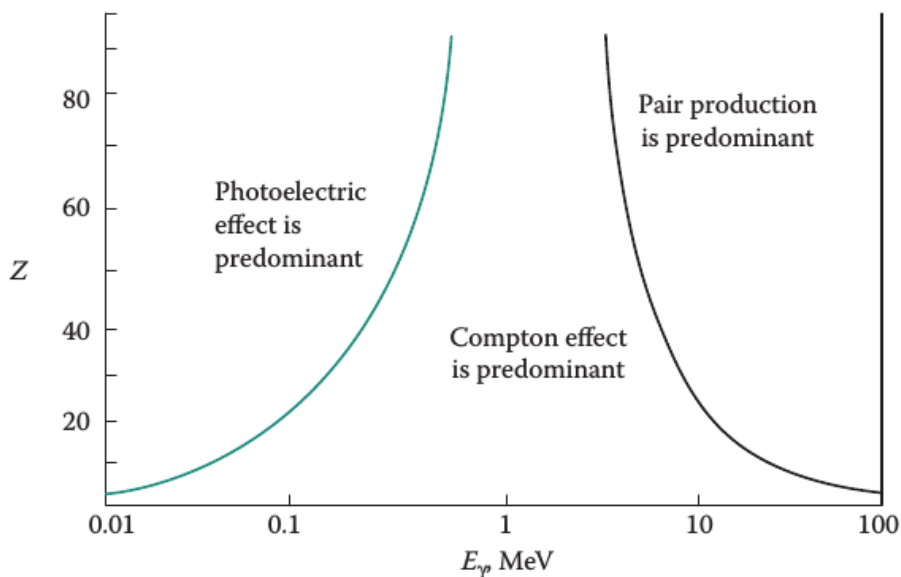
Η ενεργός διατομή αυτή, αυξάνεται τόσο με την ενέργεια της ακτίνας-γ, όσο και με τον ατομικό αριθμό Z του υλικού. Αξίζει ωστόσο να σημειωθεί ότι στην περίπτωση της εξάρτησης από την ενέργεια του αρχικού φωτονίου, υπάρχει ένα ενεργειακό κατώφλι για την εμφάνιση του φαινομένου που αντιστοιχεί σε ενέργεια $E_\gamma = 1.022 \text{ MeV}$ για τους λόγους που αναφέραμε παραπάνω.

Σχετική Συνεισφορά των Τριών Φαινομένων

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζεται σύντομα η σχετική συμβολή και των τριών φαινομένων που αναφέρθηκαν προηγουμένως :

- Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο (Photoelectric effect)
- Σκέδαση (ή φαινόμενο) Compton (Compton effect)
- Δίδυμη Γένεση (Pair Production)

Η σχετική συμβολή δίνεται σχηματικά συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου ($E_\gamma \text{ (MeV)}$) και του ατομικού αριθμού Z του υλικού.



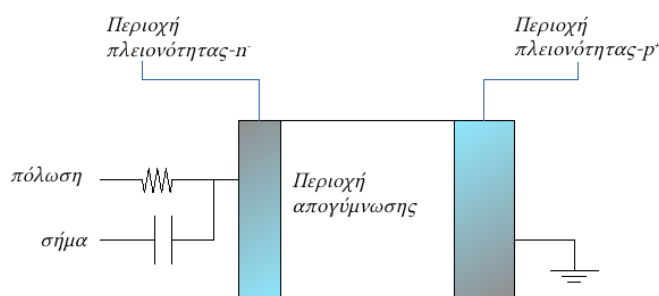
Σχήμα 1.4: Η σχετική συμβολή των τριών κύριων αλληλεπιδράσεων φωτονίων με την ύλη ανάλογα με την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου και του ατομικού αριθμού Z του υλικού [10]

1.4 Ανιχνευτές Γερμανίου

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής, ήταν απαραίτητη η ανίχνευση ακτίνων-γ. Αυτό ήταν δυνατό, μέσω ανιχνευτών Γερμανίου υψηλής καθαρότητας (High Purity Germanium detectors ή HPGe). Το Γερμάνιο είναι ημιαγώγιμο υλικό και ο μηχανισμός ανίχνευσης ακτινοβολίας-γ δεν μπορεί παρά να περιλαμβάνει τις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη οι οποίες παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη παράγραφο.

Τα φωτόνια ανιχνεύονται μέσω των ηλεκτρονίων που αυτά παράγουν κατά την αλληλεπίδρασή τους με το υλικό από το οποίο ο ανιχνευτής είναι φτιαγμένος (στην προκειμένη περίπτωση ημιαγώγο Γερμανίου). Τα ηλεκτρόνια (ή και ποζιτρόνια) που παράγονται από τις τρεις βασικές αλληλεπιδράσεις εναποθέτουν την ενέργειά τους στον ανιχνευτή και παράγουν έναν παλμό τάσης, ο οποίος αντιστοιχεί σε διέλευση ενός φωτονίου. Το ύψος του παλμού είναι ανάλογο με την ενέργεια που αποθηκεύτηκε στον ανιχνευτή μέσω του αρχικού φωτονίου.

Γενικά, οι ανιχνευτές Γερμανίου, αποτελούνται από μια επαφή $p-i-n$. Η επαφή κατασκευάζεται από έναν κρύσταλλο ημιαγώγου Γερμανίου (Ge) διαμέτρου έως και 100 mm υψηλής καθαρότητας (High Purity) ο οποίος εμπλουτίζεται ώστε να γίνει τύπου p^+ από τη μία πλευρά και n^- από την άλλη, ή n^- και p^+ αντίστοιχα.



Σχήμα 1.5: Η επαφή $p-i-n$

Εφαρμόζοντας τάση στα άκρα του κρυστάλλου, δημιουργείται στο κεντρικό τμήμα μια περιοχή χωρίς ηλεκτρόνια και οπές η οποία καλείται *περιοχή απογύμνωσης*. Ταυτόχρονα, ελαχιστοποιούνται οι περιοχές πλειονότητας στα άκρα του κρυστάλλου με μεγάλες συγκεντρώσεις p^+ και n^- όπως φαίνεται στο σχήμα 1.5. Η περιοχή αυτή αποτελεί τον *ενεργό όγκο* του ανιχνευτή. Αποτελεί δηλαδή τον χώρο εκείνο στον οποίο ένα φωτόνιο έχει τη δυνατότητα καταγραφής. Η διέλευση ενός φωτονίου από οποιοδήποτε άλλο σημείο δεν οδηγεί σε ανίχνευση. Είναι λογικό λοιπόν, ο ενεργός αυτός όγκος να γίνει όσο το δυνατόν μεγαλύτερος. Σε αυτή την περιοχή, το εισερχόμενο φωτόνιο δημιουργεί ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών τα οποία συλλέγονται μέσω της εξωτερικά εφαρμοζόμενης τάσης στις επαφές p-n. Η εφαρμογή υψηλής τάσης καθιστά την περιοχή απογύμνωσης μεγαλύτερη.

Κατά τη διάρκεια λειτουργίας του κρυστάλλου, είναι απαραίτητο αυτός να διατηρείται σε χαμηλή θερμοκρασία, γιατί σε αντίθετη περίπτωση θα έχουμε ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών και στην περιοχή απογύμνωσης τα οποία θα παράγουν μη χρήσιμο σήμα, αυξάνοντας με αυτόν τον τρόπο τον θόρυβο. Οι ανιχνευτές αυτοί σε σχέση με τους σπινθηριστές έχουν πολύ μεγαλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα, αλλά η λειτουργία τους απαιτεί ψύξη (συνήθως με χρήση υγρού αζώτου).

1.4.1 Τεχνικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών

Ανιχνευτική Ικανότητα

Η ανιχνευτική ικανότητα σχετίζεται με την ικανότητα κάποιου ανιχνευτή να ανιχνεύει όσο το δυνατόν μεγαλύτερο ποσοστό εκπεμπόμενης ακτινοβολίας που προέρχεται από κάποια πηγή ανα μονάδα χρόνου σε δεδομένη απόσταση. Στην περίπτωση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (φωτόνια), η ανιχνευτική ικανότητα εξαρτάται από την ενέργεια των προς ανίχνευση φωτονίων, τον τύπο και το μέγεθος του κρυστάλλου του ανιχνευτή, τη γεωμετρία της πηγής (σχήμα, διαστάσεις) καθώς και τη σχετική θέση πηγής-κρυστάλλου.

Απόλυτη ή Ολική Απόδοση Κορυφής (Absolute Efficiency)

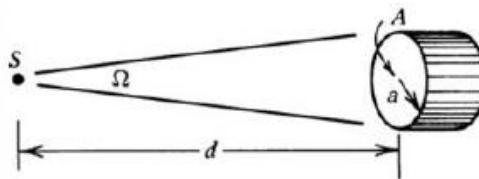
Ορίζεται ως ο λόγος :

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{peak}}{N_{emission}} \quad (1.15)$$

του αριθμού των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία φωτοκορυφής στο φάσμα (N_{peak}), προς τον συνολικό αριθμό φωτονίων που η πηγή εξέπεμψε ($N_{emission}$). Και τα δύο είδη αριθμών φωτονίων αναφέρονται στο ίδιο χρονικό διάστημα. Η απόλυτη απόδοση ενός ανιχνευτή εξαρτάται τόσο από τη γεωμετρία της πηγής όσο και του ανιχνευτή.

Εσωτερική Απόδοση Κορυφής (Internal peak efficiency)

Ο ορισμός της εσωτερικής απόδοσης κορυφής είναι παρόμοιος με τον αντίστοιχο της απόλυτης απόδοσης, με τη διαφορά ότι έχουμε τον λόγο του αριθμού των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία φωτοκορυφής προς τον αριθμό των φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή. Τα φωτόνια που εισέρχονται σε έναν ανιχνευτή θα είναι προφανώς λιγότερα από αυτά που εκπέμπονται από την πηγή λόγω της απόστασης πηγής-ανιχνευτή και της αντίστοιχης στερεάς γωνίας όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6



Σχήμα 1.6: Η στερεά γωνία που δέχεται ο ανιχνευτής A από τη σημειακή πηγή S [5]

Με S συμβολίζεται η πηγή, με d η σχετική απόσταση πηγής-ανιχνευτή, με a η ακτίνα του ανιχνευτή και με A η συνολική επιφάνεια στην οποία προσπίπτει η παραγόμενη από την πηγή ακτινοβολία. Με Ω συμβολίζεται η στερεά γωνία για την οποία ισχύει

$$\Omega = \int_A \frac{\cos \alpha}{r^2} \Rightarrow \Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \xrightarrow{d \gg a} \Omega \simeq \frac{A}{d^2}$$

Η απόλυτη απόδοση κορυφής (ε_{abs}) και η εσωτερική απόδοση κορυφής (ε_{int}) συνδέονται με την απλή σχέση :

$$\frac{\varepsilon_{int}}{\varepsilon_{abs}} = \frac{4\pi}{\Omega} \quad (1.16)$$

Λόγος Κορυφής ως προς το Σύνολο (Peak-to-Total ratio)

Το μέγεθος αυτό σχετίζεται με την έννοια του υποβάθρου, φαινόμενο το οποίο συνοδεύει κάθε μέτρηση ακτινοβολίας. Έχουμε λοιπόν ότι το εν λόγω μέγεθος είναι ο λόγος $\frac{N_{peak}}{N_{detected}}$ με $N_{detected}$ τα συνολικά φωτόνια που ανιχνεύονται στο διάστημα λήψης του φάσματος. Αποτελεί ένα μέτρο σύγκρισης μεταξύ της “χρήσιμης” φωτοκορυφής και του αντίστοιχου υποβάθρου.

Ανιχνευτική Ικανότητα Ge σε σχέση με σπινθηριστή NaI

Ο χαρακτηρισμός ενός ανιχνευτή ως προς την ανιχνευτική του ικανότητα θα πρέπει να έχει απόλυτο χαρακτήρα, ώστε η σύγκριση μεταξύ δύο τυχαίων ανιχνευτών να είναι αξιόπιστη. Θα μπορούσε κανείς να σκεφτεί ότι τον ρόλο ενός τέτοιου μεγέθους θα μπορούσε να παίξει η απόλυτη απόδοση ε_{abs} . Η εξάρτησή της όμως από τη γεωμετρία της πηγής και του ανιχνευτή όπως αναφέραμε παραπάνω δεν το καθιστά καθολικό κριτήριο.

Για τον λόγο αυτό, ορίζεται η έννοια της *σχετικής ανιχνευτικής ικανότητας* ενός ανιχνευτή Ge σε σχέση με την ανιχνευτική ικανότητα ενός κρυστάλλου NaI διαστάσεων $3'' \times 3''$ τοποθετημένου σε απόσταση 25 cm από μία πηγή ^{60}Co για φωτοκορυφή συγκεκριμένης ενέργειας (1332.5 keV).

Η σύγκριση λοιπόν των δύο ανιχνευτών γίνεται με την τοποθέτηση του ανιχνευτή ημιαγωγού στην ίδια απόσταση από την πηγή, οπότε μπορούν να υπολογιστούν τα μεγέθη ε_{abs} και για τους δύο ανιχνευτές. Ορίζεται λοιπόν η σχετική ανιχνευτική ικανότητα (relative efficiency, ε_{rel}) ως εξής:

$$\varepsilon_{rel} = \frac{\varepsilon_{abs}(Ge)}{\varepsilon_{abs}(NaI)} = \frac{N_{peak}(Ge)}{N_{peak}(NaI)} \quad (1.17)$$

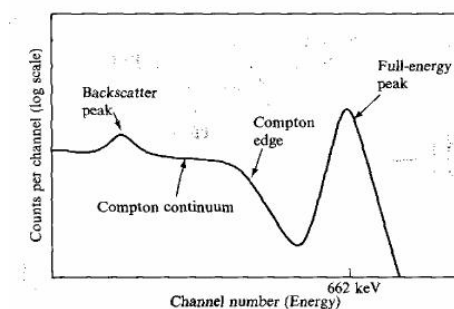
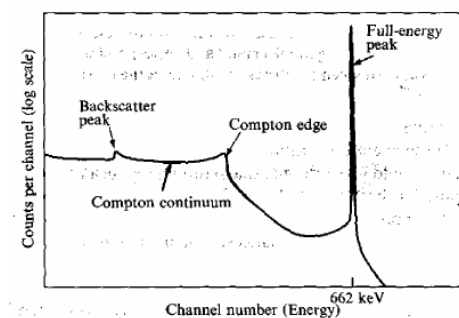
Τα γεγονότα της φωτοκορυφής (N_{peak}) αναφέρονται στην ακτίνα- γ που εκπέμπει το ^{60}Co στα 1332.5 keV . Αν κανείς τοποθετήσει έναν ανιχνευτή NaI διαστάσεων $3'' \times 3''$ σε απόσταση 25 cm από πηγή ^{60}Co μπορεί τότε να προσδιορίσει την απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή αυτού για ενέργεια στα 1332.5 keV . Θα προκύψει τότε $\varepsilon_{abs}(NaI, E_{\gamma} = 1332.5\text{ keV}) \simeq 1.2 \cdot 10^{-3}$. Η ίδια διαδικασία μπορεί να επαναληφθεί για τον τυχαίο προς εξέταση ανιχνευτή Ge και θα προκύψει κάποια τιμή $\varepsilon_{abs}(Ge)$.

Βάσει του γεγονότος αυτού και της σχέσης 1.17 είναι δυνατός ο υπολογισμός της σχετικής ανιχνευτικής ικανότητας οποιουδήποτε ανιχνευτή Ge . Το μέγεθος αυτό εκφράζεται συνήθως σε ποσοστό επί τοις εκατό. Η τιμή του κυμαίνεται από $10 - 120\%$ σε σύγκριση με τον ανιχνευτή σπινθηρισμών.

Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι στα πλαίσια αυτής της εργασίας χρησιμοποιήθηκαν δύο ανιχνευτές Ge με σχετικές ανιχνευτικές ικανότητες 100% και ένας με 16% .

Απόδοση σε μονοενεργειακά φωτόνια

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιαστεί εν συντομία η απόκριση ανιχνευτών NaI και Ge όταν αυτοί ανιχνεύουν ακτίνες- γ . Για ευκολία θα εξεταστεί περίπτωση μονοενεργειακής ακτίνας από πηγή ^{137}Cs στα 662 keV . Κατά την παραγωγή του φάσματος, το ύψος του σήματος εξόδου του ανιχνευτή μετατρέπεται ηλεκτρονικά σε έναν ακέραιο αριθμό που αντιστοιχεί σε αριθμό καναλιού στον οριζόντιο άξονα του παραγόμενου φάσματος. Όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του φωτονίου που έχει εναποτεθεί στον κρύσταλλο, τόσο μεγαλύτερο θα είναι και το ύψος του παλμού.

(α) ανιχνευτής *NaI*(β) ανιχνευτής *Ge*

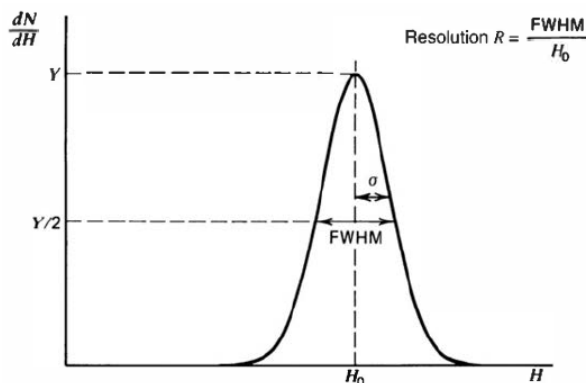
Σχήμα 1.7: Ενεργειακά φάσματα όπως αυτά προέκυψαν από ανιχνευτή σπινθηρισμόν 1.7α' και από ανιχνευτή Γερμανίου 1.7β' για την κορυφή 662 keV από πηγή ^{137}Cs . Ο αριθμός του καναλιού του οριζόντιου άξονα είναι ανάλογος του ύψους του σήματος του εκάστοτε ανιχνευτή [7]

Τα φάσματα αυτά μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελούνται από κάποιες βασικές περιοχές :

- Η κορυφή που διακρίνεται στα δεξιά κάθε φάσματος είναι η φωτοκορυφή που μελετάμε (full-energy peak) και αντιστοιχεί στα γεγονότα στα οποία η εκπεμπόμενη από την πηγή ακτίνα-γ μεταφέρει όλη της την ενέργεια στα ηλεκτρόνια του κρυστάλλου με κάποιον από τους μηχανισμούς που έχουν αναφερθεί σε προηγούμενη παράγραφο.
- Μια περιοχή όπου το φάσμα είναι περίπου συνεχές (Compton Continuum) η οποία εμφανίζεται στις πιο χαμηλοενεργειακές περιοχές του φάσματος. Η περιοχή αυτή εμφανίζεται λόγω των φωτονίων τα οποία αλληλεπίδρασαν με τον κρύσταλλο μέσω σκέδασης Compton και διέφυγαν από αυτόν πριν προλάβουν να εναποθέσουν όλη τους την ενέργεια και να καταγραφούν στη φωτοκορυφή πλήρους ενέργειας. Αυτή η περιοχή μπορεί να διαχωριστεί περαιτέρω σε δύο επιμέρους περιοχές
 - Το πάνω όριό της το οποίο ονομάζεται κορυφή Compton (Compton edge) η οποία αντιστοιχεί στη μέγιστη κινητική ενέργεια των σκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (σχέση 1.9)
 - μια μικρότερη κορυφή η οποία καλείται κορυφή οπισθοσκέδασης (Backscatter peak) και οφείλει την ύπαρξή της σε σκεδάσεις Compton των ακτίνων-γ από περιβάλλοντα υλικά σε μεγάλες γωνίες ($\sim 180^\circ$) πριν επιστρέψουν στον ενεργό όγκο του κρυστάλλου και ανιχνευθούν.

1.4.2 Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Resolution)

Το μέγεθος αυτό αποτελεί τη δυνατότητα του ανιχνευτή να διακρίνει την ενεργειακή διαφορά δύο φωτονίων. Το μέτρο της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας αποτελεί το ενεργειακό εύρος μιας κορυφής του φάσματος στο μέσον του ύψους της. Στη βιβλιογραφία, το μέγεθος αυτό είναι γνωστό ως Full Width at Half Maximum ή FWHM. Συμβολίζεται με R και αποτελεί το λόγο του FWHM προς την κεντρική τιμή της ενέργειας στην οποία αντιστοιχεί η εν λόγω κορυφή όταν αυτή προσεγγίζεται με μια γκαουσιανή καμπύλη. Μπορεί να εκφραστεί είτε σε μονάδες ενέργειας, είτε σε ποσοστό της ενέργειας της κορυφής. Στην περίπτωση των ανιχνευτών Ge συνηθίζεται η έκφρασή του σε μονάδες ενέργειας.



Σχήμα 1.8: Σχηματική αναπαράσταση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας R συναρτήσει του μεγέθους FWHM για φωτοκορυφή συγκεκριμένης ενέργειας που μοντελοποιείται με γκαουσιανή καμπύλη [5]

Στο σχήμα 1.7 βλέπουμε ότι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή Ge είναι σαφώς υψηλότερη από την αντίστοιχη του σπινθηριστή NaI .

Στην περίπτωση του ανιχνευτή Ge , για να δημιουργηθεί ένα ζεύγος οπής-ηλεκτρονίου απαιτείται ενέργεια $\sim 3 eV$. Αυτό σημαίνει πρακτικά ότι η ακτίνα-γ στα $660 keV$ για παράδειγμα οδηγεί στην παραγωγή $n \simeq 220000$ τέτοιων ζευγών. Θεωρώντας ότι οι διακυμάνσεις του αριθμού αυτού ακολουθούν κατανομή Poisson η τυπική απόκλιση σ των ζευγών n θα είναι η τετραγωνική τους ρίζα ($\sqrt{220000} \simeq 470$). Βάσει αυτού η τιμή του FWHM προκύπτει να είναι $3.3 keV$.

Αντιθέτως, στην περίπτωση των σπινθηριστών, η μεταφορά ενέργειας της ακτίνας-γ διεγείρει ένα μεγάλο αριθμό σταθμών του κρυστάλλου, ένα πολύ μικρό μέρος των οποίων όμως θα αποδιεγερθεί με ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίων. Επιπρόσθετα, η πιθανότητα εκπομπής ενός ηλεκτρονίου από την φωτοκάθοδο ανά προσπίπτον φωτόνιο είναι πολύ μικρότερη της μονάδας. Ως αποτέλεσμα αυτού, για κάθε φωτοηλεκτρόνιο απαιτούνται μερικές εκατοντάδες eV και η μικρότερη στατιστική του συνολικού αριθμού των φωτοηλεκτρονίων οδηγεί σε μία διέυρυνση της κορυφής κατά περίπου μια τάξη μεγέθους σε σύγκριση με ανιχνευτή Ge .

Κεφάλαιο 2

Μέθοδος

Όπως έχουμε αναφέρει, σκοπός της διπλωματικής αυτής εργασίας είναι ο πειραματικός προσδιορισμός των ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδράσεων μέσω της μεθόδου της ενεργοποίησης στα φυσικά ισότοπα του ιριδίου. Τα ισότοπα αυτά είναι τα ^{191}Ir και ^{193}Ir και απαντώνται στη φύση με αναλογίες 37,3% και 67,3% αντίστοιχα.

2.1 Μέθοδος Νετρονικής Ενεργοποίησης

Για να προσδιορίσουμε λοιπόν τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$, $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$, $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο της ενεργοποίησης η οποία προϋποθέτει την ακτινοβόληση των προς μελέτη στόχων με δέσμη νετρονίων επιθυμητών ενεργειών. Μετά την ακτινοβόληση, ο παραγόμενος πυρήνας πρέπει να περάσει σε μια ασταθή κατάσταση με χρόνο ημιζωής από μερικές ώρες έως μερικές ημέρες, ώστε η ενεργότητά του να μπορεί να μετρηθεί με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας-γ. Στην περίπτωση των αντιδράσεων της παρούσας εργασίας οι χρόνοι ημιζωής των παραγόμενων πυρήνων είναι: 11.78 *days* για το ισότοπο ^{190}Ir , 3.25 *h* για την περίπτωση της δεύτερης μετασταθούς στάθμης του ισότοπου αυτού $^{190m2}\text{Ir}$ και τέλος 73.83 *days* για το ισότοπο ^{192}Ir .

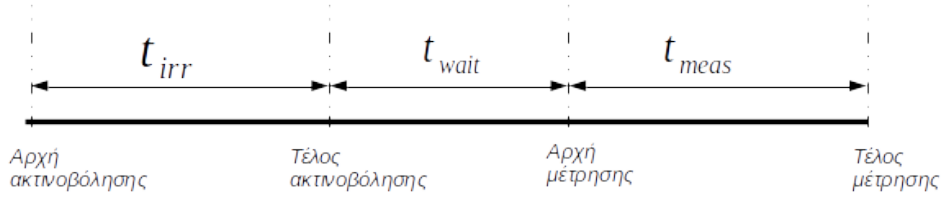
Η απαραίτητη δέσμη νετρονίων, παράχθηκε στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. 'Δημόκριτος' μετά από σύγκρουση δέσμης δευτερίων σε τρίτιο, μέσω της αντίδρασης $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$ Τα προς μελέτη ισότοπα του Ιριδίου βρίσκονταν σε μορφή μεταλικού κυκλικού στόχου, ο οποίος τοποθετήθηκε σε κατάλληλη απόσταση από την πηγή των νετρονίων.

Η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = \frac{N_p}{N_t \Phi} \quad (2.1)$$

Με σ συμβολίζουμε την ενεργό διατομή, με N_p τον αριθμό των παραγόμενων πυρήνων, με Φ τη νετρονική ροή στο στόχο και με N_t τον αρχικό αριθμό των πυρήνων του στόχου.

Στη μέθοδο της ενεργοποίησης, οι χρονικές διάρκειες μεταξύ των διάφορων βημάτων που ακολουθούνται είναι αρκετά σημαντικές όπως θα φανεί στη συνέχεια. Πιο συγκεκριμένα τα χρονικά διαστήματα που συμπεριλαμβάνονται σε μια τέτοια μέθοδο παρουσιάζονται στο σχήμα 2.1 και αναφέρονται στα διαστήματα από την αρχή της ακτινοβόλησης έως το τέλος αυτής (t_{irr}), από το τέλος της ακτινοβόλησης έως και την αρχή της μέτρησης, το οποίο αποτελεί ένα χρονικό διάστημα στο οποίο δεν γίνεται μέτρηση ούτε ακτινοβόληση και για το λόγο αυτό συμβολίζεται με t_{wait} και τέλος στο χρονικό διάστημα της μέτρησης των ακτινοβολημένων μεταλλικών φύλλων t_{meas} .



Σχήμα 2.1: Χρόνοι που εμπλέκονται σε ένα πείραμα ακτινοβόλησης

Τα χρονικά αυτά διαστήματα, όπως θα δούμε στη συνέχεια είναι αρκετά σημαντικά, καθώς η διέλευση του χρόνου υπαγορεύει την αποδιέγερση των παραγόμενων πυρήνων σύμφωνα με τον γνωστό νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων $N = N_0 e^{-\lambda t}$

2.1.1 Ο παράγοντας N_p

Ο παράγοντας N_p εκφράζει τον αριθμό των πυρήνων που παράχθηκαν μετά την ακτινοβόληση, συναρτησει διάφορων διορθωτικών παραγόντων. Πιο συγκεκριμένα :

$$N_p = \frac{N_\gamma}{\varepsilon F I_\gamma D f_c} \quad (2.2)$$

Ανάλογα με την ενέργεια της ακτίνας γ που μελετάται, τα γεγονότα στην εν λόγω φωτοκορυφή συμβολίζονται με N_γ , η απόδοση $\varepsilon = \varepsilon(E_\gamma)$ του ανιχνευτή στην κατάλληλη ενέργεια, καθώς και ο παράγοντας ενδοαπορρόφησης της ακτίνας γ εντός του στόχου ο οποίος συμβολίζεται με F .

Αντίστοιχα, θα υπάρχουν και κάποιοι διορθωτικοί παράγοντες οι οποίοι σχετίζονται με την αποδιέγερση των παραγόμενων ραδιενεργών ισοτόπων τόσο κατά την ακτινοβόληση (f_c), όσο και κατά τη διέλευση χρόνου από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης και κατά τη διάρκεια της ίδιας της μέτρησης (D). Οι μαθηματικές εκφράσεις για τους παράγοντες αυτούς δίνονται παρακάτω:

$$f_c = \frac{\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} e^{-\lambda t_{irr}} \quad (2.3)$$

και

$$D = e^{-\lambda t_w} - e^{-\lambda(t_w+t_m)} \quad (2.4)$$

Οι λεπτομέρειες του τρόπου εξαγωγής των σχέσεων 2.3 και 2.4 δίνονται στο παράρτημα Α1.

2.1.2 Ο παράγοντας N_t

Ο παράγοντας N_t εκφράζει τον αριθμό των αρχικών πυρήνων του στόχου. Ισχύει ότι :

$$N_t = \frac{m N_A}{A} \quad (2.5)$$

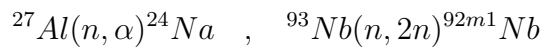
όπου m η μάζα του στόχου, N_A ο αριθμός του Avogadro και A ο μαζικός αριθμός του προς μελέτη ισοτόπου.

Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι στην περίπτωση του Ιριδίου, υπάρχουν δύο φυσικά ισότοπα, και θα πρέπει να ληφθούν υπόψιν οι σχετικές τους αφθονίες όταν χρησιμοποιείται η σχέση 2.5 κατά τον υπολογισμό της μάζας και του μαζικού αριθμού A .

2.1.3 Η νετρονική ροή Φ

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, καθοριστικό ρόλο στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής, παίζει η γνώση της νετρονικής ροής που δέχεται ο στόχος. Η ροή μιας δέσμης νετρονίων όμως, σε αντίθεση με μια δέσμη φορτισμένων σωματιδίων, θα πρέπει να υπολογιστεί με κάποιο διαφορετικό τρόπο λόγω της έλλειψης φορτίου της.

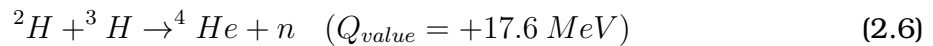
Αυτό που γίνεται πρακτικά λοιπόν, είναι ότι εκατέρωθεν του προς μελέτη πυρήνα (υπενθυμίζουμε σε μορφή μεταλλικού φύλλου το οποίο ονομάζεται και foil) παρεμβάλλονται φύλλα από Αλουμίνιο (Al) ή Νιόβιο (Nb) εφόσον στις ενέργειες ακτινοβολήσης, οι πυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα έχουν αρκετά καλά προσδιορισμένη ενεργό διατομή. Η νετρονική ροή στο στόχο προκύπτει ως ο μέσος όρος των ροών του κάθε φύλλου (χρήση της 2.1). Για τον λόγο αυτό, ονομάζουμε τα φύλλα αυτά φύλλα αναφοράς και ομοίως τις αντίστοιχες αντιδράσεις. Οι αντιδράσεις αναφοράς που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή είναι οι εξής :



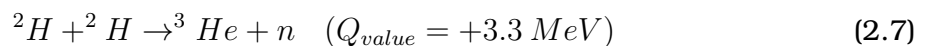
Πιο συγκεκριμένα, στην ακτινοβολήση των $17,9MeV$ το φύλλο του Ιριδίου παρεμβάλλεται μεταξύ δύο φύλλων αλουμινίου, ενώ στην περίπτωση των $18,9MeV$, υπήρχε ένα φύλλο Νιοβίου και ένα φύλλο Αλουμινίου ως φύλλα αναφοράς.

2.2 Η Αντίδραση $T(d, n)^4He$

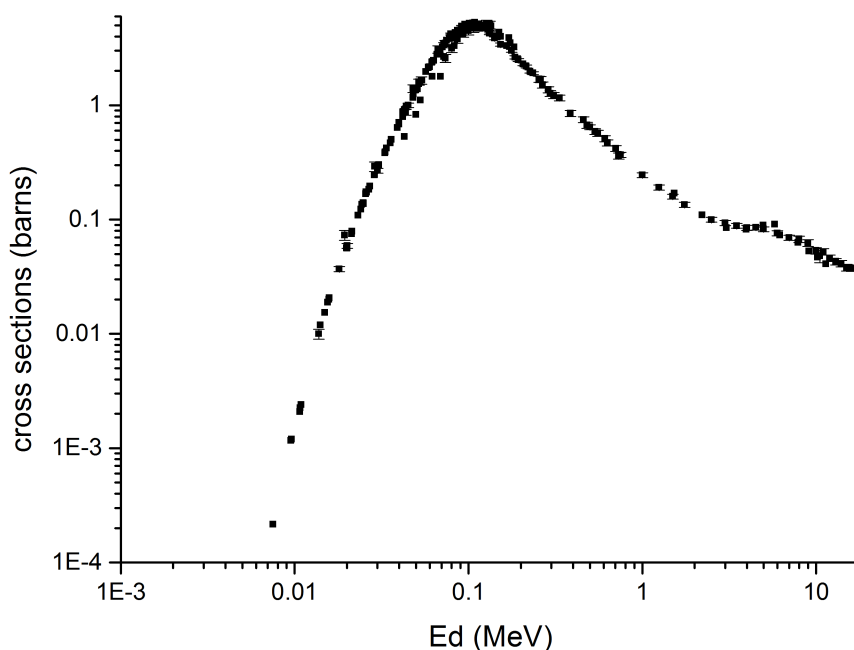
Η παραγωγή νετρονικής δέσμης του παρόντος πειράματος έγινε με τη βοήθεια του επιταχυντή τύπου Tandem στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος". Τα επιταχυνόμενα σωματίδια ήταν δευτέρια τα οποία προσέκρουσαν σε στόχο Τριτίου και παρήγαγαν τα απαραίτητα νετρόνια βάσει της πυρηνικής αντίδρασης:



Μία εναλλακτική αντίδραση παραγωγής νετρονίων από επιταχυντή είναι η εξής :

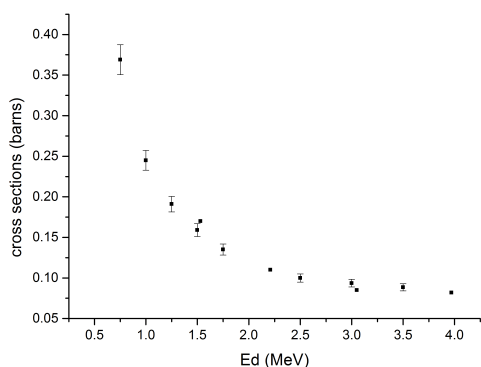


Η τιμή Q της αντίδρασης 2.6 είναι μεγαλύτερη της αντίστοιχης τιμής για την αντίδραση 2.7, ενώ και οι δύο έχουν θετικό πρόσημο. Αυτό σημαίνει ότι και οι δύο αντιδράσεις είναι εξώθερμες. Μεγαλύτερη τιμή Q λοιπόν, ισοδυναμεί με μεγαλύτερη ενέργεια των προϊόντων για σχετικά μικρή ενέργεια βλήματος (δέσμη δευτερίων). Βάσει των παραπάνω, φαίνεται ότι η αντίδραση 2.6 είναι πιο αποτελεσματική για παραγωγή νετρονίων μεγαλύτερης ενέργειας όπως χρειάζεται στο πείραμα αυτό. Η αντίδραση αυτή είναι από τις πιο αποτελεσματικές για την παραγωγή εντατικής δέσμης νετρονίων, λόγω και της μεγάλης ενεργού διατομής που εμφανίζει ειδικά για χαμηλής ενέργειας δέσμης δευτερίων. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για ενέργειες δευτερίων $E_d \sim 100 keV$ η αντίστοιχη ενεργός διατομή της αντίδρασης 2.6 φτάνει τα $5 barns$. Ένα άλλο πλεονέκτημα της αντίδρασης d-t είναι ότι παράγει μία "καθαρή" δέσμη νετρονίων χωρίς παρασιτικά νετρόνια μέχρι και τα $20.46 MeV$, αφού οι αντιδράσεις διάλυσης δευτερίου και τριτίου (break up reactions) αρχίζουν να γίνονται σημαντικές για δέσμες δευτερίων με ενέργειες $E_d \geq 3.71 MeV$. Υπενθυμίζεται ότι στο πείραμα αυτό η μεγαλύτερη τιμή της ενέργειας της δέσμης ήταν $E_d \sim 2.7 MeV$. Τα χαρακτηριστικά της εν λόγω αντίδρασης φαίνονται στα σχήματα 2.2, 2.4.



Σχήμα 2.2: Ενεργός Διατομή της Αντίδρασης ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$

Πιο συγκεκριμένα στο σχήμα 2.2, φαίνεται η ενεργός διατομή συναρτήσει της ενέργειας των δευτερίων. Υπογραμμίζεται ότι η μεγαλύτερη ενεργός διατομή εμφανίζεται σε ενέργειες δευτερίων $\sim 0,1 \text{ MeV}$ οι οποίες αντιστοιχούν σε ενέργειες νετρονίων από ~ 14 έως $\sim 16 \text{ MeV}$. Δεν είναι λοιπόν τυχαίο το γεγονός ότι τα περισσότερα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα αντιστοιχούν σε αυτό το εύρος ενεργειών.



Σχήμα 2.3: Ενεργός Διαφορική Διατομή της Αντίδρασης ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ στην Περιοχή Ενδιαφέροντος

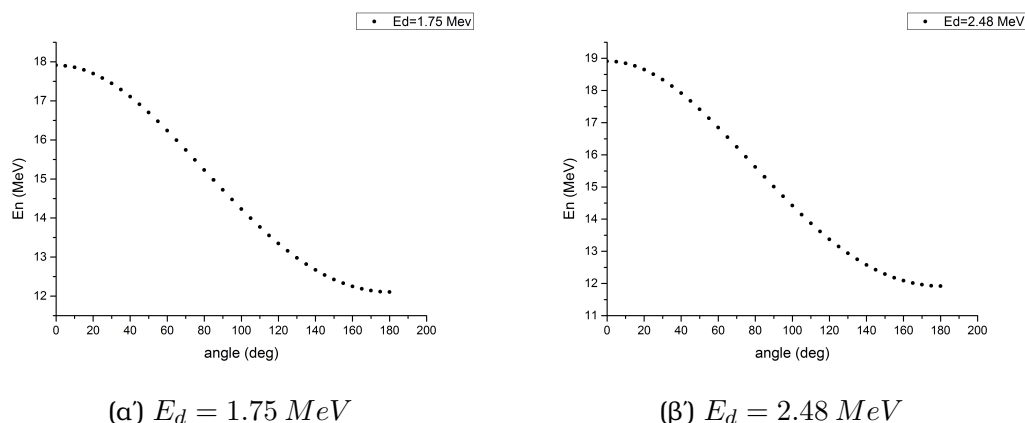
$E_n = 18.9 \text{ MeV}$) όπως αυτά προέκυψαν με το πρόγραμμα "Cire", το οποίο λαμβάνει υπόψιν μόνο την κινηματική της αντίδρασης. Ο στόχος Τριτίου όμως, έχει και μια επικάλυψη Τιτανίου και δεδομένο πάχος. Τα χαρακτηριστικά αυτά θα οδηγήσουν σε μείωση της ενέργειας των δευτερίων εντός του στόχου. Για τους λόγους αυτούς οι ενέργειες των

Οι παρούσες πειραματικές μετρήσεις όμως αντιστοιχούν σε ενέργειες δευτερίων ~ 2 και $\sim 2.7 \text{ MeV}$ η οποίες με τη σειρά τους οδηγούν σε νετρόνια ενέργειας $E_n = 17.9 \text{ MeV}$ και $E_n = 18.9 \text{ MeV}$ οι οποίες, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2 λόγω της μικρής ενεργού διατομής τους οδηγήσαν σε σχετικά χαμηλή νετρονική ροή. Έπρεπε λοιπόν να έχουμε όσο το δυνατόν μεγαλύτερους χρόνους ακτινοβολήσης με σκοπό την αύξηση της συνολικής ροής.

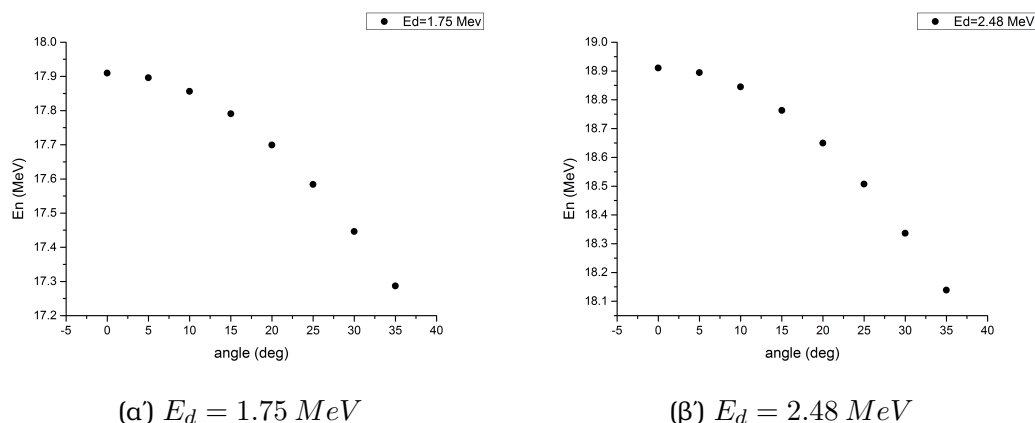
Στη συνέχεια δίνεται στα σχήματα 2.4α', 2.4β' η σχέση μεταξύ ενέργειας νετρονίων και γωνίας για τις δύο ενέργειες νετρονίων ($E_n = 17.9 \text{ MeV}$ και

δευτεριών που αντιστοιχούν στα παραπάνω σχήματα είναι αυτές μετά την απώλεια ενέργειας που έχουν υποστεί εντός του στόχου ($E_d = 1.75 \text{ MeV}$ για παραγωγή νετρονίων ενέργειας $E_n = 17.9 \text{ MeV}$ και $E_d = 2.48 \text{ MeV}$ για νετρόνια ενέργειας $E_n = 18.9 \text{ MeV}$), ενώ οι ενέργειες $E_d = 2 \text{ MeV}$ και $E_d = 2.7 \text{ MeV}$ είναι αυτές που αντιστοιχούν στην προσπίπτουσα δέσμη.

Η ενέργεια των παραγόμενων νετρονίων μειώνεται κατά την αύξηση της γωνίας παρατήρησης (σε σχέση με την προσπίπτουσα δέσμη δευτεριών) αλλά για δεδομένη γωνία (ή ακόμη και για μικρό σχετικά γωνιακό εύρος), η νετρονική δέσμη μπορεί να θεωρηθεί μονοενεργειακή. Βάσει της θέσης των στόχων σε σχέση με το σημείο παραγωγής των νετρονίων λοιπόν, μπορεί κανείς να γνωρίζει την κατανομή της ενέργειας νετρονίων που αυτοί θα δεχτούν.

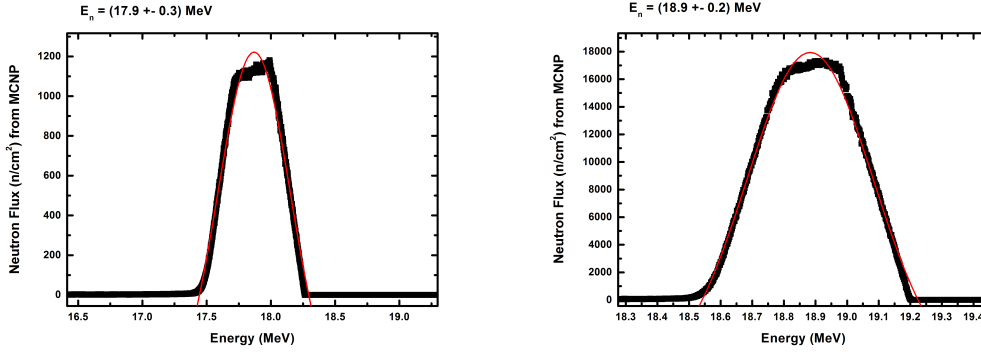


Σχήμα 2.4: Κατανομή ενέργειας νετρονίων συναρτήσει της γωνίας παρατήρησης ως προς τον άξονα της δέσμης για τις δύο ενέργειες της δέσμης δευτεριών



Σχήμα 2.5: Κατανομή ενέργειας νετρονίων συναρτήσει της γωνίας παρατήρησης ως προς τον άξονα της δέσμης για τις δύο ενέργειες της δέσμης δευτεριών για μικρό εύρος γωνιών

Δίνονται στη συνέχεια οι ενέργειες των νετρονίων της δέσμης με τα αντίστοιχα σφάλματα όπως αυτές βρέθηκαν από κώδικα προσομοίωσης MCNP. Η προσαρμογή των σημείων έγινε με γκαουσιανή συνάρτηση.

(α) $E_n = 17.9 \text{ MeV}$ (β) $E_n = 18.9 \text{ MeV}$

Σχήμα 2.6: Οι ενέργειες των νετρονίων με τα αντίστοιχα σφάλματα

Θα έχουμε λοιπόν για τις δύο ενέργειες και τα αντίστοιχα σφάλματά τους:

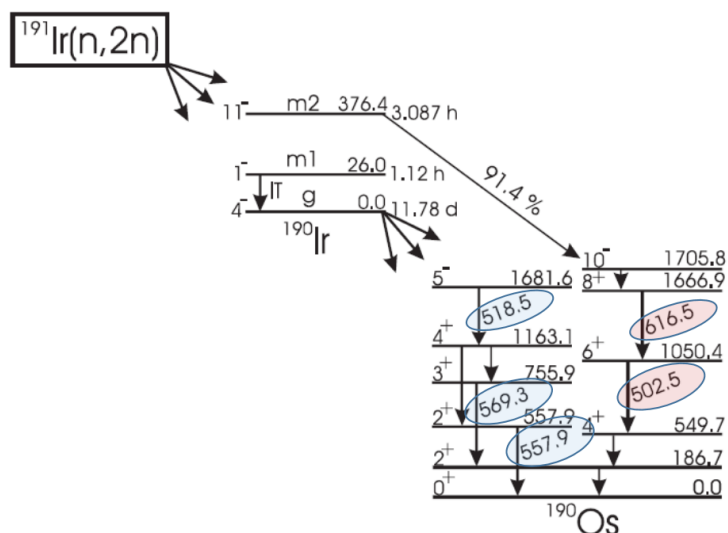
$$E_n = (17.9 \pm 0.3) \text{ MeV} \quad E_n = (18.9 \pm 0.2) \text{ MeV} \quad (2.8)$$

Στο σχήμα 2.5 φαίνεται ότι και για τις δύο ενέργειες δευτερίων, οι ενέργειες των νετρονίων παραμένουν σχετικά σταθερές για μικρές τιμές γωνιών. Στο πείραμα που έγινε στα πλαίσια αυτής της εργασίας, το "άνοιγμα" της δέσμης μέχρι τα προς ακτινοβολία μεταλλικά φύλλα ήταν κατά μέσο όρο $\sim 19 \text{ deg}$. Σε αυτές τιμές των γωνιών, η ενέργεια της δέσμης νετρονίων μπορεί να θεωρηθεί σταθερή εντός των ορίων των σφαλμάτων.

2.3 Αποδιεγέρσεις

Όπως έχει αναφερθεί και στο προηγούμενο κεφάλαιο, η ακτινοβολία κάποιου πυρήνα με δέσμη νετρονίων δεδομένης ενέργειας οδηγεί στην παραγωγή ενός νέου σύνθετου πυρήνα, ο οποίος μπορεί να αποδιεγερθεί με διάφορους τρόπους καταλήγοντας σε διεγερμένη ή στη βασική στάθμη του παραγόμενου πυρήνα. Η σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου αυτού φαίνεται στα ενεργειακά διαγράμματα (και για τα δύο φυσικά ισότοπα του Ιριδίου), στα οποία φαίνονται και όλα τα διαθέσιμα κανάλια αποδιεγερσης για τις δύο ενέργειες της νετρονικής δέσμης. Αυτά έχουν παρουσιαστεί σε προηγούμενο κεφάλαιο (σχήματα 1.1 και 1.2)

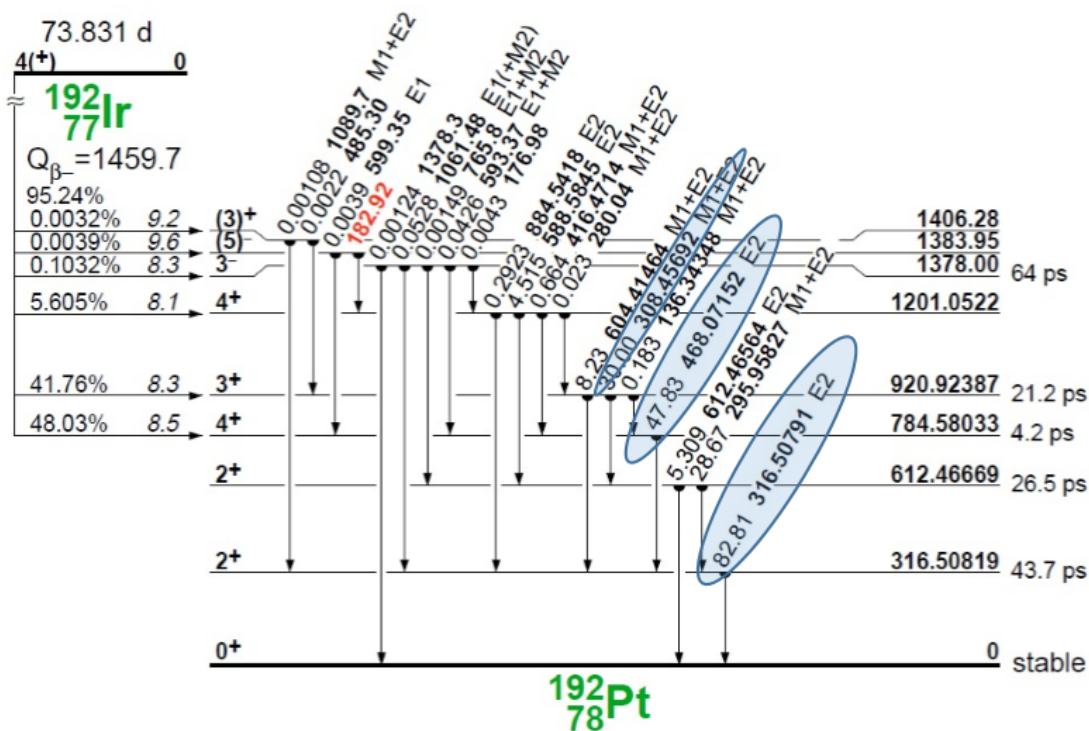
Οι αντιδράσεις $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ όπως φαίνεται είναι ανοιχτές και στις δύο ενέργειες ακτινοβολίας. Ο πυρήνας ^{190}Ir μπορεί να παραχθεί είτε στη βασική του κατάσταση με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 11.78 \text{ days}$ και $J = 4^-$ είτε σε μία από τις δύο μετασταθείς του στάθμες. Η μελέτη του ισότοπου ^{190}Ir , τόσο για τη δεύτερη μετασταθείς του ($t_{1/2} \simeq 3 \text{ h}$ και $J = 11^-$), όσο και για τη βασική του κατάσταση έγινε δυνατή μέσω της μελέτης συγκεκριμένων ακτίνων-γ. Η μελέτη της πρώτης μετασταθείς στάθμης δεν ήταν δυνατή με τη μέθοδο της ενεργοποίησης λόγω του μικρού χρόνου ημιζωής της.



Σχήμα 2.7: Αποδιέγερση του ^{190}Ir από την δεύτερη μετασταθή και βασική κατάσταση [11]

Πιο συγκεκριμένα, η μελέτη της δεύτερης μετασταθούς έγινε μέσω της ανάλυσης των φωτοκορυφών που αντιστοιχούσαν σε ενέργειες 502.5 keV και 616.5 keV , ενώ η μελέτη της βασικής κατάστασης, έγινε μέσω φωτοκορυφών που αντιστοιχούσαν σε ενέργειες 518.5 keV , 557.9 keV και 468.1 keV .

Οι ακτίνες- γ που χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη του ^{192}Ir είναι οι 308.5 MeV , 316.5 MeV , 468.1 MeV και οι αντίστοιχες αποδιεγέρσεις που τις παράγουν φαίνονται στο σχήμα 2.8.



Σχήμα 2.8: Η αποδιέγερση του ^{192}Ir [13]

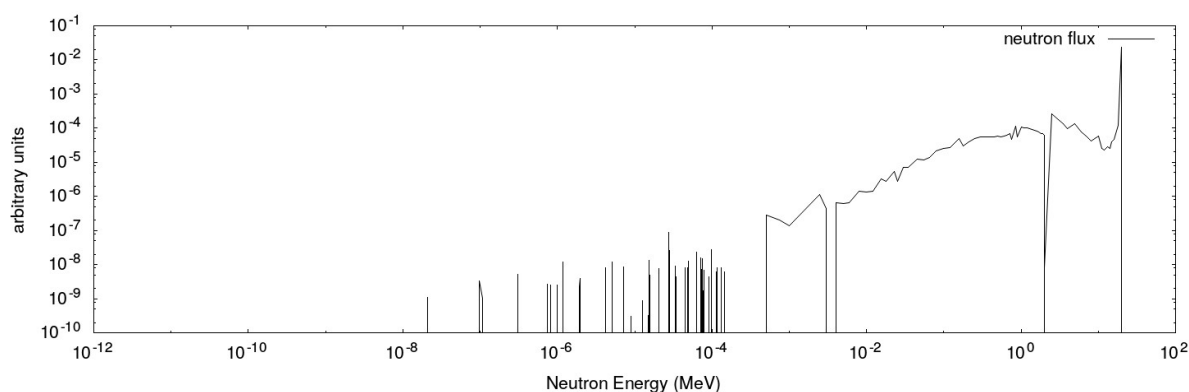
Αξίζει να τονιστεί ότι στην τελευταία περίπτωση της αντίδρασης $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ έχουμε μόλυνση των κορυφών από την αντίδραση $^{192}\text{Ir}(n, \gamma)$, η οποία είναι ανοιχτή σε ένα μεγάλο εύρος ενεργειών και προφανώς σε αυτές που μελετάμε. Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την απαραίτητη διόρθωση της μόλυνσης αυτής αναφέρεται πιο αναλυτικά παρακάτω.

2.4 Μεθοδολογία διόρθωσης γεγονότων για συνεισφορά παρασιτικών νετρονίων

Η μελέτη της αντίδρασης $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ βασίζεται με τη σειρά της στη μελέτη των ακτίνων- γ όπως αυτές προκύπτουν από την αποδιέγερση του ραδιενεργού ισότοπου ^{192}Ir .

Υπάρχει όμως ένα πρόβλημα το οποίο έγκειται στο γεγονός ότι το ισότοπο ^{192}Ir δεν παράγεται μόνο από την αντίδραση $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ που μελετήθηκε στην παρούσα εργασία, αλλά και από την $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$ η οποία εμφανίζει ιδιαίτερα μεγάλη ενεργό διατομή για παρασιτικά νετρόνια πολύ χαμηλής ενέργειας (θερμικά και επιθερμικά νετρόνια) [15]. Οι κορυφές δηλαδή που θα αναλυθούν δεν είναι “καθαρές” εφόσον στην παραγωγή του ^{192}Ir συμβάλλει και η αντίδραση που αναφέρθηκε.

Αρχικά, αναπαράγεται η ροή συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων μέσω χρήσης κώδικα προσομοίωσης Monte Carlo (MCNP [6]) και NeuSDesc [3]. Η μορφή της ροής που προκύπτει φαίνεται στο σχήμα 2.9. Αξίζει να σημειωθεί πως η κορυφή στο δεξί μέρος του σχήματος αντιστοιχεί στην κεντρική ενέργεια νετρονίων της ακτινοβολίας ενώ στο αριστερό κομμάτι φαίνεται η περιοχή των παρασιτικών νετρονίων χαμηλότερης ενέργειας τα οποία τροφοδοτούν την αντίδραση $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$ και μολύνουν τις κορυφές που αναλύονται για τη μελέτη της αντίδρασης $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$.



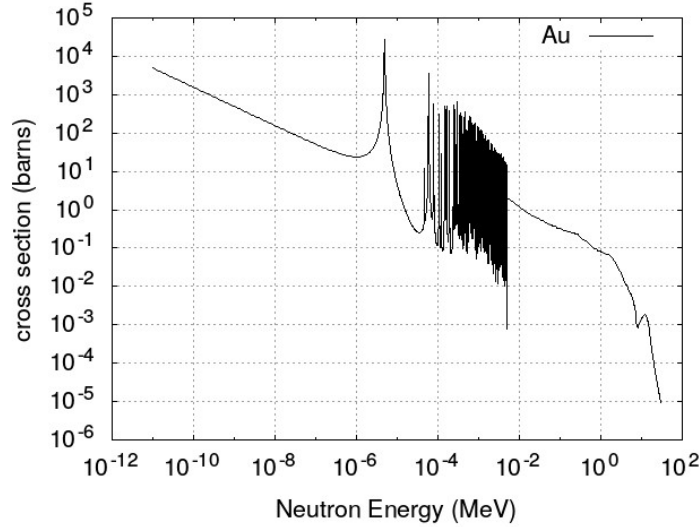
Σχήμα 2.9: Η νετρονική ροή όπως προέκυψε από προσομοίωση με MCNP

Υπάρχει όμως η ανάγκη να γίνει ένας έλεγχος της ακρίβειας της ανακατασκευής της νετρονικής ροής. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται η αντίδραση $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$. Η διαδικασία αυτή αναφέρεται πιο αναλυτικά στις παρακάτω υποενότητες.

2.4.1 Έλεγχος της Μεθόδου μέσω της Αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ απεικονίζεται στο σχήμα 2.10. Είναι φανερό ότι οι τιμές της ενεργού διατομής είναι αρκετά μεγάλη για μικρές τιμές της ενέργειας νετρονίων, ενώ μειώνεται κατά πολλές τάξεις μεγέθους για ενέργειες νετρονίων

πάνω από 100 keV. Ο παραγόμενος πυρήνας ^{198}Au έχει χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 2.7 \text{ days}$ και αποδιεγείρεται μέσω της χαρακτηριστικής ακτίνας-γ με ενέργεια 411.8 keV



Σχήμα 2.10: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$

Χρησιμοποιώντας τη διαμέριση (binning) όπως αυτό προκύπτει από την ENDF/B-VII.1 μπορεί να υπολογιστεί η ροή των νετρονίων συναρτήσει της ενέργειάς τους μέσω των κωδίκων προσομείωσης NeuSDesc και (MCNP). Η προσοχή μας επικεντρώνεται στο ενεργειακό εύρος 10^{-11} MeV έως $\sim 1 \text{ MeV}$ εφόσον εκεί υπάρχει η κύρια συνεισφορά της αντίδρασης (n, γ) προς παραγωγή του ισότοπου ^{192}Ir . Υπολογίζουμε λοιπόν τις τιμές της κανονικοποιημένης, ως προς τα πειραματικά αποτελέσματα, ροής ως εξής:

$$\Phi_i^{normalised} = \frac{\Phi\left(\frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}\right)\Phi_i^{MCNP}}{\sum_i \Phi_i^{MCNP}} \quad (2.9)$$

με

- $\Phi\left(\frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}\right)$ συμβολίζεται η πειραματικά προσδιορισμένη τιμή της ροής στο φύλλο του χρυσού μέσω της σχέσης 2.1
- Φ_i^{MCNP} συμβολίζεται η εκάστοτε τιμή της ροής όπως αυτή προκύπτει από την προσομείωση με MCNP για την i -οστή διαμέριση του συνόλου των ενεργειών.

Στη συνέχεια χρησιμοποιείται η έκφραση για το ρυθμό αντίδρασης (Reaction Rate ή RR): $RR = \int \sigma\Phi$ με σ να συμβολίζεται η ενεργός διατομή της αντίδρασης και με Φ η ροή των νετρονίων. Εφόσον όμως η ανάλυσή γίνεται σε διακριτά κομμάτια της ενέργειας (binning από ENDF/B-VII.1) το ολοκλήρωμα "μετατρέπεται" σε άθροισμα i κομματιών.

Οπότε θα έχουμε:

$$RR = \int \sigma(E)\Phi(E)dE \xrightarrow{\text{ENDF/B-VII.1}} RR = \sum_i \sigma_i^{ENDF}(E)\Phi_i^{normalised}(E)$$

Ο ρυθμός αντίδρασης μπορεί να υπολογιστεί μέσω της σχέσης:

$$RR = \frac{\lambda N_p}{N_t(1 - e^{-\lambda t_{irr}})} \quad (2.10)$$

Αλλά για τους παραγόμενους πυρήνες N_p θα ισχύει:

$$N_p = \frac{N_\gamma}{\varepsilon IDF} \quad (2.11)$$

Οπότε με χρήση των εξισώσεων 2.10 και 2.11 καταλήγει κανείς στη σχέση για τα αναμενόμενα γεγονότα της φωτοκορυφής από την αποδιέγερση του ισοτόπου ^{198}Au , όπως αυτά προκύπτουν από την ποροσομοίωση με MCNP. Τα γεγονότα αυτά συμβολίζονται με $N_\gamma^{MCNP}(n, \gamma)$. Προκύπτει λοιπόν:

$$N_\gamma^{MCNP}(n, \gamma) = \frac{1}{\lambda} (RR) N_t (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \varepsilon IDF \quad (2.12)$$

συμβολίζεται με:

- λ η σταθερά διάσπασης των παραγόμενων πυρήνων ^{198}Au
- RR ο ρυθμός ενεργοποίησης της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$
- N_t ο αριθμός των αρχικών πυρήνων ^{197}Au
- t_{irr} ο χρόνος ακτινοβολίας στο φύλλο χρυσού
- ε η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για την κορυφή 411.8 keV που εκπέμπει το ισότοπο ^{198}Au
- I η ένταση της αντίστοιχης ακτίνας-γ. Ισχύει: $I(411.8 \text{ keV}) = 96\%$
- D ένας διορθωτικός παράγοντας παράγοντας αποδιέγερσης των πυρήνων από το τέλος της ακτινοβολίας έως και το τέλος της μέτρησης
- F ένας διορθωτικός παράγοντας ενδοαπορρόφησης της ακτίνας-γ εντός του φύλλου του χρυσού

Από την ολοκλήρωση όμως της κορυφής αυτής από το φάσμα ακτινοβολίας του φύλλου χρυσού θα προκύψει μια τιμή $N_\gamma^{experimental}(n, \gamma)$.

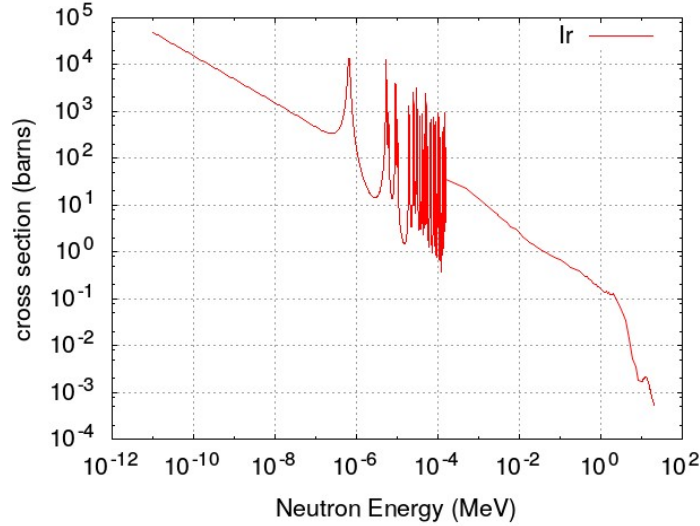
Οι τιμές αυτές θα συγκριθούν μεταξύ τους. Σε περίπτωση που διαφέρουν, η διαφορά αυτή θα οφείλεται στο γεγονός ότι οι αρχικές συνθήκες της προσομοίωσης δεν είναι επαρκείς. Δηλαδή δεν έχουν ληφθεί υπόψιν τα διάφορα υλικά του δωματίου στο οποίο διεξάγεται το πείραμα από τα οποία μπορούν να προκύψουν παρασιτικά νετρόνια τα οποία με τη σειρά τους θα μολύνουν την προς μελέτη αντίδραση.

Εμπιστευόμενοι το πειραματικό αποτέλεσμα ($N_\gamma^{experimental}(n, \gamma)$) συμπεραίνουμε ότι η ροή των νετρονίων έχει υποτιμηθεί κατά έναν παράγοντα

$$a = \frac{N_\gamma^{experimental}(n, \gamma)}{N_\gamma^{MCNP}(n, \gamma)} \quad (2.13)$$

2.4.2 Υπολογισμός της συμβολής της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$

Στη συνέχεια, η μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στην προηγούμενη παράγραφο επαναλαμβάνεται και για την περίπτωση της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$.



Σχήμα 2.11: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$

Βάσει της ενεργού διατομής της αντίδρασης δηλαδή (σχήμα 2.11), κατασκευάζεται η ροή συναρτήσει ενέργειας νετρονίων με την αντίστοιχη σχέση 2.9 με το νέο διαμερισμό της ενέργειας από τη βιβλιοθήκη [4].

Στη συνέχεια, με χρήση της αντίστοιχης σχέσης 2.12 αλλά για την $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$ καταλήγουμε στα αναμενόμενα από το MCNP γεγονότα, που προέρχονται από την αντίδραση (n, γ) .

$$N_{\gamma}^{MCNP}(n, \gamma) = \frac{1}{\lambda} (RR) N_t (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \varepsilon IDF \quad (2.14)$$

Σε αντιστοιχία με τη σχέση 2.12 ο συμβολισμός του δεύτερου μέλους της 2.14 στα εξής μεγέθη:

- λ η σταθερά διάσπασης των παραγόμενων πυρήνων ^{192}Ir
- RR ο ρυθμός ενεργοποίησης της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$
- N_t ο αριθμός των αρχικών πυρήνων ^{191}Ir
- t_{irr} ο χρόνος ακτινοβολήσης στο φύλλο Ir
- ε η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή για τις κορυφές που αναλύθηκαν κατά τη μελέτη της αντίδρασης $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ μέσω του ισοτόπου ^{192}Ir
- I η ένταση της εκάστοτε ακτίνας- γ
- D ένας διορθωτικός παράγοντας αποδιέγερσης των πυρήνων από το τέλος της ακτινοβολήσης έως και το τέλος της μέτρησης
- F ένας διορθωτικός παράγοντας ενδοαπορρόφησης των ακτίνων- γ εντός του φύλλου Ιριδίου

Στο σημείο αυτό, γίνεται η παραδοχή ότι τα γεγονότα αυτά πρέπει να "διορθωθούν" με τον ίδιο πολλαπλασιαστικό παράγοντα a όπως ακριβώς και στην περίπτωση του χρυσού (σχέση 2.13). Θα έχουμε δηλαδή:

$$N_{\gamma}^{experimental}(n, \gamma) = aN_{\gamma}^{MCNP} \quad (2.15)$$

Τα γεγονότα της 2.15 λοιπόν, αποτελούν τα "διορθωμένα" μέσω του παράγοντα a , γεγονότα της (n, γ) για την περίπτωση του Ιριδίου. Τελικά, τα γεγονότα που προκύπτουν μετά από ολοκλήρωση των κορυφών στο φάσμα, και που οφείλονται μόνο στην αντίδραση $^{193}Ir(n, 2n)^{192}Ir$ συμβολίζονται με $N_{\gamma}(n, 2n)$ και θα ισχύει:

$$N_{\gamma}^{total} = N_{\gamma}(n, 2n) + N_{\gamma}^{experimental}(n, \gamma) \Rightarrow \quad (2.16)$$

$$N_{\gamma}(n, 2n) = N_{\gamma}^{total} - N_{\gamma}^{experimental}(n, \gamma) \quad (2.17)$$

συμβολίζουμε με:

- $N_{\gamma}(n, 2n)$ Τα "χρήσιμα" γεγονότα που προέρχονται από την $^{193}Ir(n, 2n)^{192}Ir$
- N_{γ}^{total} Τα συνολικά γεγονότα, όπως αυτά προκύπτουν από την ολοκλήρωση της εκάστοτε κορυφής στο φάσμα. Σημειώνεται ότι σε αυτά τα γεγονότα περιέχονται τόσο τα "χρήσιμα" γεγονότα της $(n, 2n)$ όσο και τα γεγονότα της (n, γ) τα οποία δρουν ως μόλυνση.
- $N_{\gamma}^{experimental}(n, \gamma)$ τα γεγονότα που προέρχονται από την (n, γ) μετά τη διόρθωση από το MCNP

Η σχέση 2.17 αποτελεί την τελική διόρθωση για τη μόλυνση της αντίδρασης $^{193}Ir(n, 2n)^{192}Ir$ από την αντίδραση $^{191}Ir(n, \gamma)^{192}Ir$ μέσω της $^{197}Au(n, \gamma)^{198}Au$.

Κεφάλαιο 3

Πειραματικές Μετρήσεις

Στο κεφάλαιο αυτό, θα γίνει μια αναλυτική αναφορά στις πειραματικές μετρήσεις όπως επίσης και στην αντίστοιχη διαδικασία μέτρησης των ακτινοβοληθέντων στόχων με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας-γ.

3.1 Παραγωγή Νετρονίων Από Επιταχυντή

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η απαραίτητη δέσμη νετρονίων παράχθηκε στο 'Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος' με τη βοήθεια επιταχυντή τύπου Tandem. Όπως όμως κάθε επιταχυντής σωματιδίων, βασίζει τη λειτουργία του στη δύναμη Lorentz :

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{V} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

, όπου \vec{V} η ταχύτητα του σωματιδίου, \vec{E} το ηλεκτρικό και \vec{B} το μαγνητικό πεδίο. Φαίνεται λοιπόν πρακτικά ότι ένα φορτισμένο σωματίδιο που εισέρχεται εντός ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου με δεδομένη ταχύτητα θα δεχτεί μια δύναμη που εξαρτάται από τα μεγέθη αυτά. Από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα είναι γνωστό ότι λόγω της δύναμης Lorentz το σωματίδιο θα αποκτήσει κάποια επιτάχυνση a , μέσω του πρώτου όρου της σχέσης 3.1, ενώ η κατεύθυνσή του θα αλλάζει ανάλογα με την ταχύτητα του και με το μαγνητικό πεδίο στο οποίο θα βρεθεί. Υπεύθυνος για την ιδιότητα αυτή είναι ο δεύτερος όρος της σχέσης 3.1.

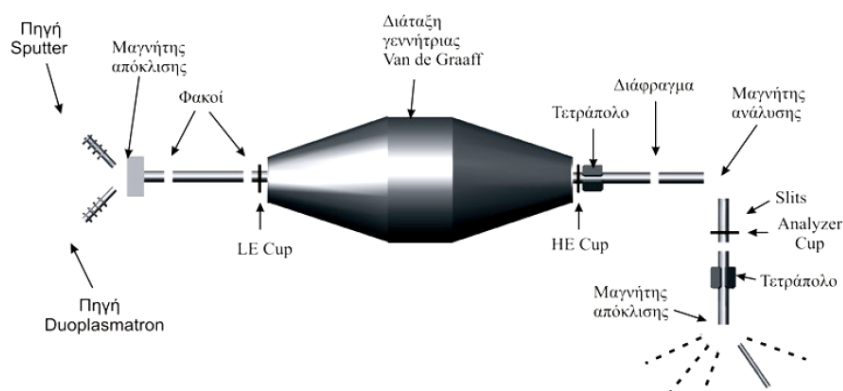
Στους επιταχυντές λοιπόν μέσω της κατάλληλης τοποθέτησης μαγνητών τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία έχουν τέτοια κατεύθυνση, ώστε τα φορτισμένα σωματίδια (σε μορφή δέσμης) να επιταχύνονται και να εστιάζονται συνεχώς, αποκτώντας την επιθυμητή ενέργεια μέχρι να συγκρουστούν σε κάποιο στόχο που θα τοποθετήσει ο πειραματιστής, ανάλογα με το είδος του πειράματος.

Το 'πρόβλημα' στην περίπτωση του παρόντος πειράματος είναι ότι η απαραίτητη δέσμη που δεν αποτελείται από φορτισμένα σωματίδια, αλλά από νετρόνια τα οποία λόγω του μηδενικού τους φορτίου δεν μπορούν να επιταχυνθούν. Η μέθοδος που ακολουθείται είναι ότι παράγεται δέσμη δευτερίων στον επιταχυντή και μεταξύ των προς ακτινοβολήση foils και της δέσμης δευτερίων παρεμβάλλεται μια φλάντζα τριτίου. Τα απαραίτητα νετρόνια παράγονται τότε μέσω της αντίδρασης (d, t) .

3.1.1 Ο Επιταχυντής Tandem

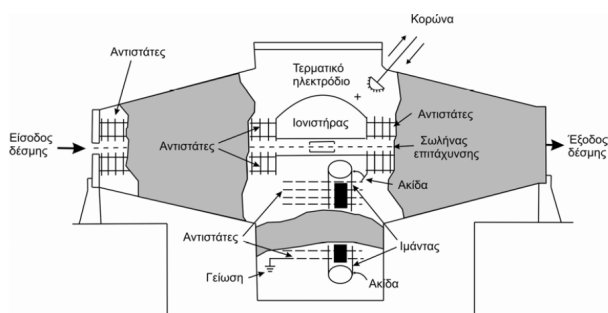
Ο επιταχυντής του ερευνητικού κέντρου είναι γραμμικός και βασίζεται στη λειτουργία της γεννήτριας Van de Graaff. Τα βασικά στοιχεία του επιταχυντή είναι :

- οι πηγές των ιόντων στην αρχή τη γραμμής
- η γεννήτρια Van de Graaff (υπεύθυνη για την επιτάχυνση των ιόντων)
- οι πέντε πειραματικές γραμμές στις οποίες μπορεί να καταλήξει η δέσμη ανάλογα με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος.



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος"

Υπάρχει δυνατότητα παραγωγής είτε βαρέων ιόντων όπως οξυγόνο, άνθρακας κτλ, είτε ελαφρά ιόντα όπως υδρογόνο δευτέριο κτλ. Για την πρώτη κατηγορία χρησιμοποιείται η πηγή sputter, ενώ για τη δεύτερη κατηγορία (που είναι και αυτή που μας ενδιαφέρει για τις ανάγκες του παρόντος πειράματος εφόσον είναι απαραίτητη η δέσμη δευτερίων) χρησιμοποιείται η πηγή duoplasmatron off axis. Η απώλεια ενέργειας της δέσμης των ιόντων εντός της γραμμής μεταφοράς ελαχιστοποιείται μέσω δημιουργίας συνθηκών υψηλού κενού (10^{-5} , 10^{-6} torr). Διαφορετικά, η σύγκρουση των ιόντων με τα μόρια του αέρα μειώνει σημαντικά την ενέργεια της δέσμης.



Σχήμα 3.2: Η δεξαμενή του επιταχυντικού συστήματος

Αμέσως μετά την παραγωγή τους, τα ιόντα θα περάσουν από έναν προεπιταχυντικό σωλήνα αποκτώντας ενέργεια 60 keV. Η κύρια όμως επιτάχυνση, λαμβάνεται από τη γεννήτρια Van de Graaff που βρίσκεται στο κέντρο της γραμμής (εντός δεξαμενής) όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1. Τα κύρια μέρη της γεννήτριας είναι μια μεγάλη μεταλλική σφαίρα στο κέντρο της δεξαμενής, και ένας κατακόρυφος ιμάντας από μονωτικό υλικό που φορτίζει τη σφαίρα αυτή μέσω μεταφοράς θετικών φορτίων. Η φόρτιση αυτή δημιουργεί μεγάλη διαφορά δυναμικού. Όταν τα αρνητικά ιόντα εισέρχονται στην δεξαμενή που περιέχει τη γεννήτρια, έλκονται από τη θετική τάση της μεταλλικής σφαίρας

και απογυμνώνονται από τα επιπλέον ηλεκτρόνιά τους με τη βοήθεια φύλλων άνθρακα τα οποία περιέχονται στον ιονιστήρα, ο οποίος και αυτός με τη σειρά του βρίσκεται εντός της σφαίρας.

Τα θετικά πλέον ιόντα, απωθούνται από το ηλεκτρικό πεδίο που έχει δημιουργηθεί λόγω της υψηλής τάσης προς την έξοδο του επιταχυντή. Στη συνέχεια της πορείας τους, τα ιόντα θα συναντήσουν τον μαγνήτη ανάλυσης ο οποίος στρέφει κατά 90° μόνο τα ιόντα με την επιθυμητή ενέργεια. Η επιλογή αυτή είναι δυνατή μέσω της προσεκτικής επιλογής του μαγνητικού πεδίου που θα επιβληθεί στον μαγνήτη ανάλυσης. Με τον τρόπο αυτό εξασφαλίζεται τόσο η καθαρότητα της δέσμης (ως προς το είδος του ιόντος που επιταχύνεται), όσο και η ακρίβεια στην ενέργεια της δέσμης.

Στη συνέχεια η δέσμη των ιόντων θα περάσει από ακόμη έναν ηλεκτρομαγνήτη που ονομάζεται μαγνήτης επιλογής πειραματικής γραμμής (switcher), ο ρόλος του οποίου είναι να κατευθύνει τη δέσμη σε μία από τις συνολικά 5 πειραματικές γραμμές, ανάλογα με το είδος του πειράματος που εκτελείται.

Το πείραμα που έγινε για το σκοπό της διπλωματικής αυτής εργασίας η δέσμη δευτερίων προσπίπτει σε στόχο Τριτίου που είναι τοποθετημένος σε φλάτζα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3. Το Τρίτιο βρίσκεται σε επίστρωση Τιτανίου με το σχετικό λόγο να είναι $\frac{T}{Ti} = 1.53$. Η επιφανειακή του πυκνότητα αντιστοιχεί σε τιμή $2305 \mu g/cm^2$

Αναφέρεται τέλος, ότι κατά τη διάρκεια μεταφοράς της δέσμης από τον προεπιταχυντικό σωλήνα μέχρι και το τέλος της πειραματικής γραμμής, χρησιμοποιείται ειδική διάταξη μαγνητών (τετράπολα) ώστε η δέσμη να εστιάζεται συνεχώς.

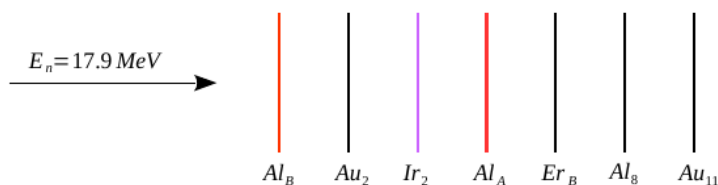


Σχήμα 3.3: ο στόχος Τριτίου όπως αυτός είναι τοποθετημένος στο τέλος της πειραματικής γραμμής που χρησιμοποιείται σε πειράματα που απαιτούν δέσμη νετρονίων

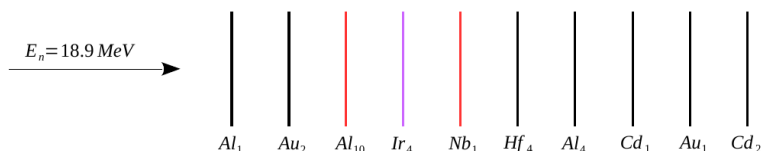
3.2 Ακτινοβολήσεις

Στο πείραμα που έγινε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας, έλαβαν χώρα δύο σειρές ακτινοβολήσεων. Η μια ήταν στα 17.9 MeV (που αντιστοιχεί σε ενέργεια δευτερίων $E_d \sim 2 \text{ MeV}$) και η άλλη στα 18.9 MeV (που αντιστοιχεί σε ενέργεια δευτερίων

$E_d \sim 2.7 \text{ MeV}$), με αντίστοιχες χρονικές διάρκειες $\sim 9.7 \text{ h}$ και $\sim 27.8 \text{ h}$. Στην πρώτη περίπτωση, το προς μελέτη φύλλο Ιριδίου τοποθετήθηκε μεταξύ δύο φύλλων Αλουμινίου, ενώ τα φύλλα αναφοράς της δεύτερης ακτινοβόλησης ήταν ένα φύλλο Αλουμινίου και ένα Νιοβίου (σχήμα 3.4). Η τοποθέτηση των φύλλων Ιριδίου και αναφοράς και για τις δύο ενέργειες ακτινοβόλησης έγινε με τη βοήθεια ειδικού holder σε απόσταση $\sim 2 \text{ cm}$ από τη φλάντζα τριτίου (βλ 3.3)



(α) Φύλλα αναφοράς για την ακτινοβόληση με ενέργεια νετρονίων $E_n = 17.9 \text{ MeV}$



(β) Φύλλα αναφοράς για την ακτινοβόληση με ενέργεια νετρονίων $E_n = 18.9 \text{ MeV}$

Σχήμα 3.4: Η διάταξη των μεταλλικών στόχων για τις δύο σειρές ακτινοβολήσεων. Τόσο τα φύλλα αναφοράς όσο και τα προς μελέτη φύλλα Ir έχουν σχεδιαστεί με διαφορετικό χρώμα για λόγους ευκρίνειας

3.2.1 Νετρονική Ροή Κατά τη Διάρκεια της Ακτινοβόλησης

Η νετρονική ροή προσδιορίστηκε πειραματικά μετά το τέλος των ακτινοβολήσεων με τη βοήθεια των φύλλων αναφοράς και των αντίστοιχων αντιδράσεων ($^{27}\text{Na}(n, a)^{24}\text{Na}$ και $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$) χρησιμοποιώντας τη σχέση

$$\Phi = \frac{N_p}{N_t \sigma}$$

εφόσον οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς είναι αρκετά καλά προσδιορισμένες στη βιβλιογραφία. Η εύρεση της ροής στα φύλλα του Αλουμινίου έγινε μέσω της ακτίνας- γ στα 1368 keV που προκύπτει από την αποδιέγερση του ^{24}Na , ενώ στο φύλλο του Νιοβίου μέσω της ακτίνας- γ στα 934.5 keV από την αποδιέγερση του ^{190m}Nb . Τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα παρουσιάζονται συνοπτικά στον παρακάτω πίνακα για τις δύο ενέργειες νετρονίων:

Πίνακας 3.1: Νετρονική Ροή

$E_n \text{ (MeV)}$	$\Phi \left(\frac{n}{\text{cm}^2} \right)$
17.9	$(7.52 \pm 0.40)10^9$
18.9	$(2.95 \pm 0.17)10^9$

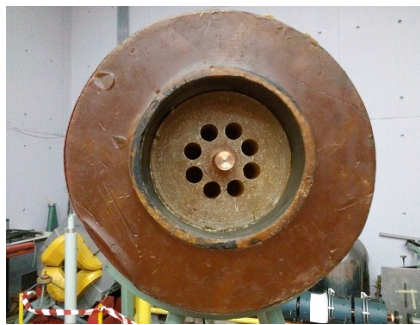
3.2.2 Ο ανιχνευτής BF_3

Κατά τη διάρκεια των ακτινοβολήσεων ήταν αρκετά σημαντικό η ροή των νετρονίων να παραμένει σταθερή. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής αερίου κυλινδρικής συμμετρίας. Τα τοιχώματά του είναι φτιαγμένα από χαλκό, και το αέριο που περιέχει είναι το τριφθοριούχο βόριο στο οποίο οφείλει και το όνομά του. Ένας τυπικός τέτοιος ανιχνευτής φαίνεται στο σχήμα 3.5



Σχήμα 3.5: Ανιχνευτής BF_3

Η λειτουργία του ανιχνευτή αυτού βασίζεται στην αντίδραση $^{10}B+n \rightarrow ^7Li+\alpha$ η οποία έχει πολύ μεγάλη ενεργό διατομή σε νετρόνια αρκετά χαμηλής ενέργειας ($\sim 0.025 eV$) τα οποία καλούνται και θερμικά. Τα νετρόνια που παράγονται όμως, και των οποίων η ροή θα πρέπει ιδανικά να είναι σταθερή, έχουν πολύ μεγαλύτερες ενέργειες. Για το λόγο αυτό, ο ανιχνευτής δεν τοποθετείται όπως φαίνεται στην εικόνα 3.5, αλλά εντός παραφίνης (σχήμα 3.6). Η παραφίνη, ως μείγμα υδρογονανθράκων θερμοποιεί τα νετρόνια που παράγονται από την αντίδραση (d, t) καθιστώντας τα έτσι ανιχνεύσιμα από τον BF_3 και δίνοντας έτσι μια ποσοτική πληροφορία για τη ροή των νετρονίων κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης.



Σχήμα 3.6: Ανιχνευτής BF_3 με παραφίνη

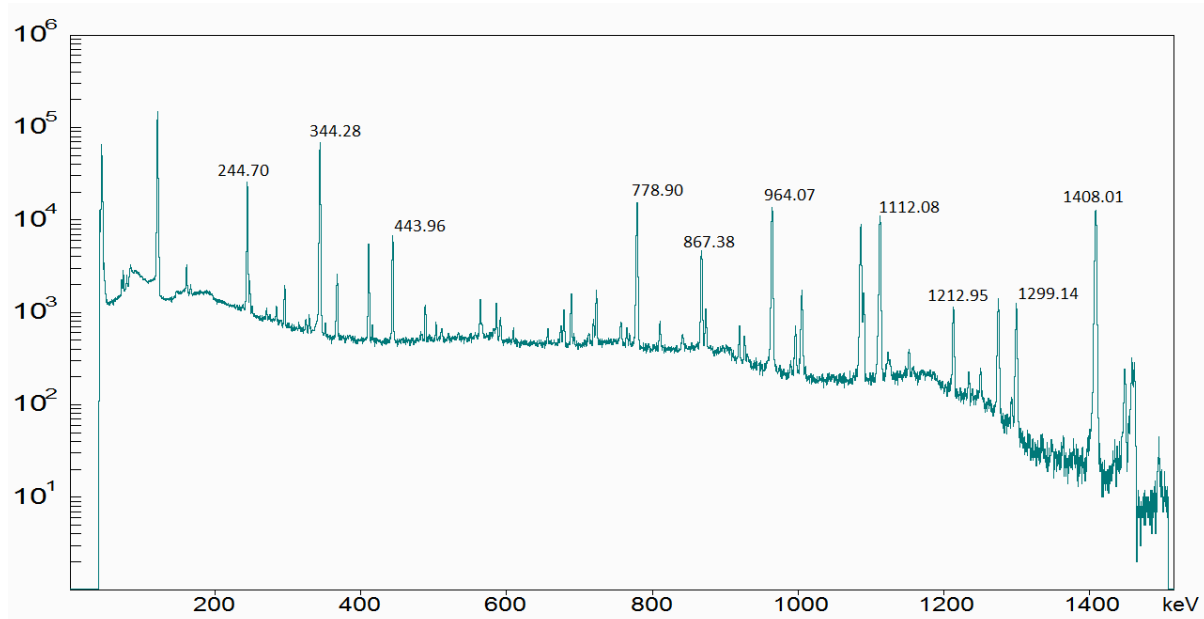
Το σήμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή BF_3 καταγράφεται και στη συνέχεια χρησιμοποιείται στο διορθωτικό παράγοντα f_c για τη διόρθωση των αποδιεγέρσεων των πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης.

3.3 Προετοιμασία ανιχνευτών HPGe

Τα φύλλα αναφοράς καθώς και τα φύλλα Ιριδίου μετά την ακτινοβολήσή τους, τοποθετήθηκαν σε απόσταση 10 cm από ανιχνευτές Γερμανίου HPGe ώστε να μετρηθούν οι ακτίνες γ , όπως αυτές προέκυψαν από τις αποδιεγέρσεις που αναφέρθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο.

3.3.1 Προσδιορισμός απόλυτων αποδόσεων

Έπρεπε πρώτα να προσδιοριστούν οι απόλυτες αποδόσεις των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν. Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιήθηκαν πηγές ^{152}Eu σε απόσταση ίση με αυτή που τοποθετήθηκαν τα foils. Ένα τυπικό φάσμα ^{152}Eu δίνεται παρακάτω στο σχήμα (3.7), ενώ στον πίνακα 3.2 παρουσιάζονται οι αντίστοιχες ακτίνες- γ που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της απόλυτης απόδοσης των ανιχνευτών και τους παραγόμενους θυγατρικούς πυρήνες.



Σχήμα 3.7: Χαρακτηριστικό Φάσμα ^{152}Eu . Φαίνονται οι ακτίνες- γ που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της απόδοσης $\varepsilon = \varepsilon(E_\gamma)$

Πίνακας 3.2: Πίνακας ακτίνων- γ που χρησιμοποιήθηκαν στον προσδιορισμό των απόλυτων αποδόσεων των τριών ανιχνευτών, με τις σχετικές εντάσεις τους και τους θυγατρικούς πυρήνες που οι αντίστοιχες αποδιεγέρσεις παράγαν

E_γ (keV)	I_γ (%)	Θυγατρικός Πυρήνας
244.70	7.55	^{152}Sm
344.28	26.50	^{152}Gd
411.12	2.24	^{152}Gd
443.97	3.12	^{152}Sm
778.90	12.96	^{152}Gd
867.38	4.24	^{152}Sm
964.07	14.62	^{152}Sm
1085.84	10.13	^{152}Sm
1112.08	13.40	^{152}Sm
1212.95	1.41	^{152}Sm
1299.14	1.63	^{152}Gd
1408.01	20.85	^{152}Sm

Χρησιμοποιήθηκαν συνολικά τρεις ανιχνευτές HPGe. Οι δύο από αυτούς είχαν σχετική απόδοση 100%, ενώ ο τρίτος είχε 16%. Η διαδικασία προσδιορισμού απόλυτης απόδοσης

$\varepsilon = \varepsilon(E_\gamma)$ ενός ανιχνευτή με χρήση φάσματος ^{152}Eu βασίζεται στη σχέση :

$$\varepsilon = \frac{N_\gamma}{RI_\gamma t_m} \quad (3.2)$$

Με N_γ συμβολίζονται τα γεγονότα της εκάστοτε φωτοκορυφής, με R η ενεργότητα της πηγής ^{152}Eu την ημερομηνία λήψης του φάσματος, I_γ η ένταση της αντίστοιχης κορυφής και t_m ο χρόνος λήψης φάσματος. Στη συνέχεια δίνονται οι απόλυτες αποδόσεις των τριών ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν, τα φύλλα που μετρήθηκαν στον καθένα από αυτούς, καθώς και τα χαρακτηριστικά των πηγών ^{152}Eu που χρησιμοποιήθηκαν. Υπογραμμίζεται ότι οι τιμές των ενεργοτήτων αναφέρονται στην ημερομηνία λήψης του εκάστοτε φάσματος.

Ανιχνευτής HPGe – 100% (A)

Στον ανιχνευτή αυτόν στην πρώτη ακτινοβολήση ($E_n = 17.9 \text{ MeV}$) μετρήθηκαν τα φύλλα $\text{Ir}(2)$ και $\text{Al}(B)$ ενώ στη δεύτερη ακτινοβολήση ($E_n = 18.9 \text{ MeV}$) δε μετρήθηκε κάποιο από τα φύλλα που αναλύθηκαν. Τα χαρακτηριστικά της πηγής ^{152}Eu που χρησιμοποιήθηκε για τον προσδιορισμό των απόλυτων αποδόσεων δίνονται παρακάτω :

- **Ημερομηνία Κατασκευής:** 3/1/2004
- **Ενεργότητα:** $R = (25500 \pm 700) \text{ Bq}$

Ανιχνευτής HPGe – 100% (B)

Στον ανιχνευτή αυτόν τα μόνα φύλλα που μετρήθηκαν και χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση ήταν τα $\text{Al}(10)$ και $\text{Nb}(1)$. Η πηγή ^{152}Eu που χρησιμοποιήθηκε είχε τα εξής χαρακτηριστικά :

- **Ημερομηνία Κατασκευής:** 3/1/2004
- **Ενεργότητα:** $R = (25500 \pm 700) \text{ Bq}$

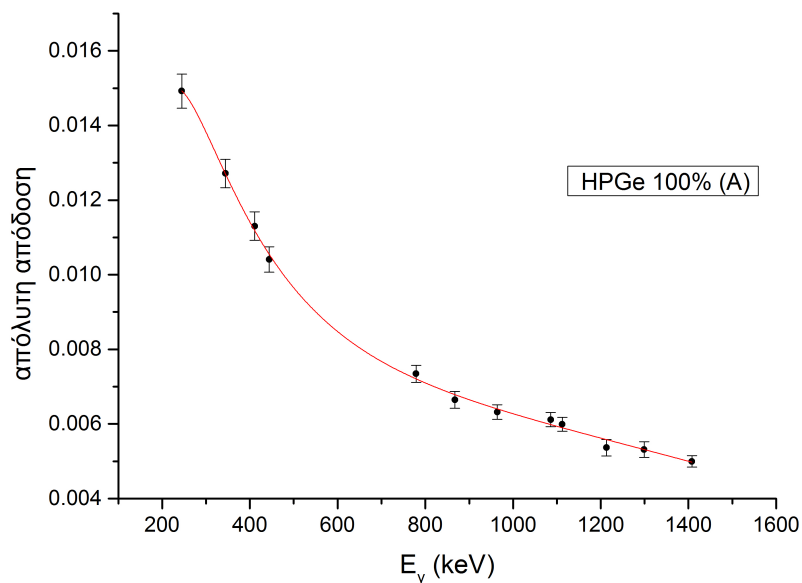
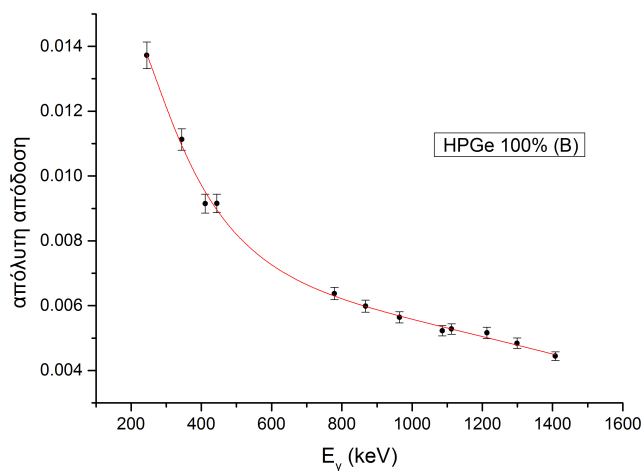
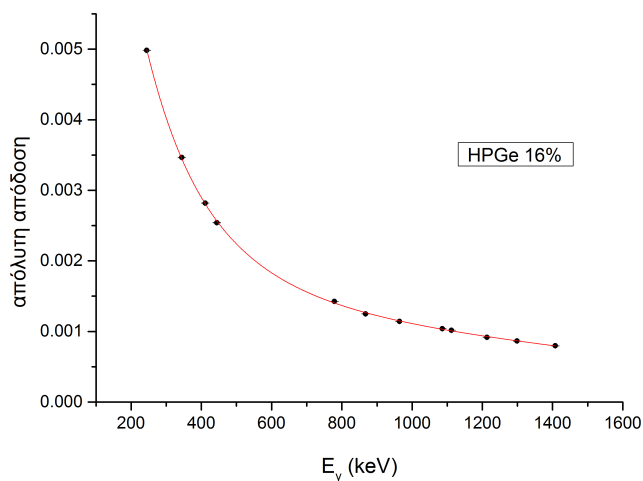
Ανιχνευτής HPGe – 16%

Σε αυτόν τον ανιχνευτή μετρήθηκαν : το $\text{Al}(A)$ από την ακτινοβολήση των 17.9 MeV , ενώ κανένα από την ακτινοβολήση των 18.9 MeV . Τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά της πηγής ^{152}Eu ήταν :

- **Ημερομηνία Κατασκευής:** 1/1/2011
- **Ενεργότητα:** $R = (159000 \pm 2200) \text{ Bq}$

Στο σχήμα 3.8 δίνονται οι τιμές των απόλυτων αποδόσεων των τριών ανιχνευτών HPGe συναρτήσει της ενέργειας ακτίνων- γ . Αναφέρουμε ενδεικτικά, ότι η συνάρτηση που χρησιμοποιήσαμε για να γίνει η προσαρμογή των πειραματικών σημείων είναι αυτή του Debertin[2] και έχει την παρακάτω μορφή :

$$\varepsilon = A_1 \ln(E) + A_2 \frac{\ln(E)}{E} + A_3 \frac{(\ln(E))^2}{E} + A_4 \frac{(\ln(E))^4}{E} + A_5 \frac{(\ln(E))^5}{E}$$

(α) Απόλυτη απόδοση του *HPGe* 100% (A)(β) Απόλυτη απόδοση του *HPGe* 100% (B)(γ) Απόλυτη απόδοση του *HPGe* 16%

Σχήμα 3.8: Απόλυτη Απόδοση των τριών Ανιχνευτών

3.4 Φάσματα Ακτινοβόλησης

Μετά το τέλος της ακτινοβόλησης, οι ακτίνες-γ που παράγονταν από τα ενεργοποιημένα foils όπως έχει ήδη αναφερθεί μετρήθηκαν με ανιχνευτές *HPGe*.

Παρατίθεται στο σημείο αυτό ένας πίνακας (3.3) με τις αντιδράσεις των οποίων η ενεργός διατομή θα μελετηθεί, με τους χρόνους ημιζωής των αντίστοιχων προϊόντων.

Πίνακας 3.3: χρόνοι ημιζωής προϊόντων

Αντίδραση	$t_{1/2}$ (προϊόντων)
$^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$	73.831 days
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$	11.78 days
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$	3.25 h

Στην περίπτωση της μελέτης του ^{190}Ir εφόσον θα μελετηθεί τόσο η δεύτερη μετασταθής του όσο και η βασική του στάθμη, θα πρέπει να μελετηθούν δύο ξεχωριστά φάσματα, ένα για κάθε στάθμη.

Η διαφορά των δύο φασμάτων είναι ότι ο χρόνος λήψης τους, επιλέχθηκε με τέτοιο τρόπο ώστε η συμβολή της δεύτερης μετασταθούς να είναι μηδενική κατά τη μελέτη της αποδιέγερσης της βασικής στάθμης. Το πρόβλημα αυτό δεν παρουσιάζεται κατά τη μελέτη του ^{192}Ir .

Στα σχήματα παρουσιάζονται τα φάσματα που αναλύθηκαν με τις αντίστοιχες κορυφές. Στο σχήμα 3.9α' φαίνονται οι κορυφές που χρησιμοποιήθηκαν για την αποδιέγερση τόσο του ^{192}Ir όσο και του ^{190}Ir προς τη βασική στάθμη.

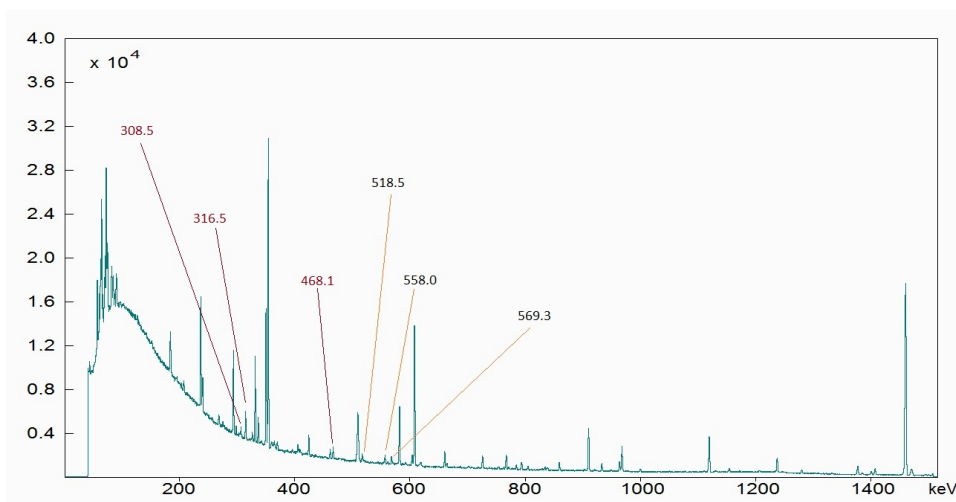
Δεν παρουσιάζονται φάσματα και από τις δύο ενέργειες για λόγους εξοικονόμησης χώρου, καθώς η μορφή τους είναι σχεδόν πανομοιότυπη. Παρατίθεται παρακάτω, ο πίνακας 3.4 ως υπενθύμιση των ακτίνων-γ που χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη του κάθε ισότοπου.

Πίνακας 3.4: Οι ακτίνες-γ που χρησιμοποιήθηκαν, με τις αντίστοιχες ενέργειες και σχετικές εντάσεις για κάθε αντίδραση που μελετήθηκε

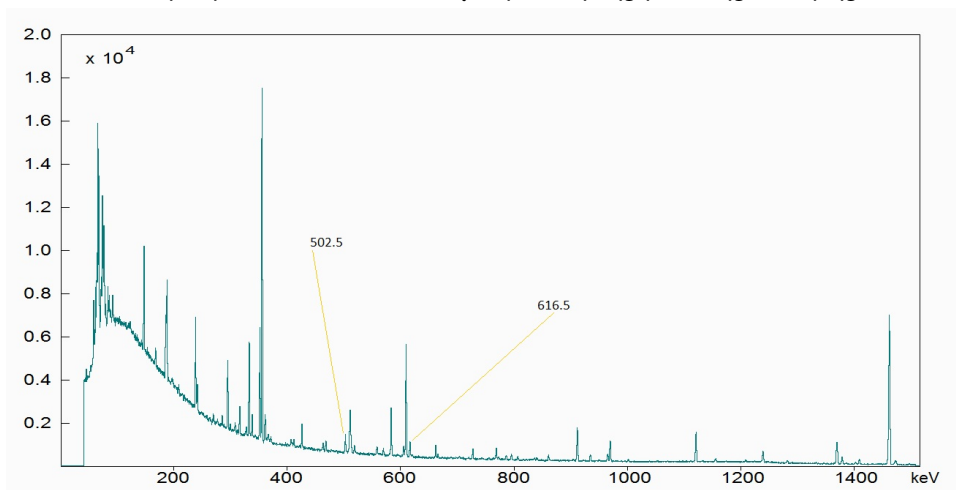
Αντίδραση	Παραγόμενο Ισότοπο	E_γ (keV)	I_γ (%)
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$	^{190}Ir	518.5	34.00
		558.0	30.10
		569.3	28.50
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$	$^{190m2}\text{Ir}$	502.5	92.31
		616.5	93.10
$^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$	^{192}Ir	308.5	30.00
		316.5	82.81
		468.1	47.83

Στο σχήμα 3.9α' φαίνονται οι φωτοκορυφές που μελετήθηκαν για την αποδιέγερση τόσο του ισότοπου ^{190}Ir όσο και του ^{192}Ir από τη βασική τους στάθμη. Ο χρόνος λήψης του φάσματος αυτού για την περίπτωση της ακτινοβόλησης στα 18.9 MeV ήταν $\sim 68\text{ h}$ όπως στην περίπτωση των 17.9 MeV .

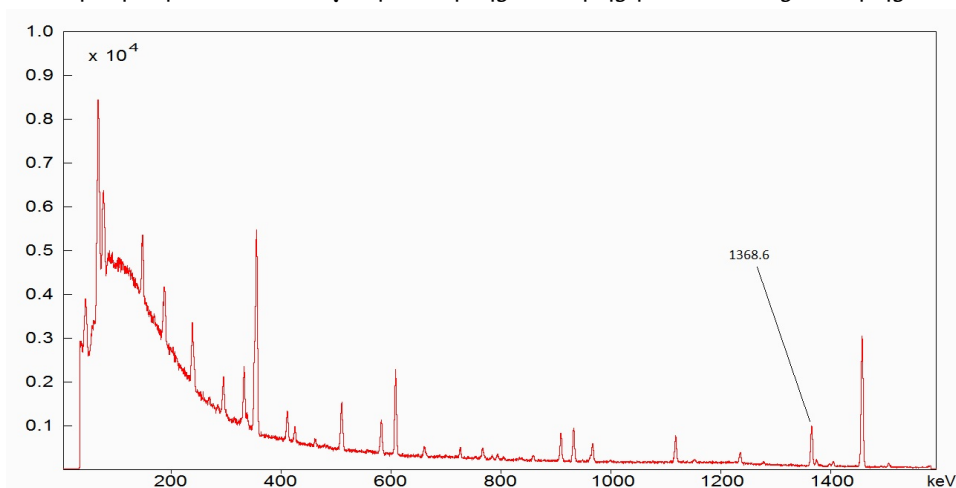
Αντίστοιχα στο σχήμα 3.9β' φαίνονται οι φωτοκορυφές που χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη της δεύτερης μετασταθούς στάθμης $^{190m2}\text{Ir}$ με χρόνους λήψης φάσματος 22 h και 14.6 h για ενέργειες 17.9 MeV και 18.9 MeV αντίστοιχα.



(α) φάσμα των ^{190}Ir , ^{192}Ir για μελέτη της βασικής στάθμης



(β) φάσμα του ^{190}Ir για μελέτη της δεύτερης μετασταθούς στάθμης



(γ) φάσμα αποδιέγερσης ^{27}Al σε ^{24}Na με χαρακτηριστική ακτίνα-γ στα 1368.6 keV

Σχήμα 3.9: Χαρακτηριστικά φάσματα ακτίνων-γ

Κεφάλαιο 4

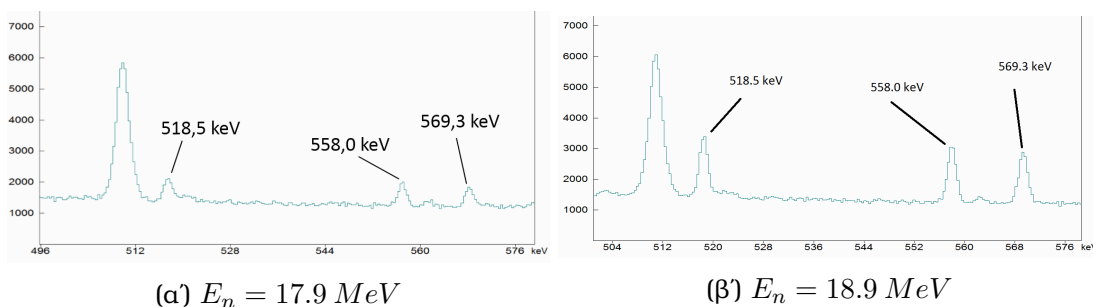
Αποτελέσματα-Προοπτικές

Στο κεφάλαιο αυτό, παρουσιάζονται τα τελικά αποτελέσματα της διπλωματικής αυτής εργασίας για την εξαγωγή των οποίων χρησιμοποιήθηκε τόσο η μεθοδολογία όσο και η πειραματική διαδικασία που αναπτύχθηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια.

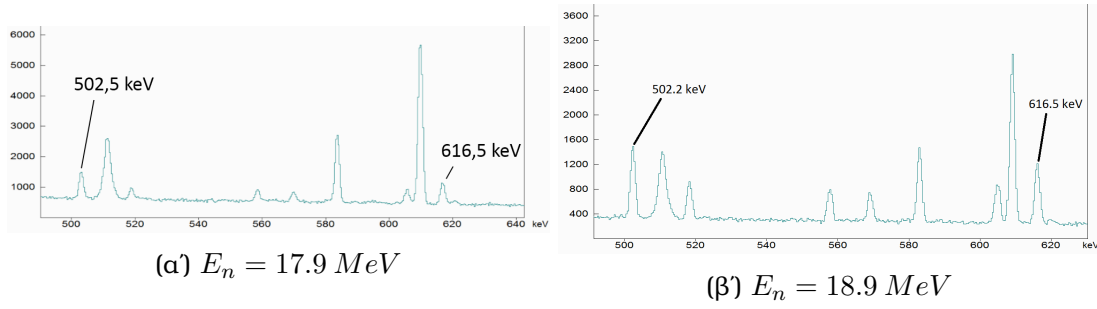
Θα γίνει επίσης αναφορά σε μελλοντικές προοπτικές στα πλαίσια μελέτης του εν λόγω αντικειμένου.

4.1 Αποτελέσματα

Η εύρεση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ και $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ υπολογίστηκε αριθμητικά βάσει της σχέσης 2.1 αφού πρώτα είχαν αναλυθεί τα φάσματα που παρουσιάστηκαν στο σχήμα 3.9 στο προηγούμενο κεφάλαιο. Στα σχήματα 4.1, 4.2 παρουσιάζονται οι κορυφές που αναλύθηκαν για την εύρεση των ενεργών διατομών των αντίστοιχων αντιδράσεων.



Σχήμα 4.1: Οι κορυφές που αναλύθηκαν για τη μελέτη της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ στις δύο ενέργειες ακτινοβόλησης



Σχήμα 4.2: Οι κορυφές που αναλύθηκαν για τη μελέτη της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ στις δύο ενέργειες ακτινοβολήσης

Όπως είναι προφανές, χρησιμοποιήθηκαν είτε δύο είτε τρεις κορυφές για την εξαγωγή των ενεργών διατομών. Ο λόγος για αυτή την επιλογή ήταν η μεγαλύτερη ακρίβεια, εφόσον η τελική τιμή της ενεργού διατομής η οποία θα παρουσιαστεί παρακάτω, προέκυψε ως ο σταθμισμένος μέσος των διαφορετικών τιμών παραγόμενων πυρήνων N_p από κάθε κορυφή. Παρατίθεται λοιπόν πίνακας με τις διαφορετικές αυτές τιμές, ανάλογα με την ακτίνα-γ που μελετήθηκε.

Πίνακας 4.1: Διαφορετικές τιμές του N_p του παραγόμενου ισότοπου $^{190m2}\text{Ir}$

$E_\gamma(\text{keV})$	$E_n = 17.9 \text{ MeV}$	$E_n = 18.9 \text{ MeV}$
502.5	$N_{p1} = 1.38 \cdot 10^6$	$N_{p1} = 5.29 \cdot 10^6$
616.5	$N_{p2} = 1.35 \cdot 10^6$	$N_{p2} = 5.25 \cdot 10^6$

Πίνακας 4.2: Διαφορετικές τιμές του N_p του παραγόμενου ισότοπου ^{190}Ir

$E_\gamma(\text{keV})$	$E_n = 17.9 \text{ MeV}$	$E_n = 18.9 \text{ MeV}$
518.5	$N_{p1} = 9.09 \cdot 10^6$	$N_{p1} = 2.77 \cdot 10^7$
558.0	$N_{p2} = 1.03 \cdot 10^7$	$N_{p2} = 2.86 \cdot 10^7$
569.3	$N_{p3} = 9.18 \cdot 10^6$	$N_{p3} = 2.95 \cdot 10^7$

Παρατίθενται τελικά πίνακες με τις τιμές της ενεργού διατομής για την κάθε ενέργεια νετρονίων με τα αντίστοιχα σφάλματα.

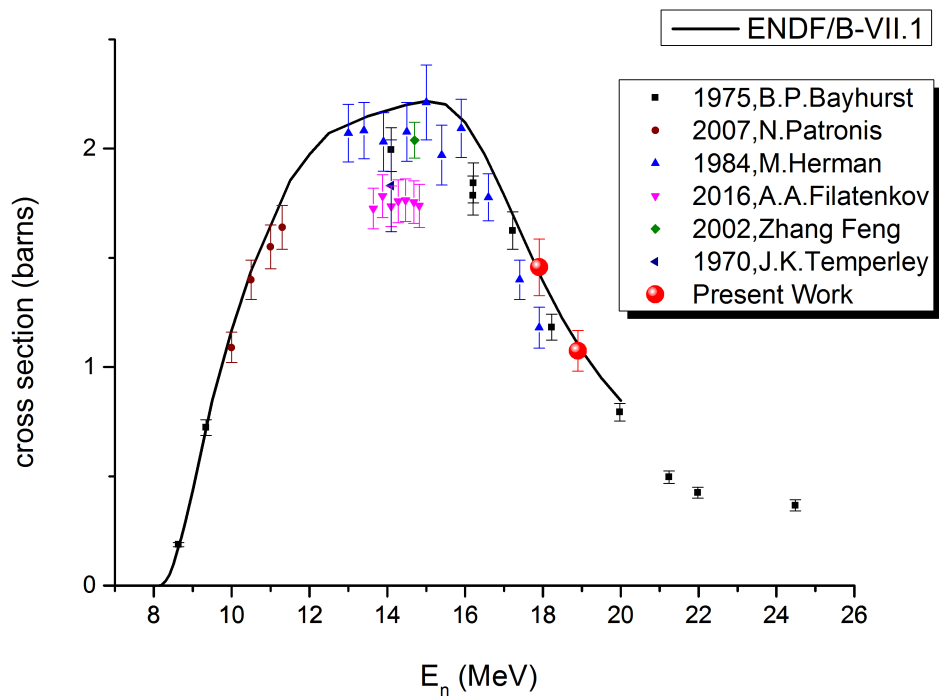
Πίνακας 4.3: Αποτελέσματα ενεργών διατομών για ενέργεια νετρονίων $E_n = 17.9 \text{ MeV}$

Αντίδραση	$\sigma \pm \delta\sigma \text{ (barns)}$
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$	1.411 ± 0.0126
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$	0.204 ± 0.020

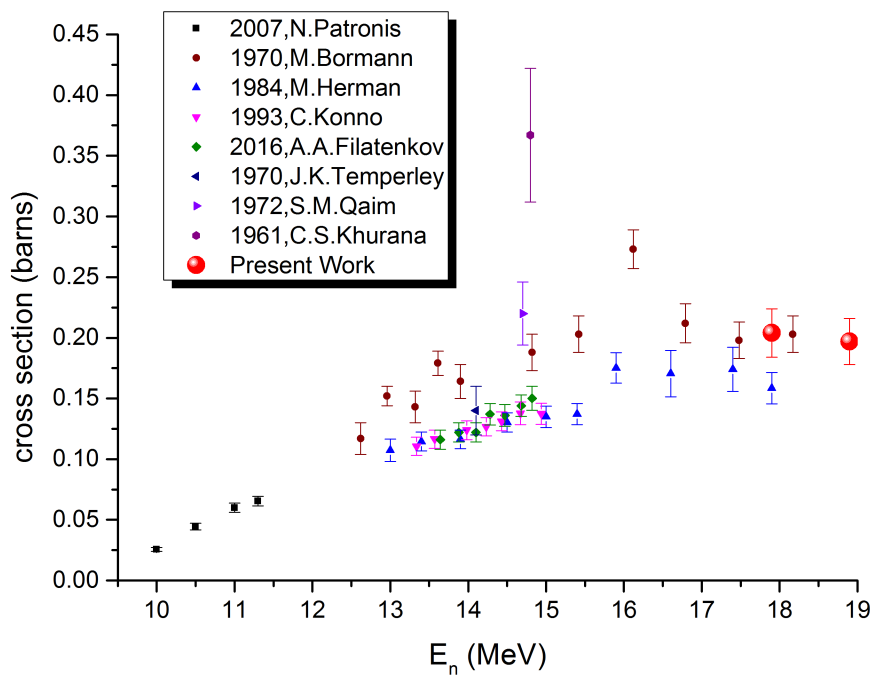
Πίνακας 4.4: Αποτελέσματα ενεργών διατομών για ενέργεια νετρονίων $E_n = 18.9 \text{ MeV}$

Αντίδραση	$\sigma \pm \delta\sigma \text{ (barns)}$
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$	1.078 ± 0.092
$^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$	0.197 ± 0.019

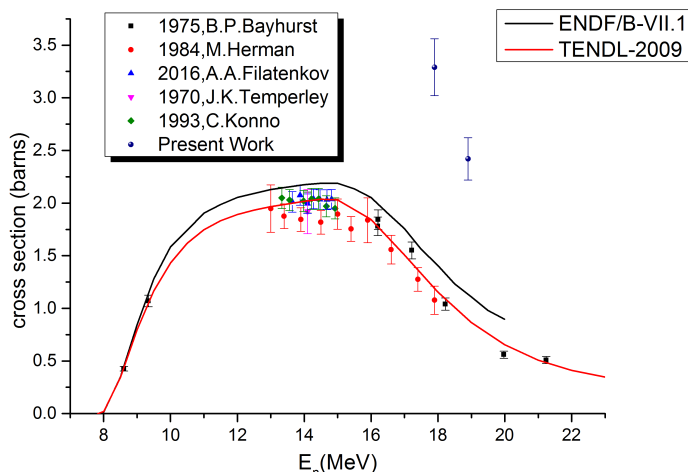
Τα αποτελέσματα αυτά παρουσιάζονται επίσης σχηματικά σε σύγκριση με τις ήδη υπάρχουσες μετρήσεις καθώς και με υπάρχουσες βιβλιοθήκες[4]



Σχήμα 4.3: Αποτελέσματα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$



Σχήμα 4.4: Αποτελέσματα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$



Σχήμα 4.5: Αποτελέσματα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$

Στο σχήμα 4.3 φαίνεται ότι το σημείο που αντιστοιχεί σε ενέργεια 17.9 MeV είναι σε καλύτερη συμφωνία με τη βιβλιοθήκη [4] σε σχέση με προηγούμενη μέτρηση στην ενέργεια αυτή, όπως επίσης και το αντίστοιχο σημείο στην ενέργεια των 18.9 MeV βρίσκεται σε ικανοποιητική συμφωνία με την υπάρχουσα καμπύλη εκτίμησης [4].

Στο σχήμα 4.4 φαίνεται ότι τα πειραματικά σημεία έχουν πολύ έντονες διαφορές μεταξύ τους. Τα παρόντα πειραματικά σημεία φαίνεται να παρουσιάζουν συμφωνία με τη γενικότερη τάση που οι υπάρχοντες μετρήσεις δείχνουν να ακολουθούν. Υπάρχει λοιπόν η ανάγκη για περισσότερες μετρήσεις ώστε να γίνει πιο ξεκάθαρη η μορφή της ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων για την αντίδραση $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$.

Στο σχήμα 4.5 φαίνεται η ανάγκη για διόρθωση της αντίδρασης $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ από τη μόλυνση της $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$, εφόσον αν η διόρθωση δεν γίνει, η ενεργός διατομή υπερτιμάται αρκετά (είναι περίπου 3 φορές μεγαλύτερη από την αναμενόμενη όπως φαίνεται από τις καμπύλες εκτίμησης [4] και [17]).

4.2 Προοπτικές

Όπως έχει ήδη αναφερθεί σε προηγούμενο σημείο της εργασίας, κατά τη μελέτη της αντίδρασης $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ υπάρχει μόλυνση από την αντίδραση $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$ που είναι ανοιχτή σε όλες σχεδόν τις ενέργειες και ειδικά σε χαμηλοενεργειακά, παρασιτικά νετρόνια τα οποία δημιουργούνται από τα υλικά του χώρου διεξαγωγής του πειράματος. Η μεθοδολογία διόρθωσης που αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο απαιτεί να συμπεριληφθούν και τέτοιου είδους παραγόμενα νετρόνια στις προσομιώσεις που χρησιμοποιούνται, αυξάνοντας βέβαια τον υπολογιστικό χρόνο υπό την απαίτηση της ικανοποιητικής στατιστικής των παραγόμενων γεγονότων.

Αυτή η εργασία επίσης συμβάλει, μέσω του πειραματικού προσδιορισμού των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ και $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190m2}\text{Ir}$ στις υψηλές ενέργειες στην ανάπτυξη ακριβέστερων πυρηνικών μοντέλων. Ειδικότερα, η δυνατότητα μελέτης της δεύτερης μετασταθούς στάθμης αποτελεί ένα ιδιαίτερα χρήσιμο κριτήριο για τον έλεγχο αξιοπιστίας τέτοιων μοντέλων λόγω της έντονης εξάρτησής της από την κατανομή του spin. Τονίζεται στο σημείο αυτό η μεγάλη διαφορά στο spin κατά τη μετάβαση από τη δεύτερη μετασταθή (με spin 11^-) στη βασική στάθμη (σχήμα 2.7).

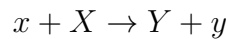
Στα μελλοντικά σχέδια λοιπόν περιλαμβάνονται :

- μια ακριβής προσομοίωση με χρήση του κώδικα MCNP για καλύτερη ανακατασκευή της ροής στην περιοχή των παρασιτικών νετρονίων με σκοπό την διόρθωση στα γεγονότα φωτοκορυφών κατά τη μελέτη της $^{193}\text{Ir}(n, 2n)^{192}\text{Ir}$ η οποία μολύνεται από την αντίδραση $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$.
- η σύγκριση θεωρητικών προβλέψεων μέσω του κώδικα EMPIRE σε σχέση και με τα νέα πειραματικά δεδομένα, με στόχο τον έλεγχο και τη βελτιστοποίηση των παραμέτρων που υπεισέρχονται στα θεωρητικά πρότυπα.

Παράρτημα Α΄

Οι παράγοντες f_c και D στη μέθοδο της ενεργοποίησης

Η μέθοδος της ενεργοποίησης βασίζεται στο γεγονός ότι σε αντιδράσεις της μορφής :



Συμβολίζουμε με :

- x τους πυρήνες της δέσμης
- X τους πυρήνες του στόχου
- y τα προϊόντα της αντίδρασης
- Y τους πυρήνες που παράγονται

Το αντικείμενο που μελετάται με την εν λόγω μέθοδο είναι οι πυρήνες ενός στοιχείου X (αφού πρώτα ακτινοβοληθούν), μέσω των ακτίνων- γ που παράγονται από τους πυρήνες του παραγόμενου στοιχείου Y . Το στοιχείο αυτό, θα πρέπει λοιπόν να έχει "λογικό" χρόνο ημιζωής δηλαδή να είναι της τάξης των ωρών ή ακόμη και λίγων ημερών. Πολύ μεγάλοι ή πολύ μικροί χρόνοι ημιζωής είναι ακατάλληλοι για την εφαρμογή της μεθόδου αυτής.

Κατά τη διάρκεια της απαραίτητης ακτινοβολήσης, έχουμε ταυτόχρονα παραγωγή και αποδιέγερση πυρήνων Y . Το φαινόμενο αυτό περιγράφεται με την παρακάτω διαφορική εξίσωση :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma f(t) N_t - \lambda N \quad (\text{Α.1})$$

Στη σχέση αυτή συμβολίζεται με :

- N ο αριθμός των πυρήνων Y που δεν έχουν ακόμη αποδιεγερθεί
- σ η ενεργός διατομή της αντίδρασης
- $f(t)$ η ροή των σωματιδίων της δέσμης συναρτήσει του χρόνου
- N_t ο αριθμός των παραγόμενων πυρήνων
- λ η σταθερά αποδιέγερσης των πυρήνων Y

Ο όρος $\sigma f(t)N_t$ της σχέσης Α.1 περιγράφει την δημιουργία των πυρήνων Y ενώ ο όρος λN την αποδιέγερσή τους. Υπάρχει λοιπόν δύο ανταγωνιστικά φαινόμενα κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Για τη λύση της διαφορικής εξίσωσης Α.1 θα έχουμε [18]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \sigma f(t)N_t - \lambda N \xrightarrow{\times e^{\lambda t}} \\ \frac{dN}{dt}e^{\lambda t} &= \sigma f(t)N_t e^{\lambda t} - \lambda N e^{\lambda t} \Leftrightarrow \\ \frac{dN}{dt}e^{\lambda t} + \lambda N e^{\lambda t} &= \sigma f(t)N_t e^{\lambda t} \Leftrightarrow \\ \frac{dN}{dt}e^{\lambda t} + N \frac{de^{\lambda t}}{dt} &= \sigma f(t)N_t e^{\lambda t} \Leftrightarrow \\ \frac{d(Ne^{\lambda t})}{dt} &= \sigma f(t)N_t e^{\lambda t} \Leftrightarrow \\ \int \frac{d(Ne^{\lambda t})}{dt} dt &= \int \sigma f(t)N_t e^{\lambda t} dt \Leftrightarrow \\ N(t)e^{\lambda t} &= \int \sigma f(t)N_t e^{\lambda t} dt + C \Leftrightarrow \\ N(t)e^{\int \lambda dt} &= \int \sigma f(t)N_t e^{\int \lambda dt} dt + C \end{aligned}$$

οπότε καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$N(t) = \frac{\int \sigma f(t)N_t e^{\int \lambda dt} dt + C}{e^{\int \lambda dt}} \quad (\text{Α'.2})$$

Ως αρχικές συνθήκες της λύσης Α.2 θέτουμε : για $t = 0$
 $N(t = 0) = 0$ και $C = 0$. Θεωρώντας επίσης ότι η ακτινοβόληση διαρκεί χρόνο $t = t_{irr}$ θα έχουμε:

$$\begin{aligned} N(t_{irr}) &= \frac{N_t \sigma \int_0^{t_{irr}} e^{\lambda dt} f(t) dt}{e^{\lambda(t_{irr}-0)}} \Leftrightarrow \\ N(t_{irr}) &= N_t \sigma \left(\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt \right) e^{-\lambda t_{irr}} \Leftrightarrow \\ N(t_{irr}) &= N_t \sigma \left(\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt \right) e^{-\lambda t_{irr}} \frac{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} \end{aligned}$$

οπότε καταλήγουμε στη σχέση:

$$N(t_{irr}) = N_t \sigma \underbrace{\left(\int_0^{t_{irr}} f(t) dt \right)}_{\Phi} \overbrace{\frac{\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt}}^{f_c} e^{-\lambda t_{irr}} \quad (\text{Α'.3})$$

Με $\Phi = \left(\int_0^{t_{irr}} f(t) dt \right)$ συμβολίζεται η ροή των σωματίων x της δέσμης στα οποία εκτέθηκε το προς μελέτη δείγμα, ενώ με $f_c = \frac{\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} e^{-\lambda t_{irr}}$ ένας παράγοντας που

περιγράφει το ποσοστό των πυρήνων που δημιουργήθηκαν αλλά αποδιεγέρθηκαν κατά τη συνολική διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Η σχέση Α.3 λοιπόν γράφεται πλέον στην πιο συνοπτική μορφή $N(t_{irr}) = \sigma N_t \Phi f_c$ και είναι αυτή που χρησιμοποιήθηκε στην ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων της εργασίας αυτής.

Θα υποδειχθεί στη συνέχεια πως καταλήγει κανείς στην έκφραση 2.4 για τον διορθωτικό παράγοντα αποδιεγέρσεων των παραγόμενων πυρήνων μετά το τέλος της ακτινοβόλησης.

Έστω ένα σύνολο από N ασταθείς πυρήνες με αντίστοιχη σταθερά αποδιέγερσης λ (υπενθυμίζεται ότι ισχύει $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$ όπου $t_{1/2}$ ο χρόνος ημιζωής του ασταθούς πυρήνα). Ο ρυθμός μείωσής τους θα δίνεται από τη σχέση :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (\text{Α.4})$$

Μετά από τη διέλευση χρόνου t θεωρούμε ότι ο αριθμός των αδιάσπαστων πυρήνων θα είναι $N(t)$. Τότε από ολοκλήρωση της σχέσης Α.4 θεωρώντας ότι ο αρχικός αριθμός των πυρήνων είναι N_0 θα έχουμε :

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{dt} dt &= - \int_0^t \lambda N dt \Leftrightarrow \int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} dt = -\lambda \int_0^t dt \Leftrightarrow \\ (\ln N) \Big|_{N_0}^{N(t)} &= -\lambda(t) \Big|_0^t \Leftrightarrow \ln(N(t)) - \ln(N_0) = -\lambda(t - 0) \Leftrightarrow \\ \ln \left(\frac{N(t)}{N_0} \right) &= -\lambda t \Leftrightarrow \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t} \end{aligned}$$

Οπότε καταλήγουμε στη γνωστή σχέση για το νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{Α.5})$$

Τότε για τυχαίο χρόνο t_r ο αριθμός των πυρήνων που θα έχει αποδιεγερθεί θα είναι :

$$N(t_r) = N_0 - N(t) \stackrel{\text{Α.5}}{\Leftrightarrow} N(t_r) = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (\text{Α.6})$$

Αν τώρα θεωρήσουμε τους χρόνους από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης (t_1) και από το τέλος της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης (t_2) θα έχουμε ότι ο αριθμός των πυρήνων (N_{dec}) που αποδιεγέρθηκαν κατά τη χρονική διάρκεια της μέτρησης ($t_2 - t_1$) θα δίνεται από τη σχέση :

$$\begin{aligned} N_{dec} &= N(t_2) - N(t_1) \Leftrightarrow N_{dec} = N_0 [(1 - e^{-\lambda t_2}) - (1 - e^{-\lambda t_1})] \\ N_{dec} &= N_0 \underbrace{(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}_D \end{aligned}$$

Οπότε ο παράγοντας D θα εισαχθεί ως διόρθωση για τους πυρήνες που αποδιεγείρονται κατά τη διάρκεια της μέτρησης και θα ισχύει :

$$D = (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \quad (\text{Α.7})$$

Βιβλιογραφία

- [1] A. Tsinganis et al. *Isomeric cross section of the $^{197}\text{Au}(n,2n)$ reaction*, *Physical Review C* 83, 024609 (2011).
- [2] Debertin K. *The effect of correlations in the efficiency calibration of germanium detectors*. *Nuclear Instruments and Methods, Physics Research* 226 (1984),556-558.
- [3] E. Birgerssone and G. Lovestam, JRC Scientific and Technical Reports. (2007).
- [4] *ENDF/B-VII.1:IR-193(N,2N)IR-192*.
- [5] Glenn F.Knoll. *Radiation Detection and Measurement (fourth edition)*. John Willey and Sons, Inc., 2010.
- [6] J.F.Briesmeister, Ed. *MCNP-a general Monte Carlo n-particle transport code. Report LA-13709 (2000)*.
- [7] John Lilley. *Nuclear Physics- Principles and Applications*. John Willey and Sons, Inc., 2001.
- [8] M. B.Chadwick and P. Young, *Nucl. Sci. Eng.* 108, 117 (1991).
- [9] M.B.Chadwick et al. *Nuclear Data Sheets* 108(2007),2716-2741.
- [10] Nicholas Tsoulfanidis, Sheldon Landsberger. *Measurement and Detection of Radiation*. CRC Press, 2015.
- [11] N.Patronis, C.T.Papadopoulos, S.Galanopoulos, M.Kokkoris, G.Perdikakis, R.Vlastou, A.Lagoyannis, S.Harissopoulos, *Phys.Rev.C* 75(2007)034607. *Activation cross section and isomeric cross-section ratio for the $(n,2n)$ reaction on ^{191}Ir* .
- [12] R. Vlastou*, A. Kalamara , M. Kokkoris, N. Patronis, M. Serris, M. Georgoulakis, S. Hassapoglou, K. Kobothis, M. Axiotis, and A. Lagoyannis. *Study of $(n,2n)$ reaction on $^{191,193}\text{Ir}$ isotopes and isomeric cross section ratios*, *EPJ Web of Conferences*, accepted(2017).
- [13] Richard B. Firestone. *Table of Isotopes*. John Willey and Sons, 1996.
- [14] R.Vlastou et al. *Investigation of $(n,2n)$ reactions using the high energy neutron facility at NCSR "Demokritos", HNPS (2016)*.
- [15] R.Vlastou et.al. *Characterization of the neutron flux distribution at the Athens Tandem Accelerator NCSR "Demokritos", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 269(2011),3266-3270.
- [16] S. M. Qaim, A. Mushtaq, and M. Uhl, *Phys. Rev. C* 38 (1988), 645.
- [17] *TENDL-2009:IR-193(N,2N)IR-192*.
- [18] Αντιγόνη Καλαμαρά. *Διπλωματική Εργασία-Μέτρηση Ενεργού Διατομής της Αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n, 2n)^{240}\text{Am}$* . Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π. 2011.