



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΕΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
Σχολή Εφαρμοσμένων
Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής

ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ
Εθνικό Κέντρο Έρευνας
Φυσικών Επιστημών
Ινστιτούτο Πυρηνικής
Φυσικής και
Στοιχειωδών Σωματιδίων



Μεταπτυχιακή Εργασία

Χαρακτηρισμός αθροιστικού ανιχνευτή NaI(Tl) για μελέτη αντιδράσεων με ενδιαφέρον στη πυρηνική αστροφυσική

Δαούλας Ευθύμιος

Επιβλέπων:

Αξιώτης Μιχάλης, Ερευνητής Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος»

Εξεταστική Επιτροπή:

Κόκκορης Μιχάλης, Καθηγητής Ε.Μ.Π.
Λαγογιάννης Αναστάσιος, Ερευνητής Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος»

Αθήνα, 2019

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία εκπονήθηκε στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» και στη Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, στα πλαίσια του μεταπτυχιακού προγράμματος Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω από βάθους καρδιάς τον επιβλέποντα της παρούσας εργασίας, Ερευνητή Γ΄ του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” Μιχάλη Αξιώτη. Τον ευχαριστώ για την ανάθεση του θέματος, για την αμέριστη εμπιστοσύνη που μου έδειξε από την πρώτη στιγμή, για τον χρόνο που διέθεσε, για όλες τις εποικοδομητικές συζητήσεις που κάναμε αλλά και για όλα τα ευχάριστα προβλήματα που μου δημιούργησε. Ήταν για μένα μία εμπειρία γεμάτη από νέες εικόνες κι γνώσεις κάτω από ένα κλίμα αλληλοσεβασμού και ισοτιμίας.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον καθηγητή του Ε.Μ.Π. Μιχάλη Κόκκορη, γιατί μέσα από την καθοδήγηση του μου δίδαξε τις βασικές αρχές της πυρηνικής φυσικής και των πειραματικών τεχνικών της. Τον ευχαριστώ για όλες τις συμβουλές του, αλλά και για τις απολαυστικές συζητήσεις που μοιραστήκαμε, προσφέροντας μου έμπνευση και θάρρος για την συνέχεια.

Ένα ιδιαίτερο ευχαριστώ οφείλω στον Ερευνητή Β΄ του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” Αναστάσιο Λαγογιάννη. Η πόρτα του ήταν πάντα ανοιχτή για να φιλοξενήσει όλες μου τις απορίες, συμβάλλοντας έτσι στον να γνωρίσω την πειραματική φυσική με τον πιο ευχάριστο τρόπο.

Ακόμα θα ήθελα να ευχαριστήσω τις συμφοιτήτριες μου Ελένη Αλβανού, Ναταλία Μπλιγούρα και Καλιόπη Τσαμπά, όπως και τους διδακτορικούς φοιτητές Ελένη Ντέμου και Κωνσταντίνο Πρεκετέ, για όλες τις ώρες που περάσαμε μαζί στον ίδιο χώρο. Από την πρώτη στιγμή με έκαναν να αισθανθώ πολύ άνετα και η διάθεση τους να με βοηθήσουν σε ότι χρειαζόμουν είναι ανεκτίμητη. Το ξεχωριστό ευχαριστώ μου όμως, το οφείλω και στους συμφοιτητές μου Σοφία Παντούσα, Φώτη Μαραγκό και Σωτήριο Χασάπογλου που μαζί με τα υπόλοιπα παιδιά μας συνέδεσε μία ειλικρινής φιλία.

Τέλος, τίποτα δεν είναι αρκετό για να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στους γονείς μου Αναστασία και Νίκο. Η συμπαράσταση που μου παρείχαν και η αγάπη με την οποία με περιέβαλλαν σε κάθε φάση της ζωής μου, ήταν και είναι η κινητήριος δύναμή μου. Μου παρείχαν πάντα όλα τα εφόδια, ψυχικά, συναισθηματικά και υλικά, για να πετύχω τους στόχους μου.

Περιεχόμενα

Περίληψη	i
Abstract	iii
Θεωρητικό υπόβαθρο	1
1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις.....	1
1.1.1 Ενεργός διατομή πυρηνικής αντίδρασης.....	2
1.1.2 Δυναμικό Coulomb.....	4
1.1.3 Τύποι πυρηνικών αντιδράσεων	6
1.1.4 Αντιδράσεις σύλληψης με σχηματισμό σύνθετου πυρήνα.....	10
1.2 Βασικές έννοιες πυρηνικής αστροφυσικής	12
1.2.1 Ρυθμός αντίδρασης.....	12
1.2.2 Παράθυρο Gamow.....	13
1.2.3 Αστρικές διεργασίες	15
1.2.4 Πυρηνοσύνθεση πάνω από τον σίδηρο	17
1.2.5 Διεργασία p και p-πυρήνες.....	19
1.2.6 Περιεκτικότητες p πυρήνων	21
Μεθοδολογία και πειραματική διάταξη	24
2.1 Πειραματικές τεχνικές ανίχνευσης ακτίνων γ.....	24
2.1.1 Μέθοδος γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων.....	25
2.2 Η ανιχνευτική διάταξη «Νεοπτόλεμος» στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος».....	28
2.2.1 Αρχή λειτουργίας σπινθηριστών NaI(Tl) και φωτοπολλαπλασιαστών.....	30
2.2.2 Η λειτουργία του «Νεοπτόλεμου».....	33
2.2.3 Εξάρτηση ανιχνευτικής ικανότητας του κρυστάλλου από την	36
πολλαπλότητα των αποδιεγέρσεων γ.....	36
Προσομοίωση ανιχνευτή με το λογισμικό πακέτο Geant4 και αποτελέσματα	41
3.2 Η προσομοίωση του ανιχνευτή «Νεοπτόλεμος».....	43
3.2.1 Αποτελέσματα προσομοίωσης και μέθοδος τυχαίων αριθμών	49
3.2.2 Λειτουργία κώδικα	56
Συμπεράσματα	42

Παράρτημα Α	60
Βιβλιογραφία	61

Περίληψη

Οι αντιδράσεις σύλληψης αποτελούν ένα σημαντικό αντικείμενο μελέτης για την κατανόηση της πυρηνοσυνθετικής διεργασίας p . Κατά τη διεργασία αυτή θεωρείται πως παράγονται 35 σταθεροί, πλούσιοι σε πρωτόνια πυρήνες, οι οποίοι βρίσκονται βορειοδυτικά της κοιλάδας σταθερότητας μεταξύ των ισοτόπων ^{74}Se και ^{196}Hg . Η σύνθεση των p -πυρήνων πραγματοποιείται μέσω ενός πολύπλοκου δικτύου αντιδράσεων φωτοδιάσπασης, (γ,p) , (γ,n) και (γ,α) , αλλά και των αντίστροφων αντιδράσεων (p,γ) , (n,γ) και (α,γ) . Τα αστροφυσικά πρότυπα πυρηνοσύνθεσης που έχουν αναπτυχθεί μέχρι σήμερα, αδυνατούν να αναπαράγουν σε ικανοποιητικό βαθμό τις περιεκτικότητες όλων των p -πυρήνων. Για τον λόγο αυτό έχουν αναπτυχθεί διάφορες πειραματικές τεχνικές που αποσκοπούν σε μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων που υπεισέρχονται σε υπολογισμούς περιεκτικότητας. Η παρούσα εργασία αφορά τον χαρακτηρισμό του αθροιστικού ανιχνευτή NaI(Tl) , «Νεοπτόλεμος», ο οποίος είναι κατάλληλος για μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης με φορτισμένα σωματίδια, με ειδικότερο ενδιαφέρον τις αντιδράσεις σύλληψης που πραγματοποιούνται κατά την διαδικασία p .

Το ανιχνευτικό σύστημα «Νεοπτόλεμος» αποτελεί έναν ανόργανο αλκαλικό σπινθηριστή NaI(Tl) , κυλινδρικού σχήματος, στερεάς γωνίας 4π και διαστάσεων $14'' \times 14''$ (μήκος \times διάμετρος), το οποίο είναι εγκατεστημένο στο εργαστήριο Tandem του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος». Η αρχή λειτουργίας τέτοιων ανιχνευτών βασίζεται στην μεγάλη τους χρονική απόκριση (τάξης 400 ns), με αποτέλεσμα όσα από τα φωτόνια που ανιχνεύονται κατά την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα, να αναγνωρίζονται ως ένα από τον ανιχνευτή, με ενέργεια ίσης με το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους φωτονίων. Η ανάλυση της αθροιστικής κορυφής οδηγεί στην εκτίμηση της γωνιακά ολοκληρωμένης ενεργού διατομής της αντίδρασης. Για τον υπολογισμό αυτό, εισάγεται στην σχέση της ενεργούς διατομής η απόλυτη ανιχνευτική απόδοση της αθροιστικής κορυφής. Ο προσδιορισμός της τελευταίας, δεν είναι τετριμμένος αφού παλιότερες μελέτες $[\text{Ha12}][\text{Sp23}]$ παρόμοιων ανιχνευτικών συστημάτων, έχουν αναδείξει πως η ανιχνευτική τους απόδοση εξαρτάται ισχυρά τόσο από την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής, όσο και από τον αριθμό των φωτονίων που αποτελείται η μετάβαση του σύνθετου πυρήνα από την διεγερμένη του στάθμη στην βασική του κατάσταση. Ακόμα, στις αντιδράσεις σύλληψης μεσοβαρών πυρήνων με φορτισμένα σωματίδια, ο σύνθετος πυρήνας βρίσκεται στο ενεργειακό συνεχές, έτσι ώστε να καθίσταται αδύνατη η γνώση της πολλαπλότητας για την κάθε αντίδραση. Στην εργασία αυτή ωστόσο, γίνεται περιγραφή της μεθόδου $4\pi/\text{half}$ που βασίζεται στην λογική της παλιότερης μεθόδου in/out που έχει αναπτυχθεί στην δημοσίευση Spyrou et al. $[\text{Sp23}]$ και αφορά τον προσδιορισμό της μέσης πολλαπλότητας μιας αντίδρασης σύλληψης για αθροιστικούς ανιχνευτές μεγάλου όγκου. Ο προσδιορισμός της ανιχνευτικής απόδοσης άθροισης για ένα εύρος ενεργειών με ενδιαφέρον την πυρηνική αστροφυσική (8-16 MeV) αλλά και για διάφορες πολλαπλότητες αποδιέγερσης ($M=1-7$) έγινε μέσω της προσομοίωσης του ανιχνευτή

με τη χρήση του λογισμικού πακέτου Geant4 και η λειτουργία του προγράμματος επιβεβαιώθηκε από την σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με ραδιενεργές πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co .

Σύμφωνα με τα παραπάνω η εργασία αυτή χωρίζεται σε τέσσερα κεφάλαια. Το πρώτο κεφάλαιο αποτελεί το θεωρητικό υπόβαθρο της εργασίας, όπου στο πρώτο μέρος του εισάγονται κάποιες από τις βασικές έννοιες των πυρηνικών αντιδράσεων με φορτισμένα σωματίδια. Στο δεύτερο μέρος γίνεται μία σύντομη περιγραφή της δημιουργίας ενός αστέρα και στις διεργασίες πυρηνοσύνθεσης που διεξάγονται στο εσωτερικό του κατά τα διάφορα στάδια της εξέλιξής του, καθώς και στις διεργασίες σύνθεσης των βαρύτερων του σιδήρου στοιχείων. Έμφαση δίνεται στην διεργασία σύνθεσης των p-πυρήνων καθώς και στις αποκλίσεις που παρουσιάζονται μεταξύ των παρατηρούμενων στο ηλιακό σύστημα περιεκτικότητων των p-πυρήνων και των αντίστοιχων προβλέψεων των μοντέλων πυρηνοσύνθεσης.

Το δεύτερο κεφάλαιο περιλαμβάνει την περιγραφή της μεθόδου των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων, την πειραματική διάταξη, την αρχή λειτουργίας των σπινθηριστών NaI(Tl) αλλά και την λειτουργία του ανιχνευτικού συστήματος «Νεοπτόλεμος» με χρήση ραδιενεργών πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co , όπου και καταγράφονται κάποια από τα βασικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Ακόμα, αναδεικνύεται η εξάρτηση ανιχνευτικής ικανότητας του κρυστάλλου από την πολλαπλότητα των αποδιεγέρσεων γ και εισάγεται η μέθοδος $4\pi/\text{half}$.

Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφεται η μέθοδος προσομοίωσης του ανιχνευτικού συστήματος και καταγράφονται τα τελικά αποτελέσματα. Αρχικά γίνεται μια σύντομη αναφορά στο λογισμικό πακέτο Geant4 και στην διαδικασία της προσομοίωσης. Στη συνέχεια γίνεται η σύγκριση των προσομοιωμένων αποτελεσμάτων με αυτά των πειραματικών για τις περιπτώσεις των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co και τέλος παρουσιάζονται τα αποτελέσματα προσομοίωσης για τον υπολογισμό της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης.

Τέλος, στο τέταρτο κεφάλαιο αναφέρονται τα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας.

Abstract

The study of charged particle capture reactions is of major importance for the understanding of the production of p-nuclei. The term p-nuclei refers to 35 stable neutron-deficient nuclei, from ^{74}Se to ^{196}Hg . The p-process nucleosynthesis models developed in order to reproduce the p-nuclei abundances incorporate a network of more than 20000 nuclear reactions. These models fail in the case of the light p-nuclei. Apart from improvements of the astrophysical models it is important to reduce the uncertainties originating from nuclear physics parameters entering in the calculations and thus the measurement of cross-sections of particle capture reactions in medium-mass nuclei.

One of the techniques developed for this kind of studies, is the so-called γ -ray angle-integrated. This in-beam method is based on the use of a large volume NaI(Tl) detector which combines the high efficiency of γ -ray detection with a 4π geometry. The working principle of such a detector relies on its large volume and its long response time (400 ns). The latter leads to the detection of the sequential photons emitted in a γ -cascade as one “event” with energy equal to the sum of the energies of the involved photons. Of imperative importance is the determination of the efficiency of the setup, which is not trivial as it depends both on the sum-energy of the event and on its multiplicity.

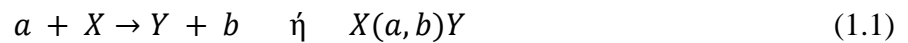
In the present work the characterization of such a detector, the “Neoptolemos” setup, located at the Tandem Accelerator Laboratory of the Institute of Nuclear and Particle Physics of the N.C.S.R. “Demokritos”, is presented. “Neoptolemos” consists of a cylindrically shaped NaI(Tl) crystal 14 x 14 inches (length \times diameter) segmented in two optically isolated parts. In order to determine the summing efficiency of the setup, a code based on the GEANT4 simulation toolkit was developed, incorporating the full detector geometry. Simulation results along with their comparison to radiation source measurements for verification are presented. Also, since the summing efficiency of the 4π detector was affected by the multiplicity of the involved cascades, a method is analyzed, as has been described on the paper Spyrou et al. [Sp23] and is related to the determination of the average multiplicity of a reaction. This method is called 4π /half and is based on the comparison of the intensity of the sum peak measured for whole detector, to the intensity measured for half detector.

Κεφάλαιο 1ο

Θεωρητικό υπόβαθρο

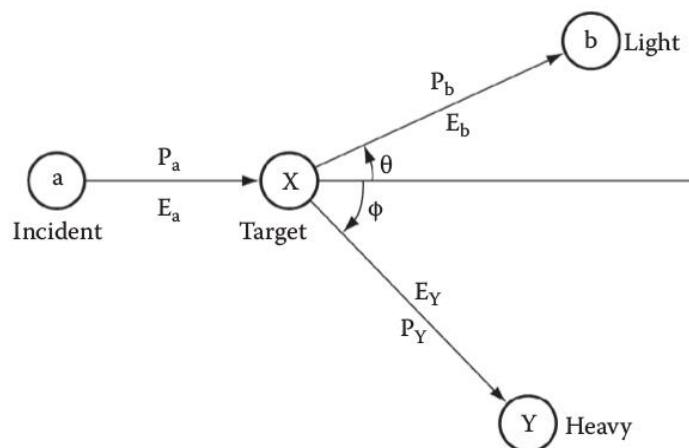
1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις

Πυρηνική αντίδραση στην γενικότερη περίπτωση θα μπορούσε να θεωρηθεί, η αλληλεπίδραση ανάμεσα σε ένα πυρήνα-«βλήμα» a και σε ένα πυρήνα-«στόχο» X κατά την οποία παράγονται Y και b πυρήνες, που αποτελούν τα προϊόντα της αντίδρασης. Εν συντομία μπορεί να γραφεί ως:



με τον συνδυασμό των πυρήνων βλήματος a και στόχου X να χαρακτηρίζεται ως «κανάλι εισόδου», ενώ η εκπομπή του ελαφριού προϊόντος b ως «κανάλι εξόδου». Τα δυνατά κανάλια εξόδου μιας αντίδρασης αντιστοιχούν είτε στην εκπομπή κάποιου σωματιδίου (π.χ. πρωτονίου, νετρονίου, σωματιδίου- α , κλπ), είτε σε εκπομπή ακτίνων γ .

Για την πειραματική μελέτη μια αντίδρασης συνήθως χρησιμοποιείται δέσμη σωματιδίων ή πυρήνων ενέργειας E_a , η οποία προσπίπτει σε έναν στόχο που αποτελείται από πυρήνες X . Η ανίχνευση της ακτινοβολίας μετά την αντίδραση μπορεί να μας παρέχει πληροφορίες από την δομή των πυρήνων, μέχρι την σύνθεση και περιεκτικότητα της ύλης στο πλανητικό μας σύστημα.



Σχήμα 1.1: Μια τυπική αντίδραση $a + X \rightarrow Y + b$ όπως αυτή φαίνεται στο σύστημα του εργαστηρίου (LAB).

Το παραπάνω σχήμα απεικονίζει την κινηματική της κρούσης μιας αντίδρασης δύο σωμάτων σε δύο διαστάσεις¹ στο σύστημα του εργαστηρίου, με τον πυρήνα στόχο να θεωρείται ακίνητος. Φυσικά, αυτό αποτελεί την απλούστερη περίπτωση, αφού είναι δυνατόν να προκύψει σύγκρουση ή και εκπομπή περισσοτέρων σωματιδίων.

Μια χαρακτηριστική ποσότητα μιας αντίδρασης είναι το Q_{value} που ορίζεται ως η διαφορά μάζας σε μονάδες ενέργειας (MeV/c^2) των πυρήνων πριν και μετά την αντίδραση, δηλαδή [Sa21]:

$$Q_{\text{value}} = (M_a + M_X - M_b - M_Y) c^2 \quad (\text{eV}) \quad (1.2)$$

Η τιμή Q_{value} που ορίστηκε, αναφέρεται στην ενέργεια που εκλύεται κατά την αντίδραση. Συνήθως, όταν αναφερόμαστε στο Q_{value} μιας αντίδρασης, θεωρείται πως ο πυρήνας που δημιουργείται μετά την αλληλεπίδραση, βρίσκεται στη βασική του στάθμη (Q_0). Λόγω του ότι σε όλες τις αντιδράσεις η συνολική ενέργεια του συστήματος διατηρείται, $Q_{\text{value}} \neq 0$ σημαίνει ότι κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε εσωτερική ενέργεια διέγερσης ή και αντίστροφα, οπότε $Q_{\text{value}} = E_f - E_i$, όπου E_f είναι η συνολική ενέργεια των πυρήνων μετά την κρούση και E_i η αντίστοιχη ποσότητα πριν την κρούση, στο σύστημα του κέντρου μάζας. Εάν $Q_{\text{value}} > 0$ τότε η αντίδραση χαρακτηρίζεται ως εξώθερμη, δηλαδή εκλύεται ενέργεια κατά την διεξαγωγή της αντίδρασης, ενώ για $Q_{\text{value}} < 0$ η αντίδραση χαρακτηρίζεται ως ενδόθερμη, που σημαίνει πως απορροφάται ενέργεια. Για να πραγματοποιηθεί μία ενδόθερμη αντίδραση, απαιτείται αρχική ενέργεια δέσμης μεγαλύτερη από ένα «ενεργειακό κατώφλι» έτσι ώστε, $E_i > -Q_{\text{value}}$ και κατ' επέκταση $E_f > 0$, στο σύστημα του κέντρου μάζας. Αντιθέτως στις εξώθερμες, δεν υπάρχει κάποιος σχετικός περιορισμός.

1.1.1 Ενεργός διατομή πυρηνικής αντίδρασης

Ένα από τα βασικότερα μεγέθη για τη μελέτη μιας πυρηνικής αντίδρασης είναι η πιθανότητα πραγματοποίησής της για δεδομένη ενέργεια E_a . Στην γενικότερη περίπτωση αν θεωρηθεί πως οι αρχικοί πυρήνες που συμμετέχουν στην αντίδραση έχουν σφαιρικό σχήμα με ακτίνα R_a και R_x , τότε η επιφάνεια αλληλεπίδρασης τους ή αλλιώς η γεωμετρική ενεργός διατομή θα ισούται με [As02]:

$$\sigma = \pi(R_a + R_x)^2 \quad (1.3)$$

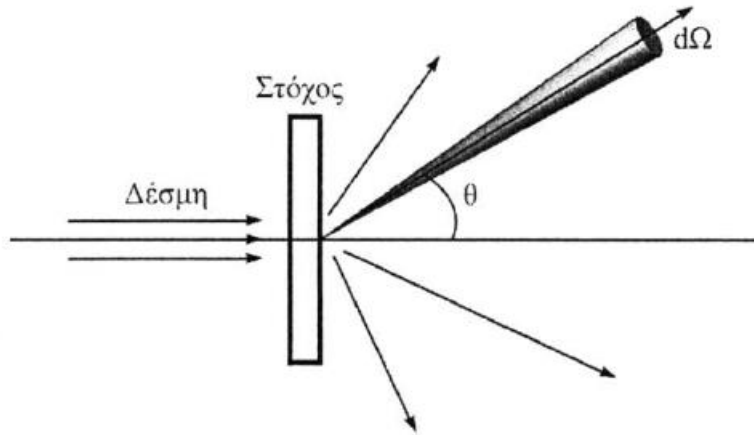
Έστω τώρα, πως μία δέσμη σωματιδίων έντασης I_a (αριθμός σωματιδίων/sec), προσπίπτει πάνω σε ακίνητο στόχο X , ατομικής πυκνότητας N (άτομα/ cm^2). Αν μετά την αλληλεπίδραση δέσμης-στόχου, οι υπό μελέτη αντιδράσεις που διεξάγονται εμφανίζονται με ένα ρυθμό R_b

¹ Η κινηματική της κρούσης μιας πυρηνικής αντίδρασης είναι ανεξάρτητη από την αζιμουθιακή γωνία φ .

(αντιδράσεις/sec), τότε η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η αντίδραση ορίζεται από την ενεργό διατομή μέσω της σχέσης [Kr16]:

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N_X} \quad (\text{barn}) \quad (1.4)$$

Η ενεργός διατομή γενικά μετράται σε μονάδες επιφάνειας barn ($10^{-24} \cdot \text{cm}^2$). Σε αντιστοιχία με την ολική ενεργό διατομή που ορίστηκε πιο πάνω, αν η αντίδραση της εκπεμπόμενης



Σχήμα 1.2: Αναπαράσταση της διαφορικής ενεργού διατομής μιας πυρηνικής αντίδρασης.

ακτινοβολίας γινόταν σε μια στοιχειώδη στερεά γωνία Ω με πολικές γωνίες (θ, φ) σε σχέση με τον άξονα της δέσμης, όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.2, τότε ορίζεται η έννοια της διαφορικής ενεργού διατομής $d\sigma/d\Omega$. Η διαφορική ενεργός διατομή συνδέεται με την ολική ενεργό διατομή, σ_{tot} , μέσω της σχέσης:

$$\sigma_{tot} = \int_0^{4\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (1.5)$$

Μία πιο χρήσιμη έκφραση για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής σ μίας πυρηνικής αντίδρασης δίνεται από τη σχέση [Ga09]:

$$\sigma = \frac{AY}{N_a N_A \xi} \quad (1.6)$$

όπου,

Y : ο αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων

A : το ατομικό βάρος των πυρήνων του στόχου σε g/mol

N_a : ο αριθμός προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης

N_A : ο αριθμός Avogadro σε άτομα/mol

ξ : το πάχος του στόχου σε g/cm²

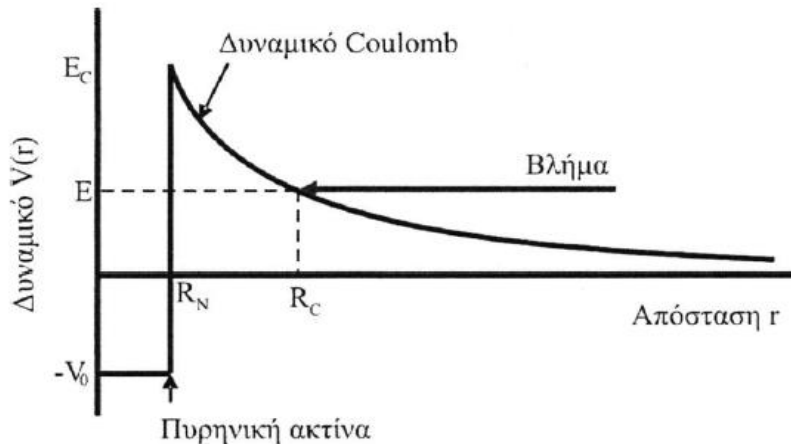
Στο σημείο αυτό αξίζει να αναφερθεί πως η αναλυτική μορφή για την ενεργό διατομή μιας αντίδρασης προκύπτει από την κβαντομηχανική ανάλυση του συστήματος. Παρ'όλα αυτά, η αδυναμία λεπτομερούς γνώσης του πυρηνικού δυναμικού, έχει οδηγήσει στην δημιουργία διαφόρων θεωρητικών μοντέλων (φαινομενολογικά, μικροσκοπικά κα.), που είναι ικανά να αναπαράγουν σε μεγάλο βαθμό τα πειραματικά δεδομένα αλλά και να προεκτείνουν τις προβλέψεις. Στην επόμενη ενότητα περιγράφεται συνοπτικά η αλληλεπίδραση ενός φορτισμένου σωματιδίου με το δυναμικό Coulomb.

1.1.2 Δυναμικό Coulomb

Η αλληλεπίδραση μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων διέπεται μέσω του δυναμικού Coulomb, όπου για δύο πυρήνες ατομικών αριθμών Z_1 και Z_2 ισούται με:

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1.7)$$

όπου, e είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου και r η απόσταση μεταξύ των δύο φορτίων. Το δυναμικό Coulomb εκτείνεται θεωρητικά από την απόσταση² $R_n = R_1 + R_2$ μέχρι $r \rightarrow \infty$. Για αποστάσεις μικρότερες της πυρηνικής ακτίνας R_n επικρατεί το ισχυρό ελκτικό πυρηνικό δυναμικό. Ο συνδυασμός των δύο δυναμικών έχει σαν αποτέλεσμα ένα ενεργό δυναμικό V_{eff} η μορφή του οποίου φαίνεται στο σχήμα 1.3.



Σχήμα 1.3: Σχηματική αναπαράσταση του ενεργού δυναμικού. Θεωρείται πως ο στόχος είναι ακίνητος

² Η απόσταση εκτιμάται πως είναι μεγαλύτερη λόγω της άπωσης από το δυναμικό Coulomb.

Η κλασική αντιμετώπιση της αλληλεπίδρασης, προϋποθέτει πως για να πραγματοποιηθεί μια πυρηνική αντίδραση μεταξύ βλήματος και στόχου, πρέπει το βλήμα να έχει ενέργεια μεγαλύτερη από το ύψος του δυναμικού Coulomb ($E > E_c$). Σε αντίθετη περίπτωση ($E < E_c$) το βλήμα σκεδάζεται ελαστικά από το δυναμικό Coulomb, διαδικασία που ονομάζεται και σκέδαση Rutherford. Εντούτοις, από κβαντομηχανική σκοπιά, υπάρχει μικρή πιθανότητα ακόμα και για ενέργειες $E < E_c$ το βλήμα να διαπεράσει το δυναμικό Coulomb και να αλληλεπιδράσει με το πυρηνικό δυναμικό, πραγματοποιώντας έτσι μια πυρηνική αντίδραση. Το φαινόμενο αυτό μελετήθηκε για πρώτη φορά από τον Gamow και ξεχωριστά από τους Gurney και Condon το 1927 και ονομάστηκε «φαινόμενο σήραγγας» (tunnel effect).

Σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg³ και του φαινομένου της σήραγγας υπάρχει μη μηδενική πιθανότητα ένα σωματίδιο να διαπεράσει το δυναμικό Coulomb και να βρεθεί στο όριο της πυρηνικής ακτίνας R_N . Η πιθανότητα στη θέση αυτή εκφράζεται από το τετράγωνο της κυματοσυνάρτησης $|\Psi(R_N)|^2$ και κατ' επέκταση η πιθανότητα του φαινομένου σήραγγας προκύπτει να είναι [Ro20]:

$$P = \frac{|\Psi(R_N)|^2}{|\Psi(R_C)|^2} \quad (1.8)$$

όπου, $|\Psi(R_C)|^2$ η πιθανότητα του σωματιδίου να βρεθεί στην θέση R_C από τον πυρήνα-στόχο.

Η καθιερωμένη ερμηνεία του φαινομένου, θεωρεί την κυματοσυνάρτηση του σωματιδίου ως υπέρθεση της ύπαρξης του και στις δύο πλευρές του φράγματος ταυτόχρονα. Μόνο με την παρατήρηση -όπως δέχεται η ερμηνεία της Κοπεγχάγης- προκαλείται η κατάρρευση της κυματοσυνάρτησης με αποτέλεσμα το σωματίδιο να βρίσκεται είτε στη μία είτε στην άλλη πλευρά.

Η λύση της εξίσωσης Schrödinger για το δυναμικό Coulomb δίνει την αναλυτική έκφραση για την πιθανότητα διέλευσης του δυναμικού [Ro20]:

$$P = \exp \left[-2KR_C \left(\frac{\arctan(R_C/R_N - 1)^{1/2}}{(R_C/R_N - 1)^{1/2}} - \frac{R_N}{R_C} \right) \right] \quad (1.9)$$

όπου⁴,

$$K = \left[\frac{\mu}{\hbar^2} (E_C - E) \right]^{1/2} \quad (1.10)$$

Παρατηρείται, πως για ενέργειες κοντά στο ύψος του δυναμικού Coulomb η πιθανότητα στην σχέση 1.9 πλησιάζει στην μονάδα ενώ παρουσιάζει ισχυρή μείωση για μικρότερες ενέργειες.

Στις πολύ μικρές ενέργειες, όπου ισχύει $E \ll E_c$, η σχέση 1.9 μπορεί προσεγγιστικά να γραφτεί με την απλούστερη μορφή [Ro20]:

³ $\Delta E \cdot t \leq \hbar$

⁴ $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ η ανηγμένη μάζα του συστήματος

$$P = \exp(-2\pi\eta) \quad (1.11)$$

όπου, η ποσότητα η ονομάζεται παράμετρος Sommerfeld και είναι ίση με:

$$\eta = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar u} \quad (1.12)$$

Από τα παραπάνω προκύπτει πως η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης περιγράφεται ποιοτικά από τη σχέση [Ro20]:

$$\sigma(E) \sim \exp(-2\pi\eta) \quad (1.13)$$

Επίσης, από την κλασική σχέση (1.3), στα πλαίσια της κβαντομηχανικής ερμηνείας παίρνει την μορφή [Ro20]:

$$\sigma(E) \sim \pi \lambda^2 \sim 1/E \quad (1.14)$$

όπου, λ το μήκος κύματος de Broglie. Τελικά, η ενεργός διατομή γράφεται ως [Ro20]:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (1.15)$$

Λόγω της εκθετικής συμπεριφοράς που παρουσιάζει η πιθανότητα σήραγγας, η ενεργός διατομή για αντιδράσεις με φορτισμένα σωματίδια εμφανίζει ραγδαία εκθετική μείωση για ενέργειες κάτω από το δυναμικό Coulomb. Για τον λόγο αυτό στην σχέση (1.15) εισάγεται ο λεγόμενος αστροφυσικό παράγοντας, που για αντιδράσεις μη συντονιστικού χαρακτήρα έχει εν γένει πιο ομαλή συμπεριφορά συναρτήσει της ενέργειας σε σχέση με αυτή της ενεργού διατομής [Ro20].

Το κβαντικό φαινόμενο σήραγγας παίζει σημαντικό ρόλο σε πολλές διεργασίες της πυρηνικής φυσικής, από την εξήγηση της ραδιενεργού εκπομπής σωματιδίων άλφα μέχρι την σύνθεση των πυρήνων στα άστρα.

1.1.3 Τύποι πυρηνικών αντιδράσεων

Οι πυρηνικές αντιδράσεις αναλόγως τον μηχανισμό αντίδρασης χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες:

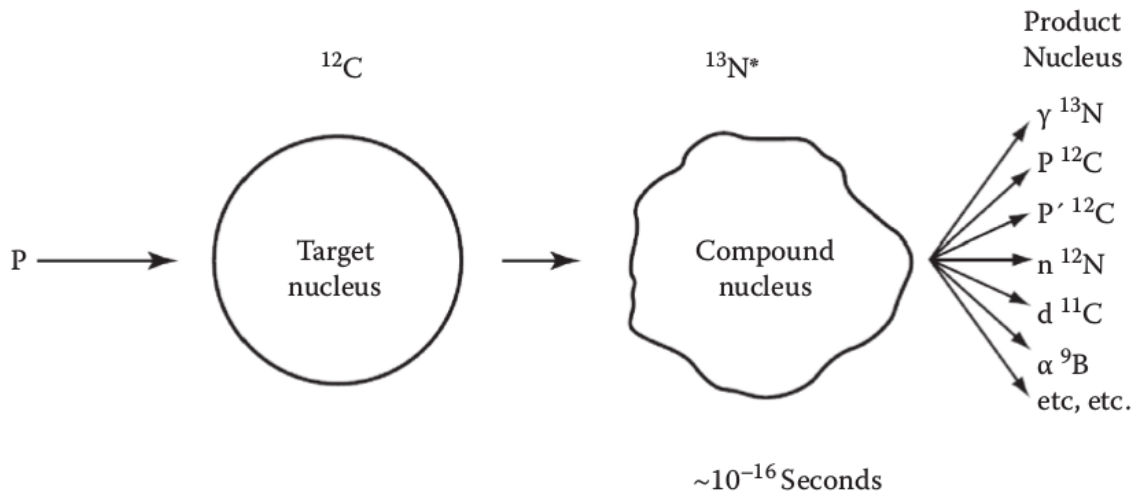
- Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα (Compound nucleus reactions)
- Άμεσες αντιδράσεις (Direct reactions)

Κατά την υλοποίηση μιας πυρηνικής αντίδρασης μπορεί να υπάρχει συνεισφορά είτε αποκλειστικά από ένα από τους πιο πάνω μηχανισμούς, είτε από συνδυασμό αυτών. Υπάρχουν όμως και αντιδράσεις οι οποίες δεν μπορούν να περιγραφούν ικανοποιητικά μέσω των μηχανισμών αυτών και για την περιγραφή τους είναι απαραίτητη η εισαγωγή του λεγόμενου μηχανισμού προ-ισορροπίας (pre-equilibrium) [Ga09].

Η ιδέα του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα προτάθηκε το 1936 από τον Bohr, σύμφωνα με τον οποίο, κατά την αλληλεπίδραση βλήματος με πυρήνα-στόχο, δημιουργείται αρχικά μια ενδιάμεση κατάσταση η οποία υφίσταται για χρονικό διάστημα αρκετά μεγάλο ($10^{-15} - 10^{-19}$ s), έτσι ώστε η ολική ενέργεια του βλήματος να κατανομηθεί ομοιόμορφα στα νουκλεόνια του σύνθετου πυρήνα που σχηματίζεται. Το σύστημα αφού φτάσει σε ισορροπία, αποδιηγείται προς κάποιο από τα δυνατά κανάλια εξόδου. Η αποδιέγερση της ενδιάμεσης κατάστασης προς τα δυνατά κανάλια εξόδου, εξαρτάται αποκλειστικά από τη στροφορμή και την ομοτιμία του σύνθετου πυρήνα και όχι από τον τρόπο δημιουργίας του (υπόθεση της ανεξαρτησίας) [Ga09]. Ο μηχανισμός αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα συμβολίζεται ως :



όπου, a και A είναι το βλήμα και ο πυρήνας-στόχος αντίστοιχα, C^* είναι ο σύνθετος πυρήνας που δημιουργείται και στη συνέχεια μεταστοιχείωνεται στον τελικό πυρήνα B εκπέμποντας ένα σωματίδιο β . Ο πυρήνας B μπορεί να βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση, για αυτό και συμβολίζεται με B^* .



Σχήμα 1.4: Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού παραδείγματος μιας αντίδρασης σχηματισμού σύνθετου πυρήνα.

Η ενέργεια διέγερσης E^* του σύνθετου πυρήνα C^* δίνεται από την σχέση:

$$E^* = E_{cm} + Q \quad (1.17)$$

Ο σύνθετος πυρήνας ανάλογα με την ενέργεια διέγερσης μπορεί να αποδιεγερθεί με έναν ή περισσότερους τρόπους όπως με εκπομπή φωτονίων, νουκλεονίων, σωματιδίων α κτλ. Οι αλληλεπιδράσεις που πραγματοποιούνται με αυτόν τον μηχανισμό διέπονται από τους νόμους διατήρησης της συνολικής ενέργειας, της συνολικής στροφορμής J , της προβολής της στροφορμής στον άξονα z J_z και της ομοτιμίας π του συστήματος [Ts25].

Σύμφωνα με την υπόθεση της ανεξαρτησίας μεταξύ των καναλιών εισόδου και εξόδου του σύνθετου πυρήνα, η ενεργός διατομή της αντίδρασης μπορεί να αναλυθεί σε δύο ανεξάρτητες συνιστώσες [Kr16]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{CN} P_{\beta} \quad (1.18)$$

όπου, οι δείκτες α και β αναφέρονται αντίστοιχα στο κανάλι εισόδου και εξόδου, σ_{CN} είναι η ενεργός διατομή σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα που εξαρτάται μόνο από το σύστημα βλήμα-στόχος και P_{β} είναι η σχετική πιθανότητα αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα μέσω του συγκεκριμένου καναλιού $\beta + B$. Ως σχετική πιθανότητα αποδιέγερσης ορίζεται η ποσότητα [Kr16]:

$$P_{\beta} = \frac{\lambda_{\beta}}{\lambda_{tot}} \quad (1.19)$$

Όπου, λ_{β} η πιθανότητα αποδιέγερσης μέσω του καναλιού β και λ_{tot} η πιθανότητα αποδιέγερσης μέσω όλων των δυνατών καναλιών εξόδου, ακόμα και για την περίπτωση της ελαστικής σκέδασης. Επίσης, σύμφωνα με την Αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg ορίζεται ως ενεργειακό εύρος Γ το μέγεθος που ισούται με το αντίστροφο του χρόνου ζωής τ της στάθμης [Kr16]:

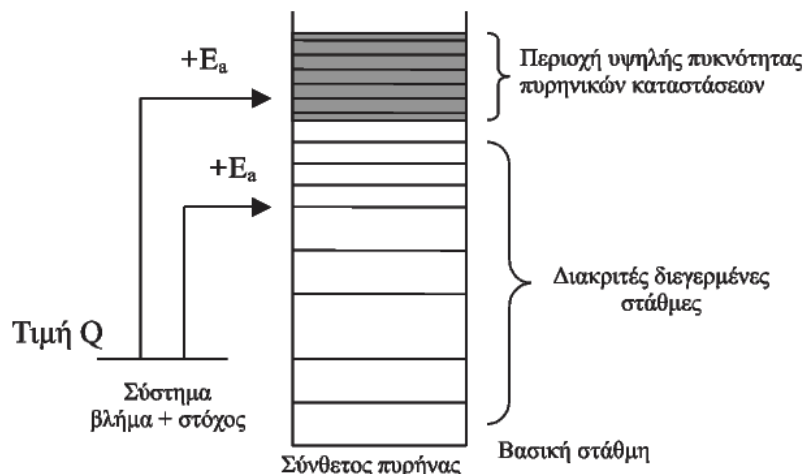
$$\Gamma \cong \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\lambda \quad (1.20)$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, η ενεργός διατομή από την σχέση (1.18) γράφεται τελικά ως [Kr16]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{CN} \frac{\Gamma_{\beta}}{\Gamma_{tot}} \quad (1.21)$$

Στο παρακάτω σχήμα αναπαριστάται ένα τυπικό ενεργειακό διάγραμμα του σύνθετου πυρήνα το οποίο χωρίζεται σε δύο περιοχές. Σε χαμηλές ενέργειες βομβαρδισμού, ο σύνθετος πυρήνας μπορεί να διεγερθεί στην περιοχή των διακριτών ενεργειακών σταθμών, οπότε η αποδιέγερση του πραγματοποιείται μέσω ενός μεμονωμένου συντονισμού. Όσο η ενέργεια διέγερσης αυξάνει, αυξάνεται και ο αριθμός των διακριτών σταθμών έτσι ώστε η πυκνότητα των καταστάσεων να γίνεται τόσο μεγάλη με αποτέλεσμα οι ενεργειακές στάθμες να αλληλεπικαλύπτονται (περιοχή συνεχούς). Πιο συγκεκριμένα, αλληλεπικαλυπτόμενες ενεργειακές στάθμες σημαίνει πως η

ενεργειακή τους αβεβαιότητα είναι συγκρίσιμη με την μεταξύ τους απόσταση. Στις περιπτώσεις αυτές κατά την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα παρατηρούνται φαινόμενα συμβολής των επιμέρους σταθμών και η περιγραφή του ενεργειακού φάσματος γίνεται μέσω στατιστικών μεθόδων [Ts25].



Σχήμα 1.5: Τυπικό ενεργειακό διάγραμμα ενός σύνθετου πυρήνα. Με την αύξηση της ενέργειας διέγερσης το κανάλι εισόδου από την περιοχή των διακριτών σταθμών μεταπίπτει στην περιοχή του συνεχούς.

Από την άλλη, στις άμεσες αντιδράσεις η αλληλεπίδραση μεταξύ του βλήματος και του πυρήνα-στόχου γίνεται σε χρονική κλίμακα της τάξης των $\sim 10^{-22}$ s, που είναι περίπου ο χρόνος που απαιτείται ώστε το βλήμα να “διασχίσει” τον στόχο. Στις αντιδράσεις αυτές η αρχική και τελική κατάσταση του συστήματος συνδέονται άμεσα χωρίς τη δημιουργία ενδιάμεσης κατάστασης σύνθετου πυρήνα [Sa21]. Κατηγορίες αντιδράσεων που χαρακτηρίζονται ως άμεσες είναι οι ακόλουθες [Ga09]:

1. Ελαστική σκέδαση (*Elastic scattering*).
2. Ανελαστική σκέδαση (*Inelastic scattering*).
3. Αντιδράσεις ανταλλαγής φορτίου (*Charge exchange reactions*), π.χ. Αντιδράσεις (p, n).
4. Αντιδράσεις απογύμνωσης (*stripping*) (όπως π.χ. αντιδράσεις (d, p) και (t, p)) και τις αντίστροφες τους αντιδράσεις αρπαγής (*pick-up*).

Πρέπει να σημειωθεί ότι οι πιο πάνω αντιδράσεις μπορούν να πραγματοποιηθούν και μέσω του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα όταν λάβουν χώρα σε χαμηλές ενέργειες. Συνοπτικά οι διαφορές μεταξύ του μηχανισμού άμεσων αντιδράσεων και των αντιδράσεων που πραγματοποιούνται μέσω της δημιουργίας σύνθετου πυρήνα παρουσιάζονται στις αναφορές [Ga09][Sp22] και έχουν ως έξης :

- Για χαμηλές ενέργειες αλληλεπίδρασης (περίπου έως 15 MeV) ευνοούνται οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ενώ αντίστοιχα οι άμεσες αντιδράσεις ευνοούνται στις μεγάλες ενέργειες αλληλεπίδρασης.
- Η χρονική κλίμακα πραγματοποίησης των αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα ($10^{-15} - 10^{-19}$ s) είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των άμεσων αντιδράσεων (10^{-22} s).
- Οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα παρουσιάζουν συντονιστικό χαρακτήρα ιδιαίτερα στις χαμηλές ενέργειες, και ως εκ τούτου οι αντίστοιχες συναρτήσεις διέγερσης (excitation functions) μεταβάλλονται έντονα με την ενέργεια. Αντίθετα, στις άμεσες αντιδράσεις η σχετική μεταβολή είναι εν γένει ομαλή.
- Οι γωνιακές κατανομές των προϊόντων μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα συνήθως εμφανίζονται συμμετρικές ως προς τις 90° , καθόσον ο σύνθετος πυρήνας φτάνει σε ισορροπία πριν την αποδιέγερση του. Από την άλλη οι γωνιακές κατανομές των προϊόντων μιας άμεσης αντίδρασης εμφανίζουν μέγιστο είτε στις μπροστινές είτε στις πίσω γωνίες (forward, backward peaked distributions).
- Η τελική κατάσταση μιας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα καθορίζεται με στατιστικό τρόπο με βάση τα χαρακτηριστικά της ενδιάμεσης κατάστασης (π.χ. ενέργεια, στροφορμή, ομοτιμία). Αντίθετα, οι άμεσες αντιδράσεις οδηγούνται σε μια τελική κατάσταση η οποία εξαρτάται άμεσα από τα χαρακτηριστικά (π.χ. ενέργεια, στροφορμή, ομοτιμία) του βλήματος και του πυρήνα-στόχου από τα οποία προήλθε.

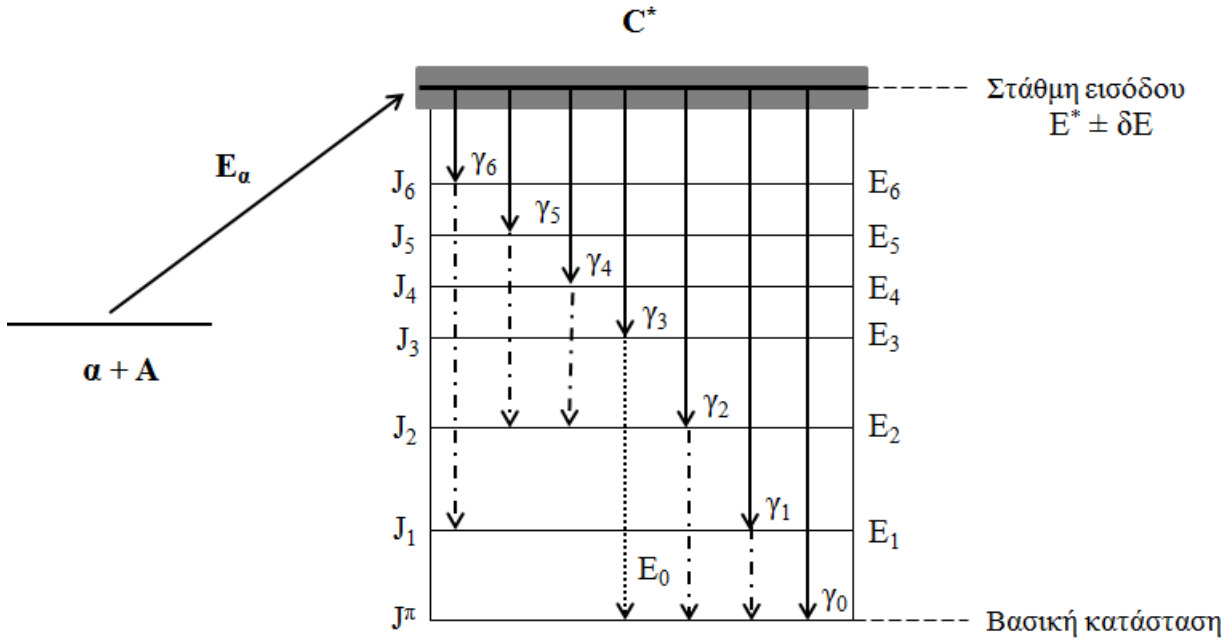
1.1.4 Αντιδράσεις σύλληψης με σχηματισμό σύνθετου πυρήνα

Οι αντιδράσεις που αφορούν το συγκεκριμένο ανιχνευτικό σύστημα είναι αντιδράσεις σύλληψης (capture reactions), δηλαδή αντιδράσεις κατά τις οποίες ο σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται μέσω της εκπομπής ακτινών γ και συμβολίζονται:



Στο Σχήμα 1.6 αναπαριστάται ένα τυπικό διάγραμμα μιας αντίδρασης σύλληψης. Στην περίπτωση αυτή η ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα δεν επαρκεί για εκπομπή κάποιου σωματιδίου, με αποτέλεσμα το σύστημα να αποδιεγείρεται με εκπομπή γ . Ο σύνθετος πυρήνας που δημιουργείται, λόγω της πιθανοκρατικής του φύσης αποδιεγείρεται με διάφορους συνδυασμούς φωτονίων που ο καθένας του έχει την δική του πιθανότητα. Οι ακτίνες γ που εκπέμπονται από τη στάθμη εισόδου προς όλες τις άλλες στάθμες μικρότερης ενέργειας ονομάζονται πρωτογενείς ακτίνες (primaries) και παριστάνονται με μαύρα συνεχή βέλη, σε αντίθεση με τις λεγόμενες δευτερογενείς (διακεκομμένα βέλη) μέσω των οποίων αποδιεγείρονται όλες οι υπόλοιπες στάθμες. Συχνά ο παραγόμενος πυρήνας μπορεί να βρεθεί σε

μια στάθμη η οποία αποδιεγείρεται με μετάπτωση χωρίς μεταβολή του σπίν ($\Delta J=0$). Η μετάπτωση αυτή, ως γνωστόν, είναι απαγορευμένη. Σε τέτοιες περιπτώσεις η αποδιέγερση πραγματοποιείται είτε με τη δημιουργία ζεύγους⁵ ($\rho\rho$) εφόσον η ενέργεια διέγερσης είναι μεγαλύτερη από 1.022 MeV ή με την σύλληψη από τον πυρήνα ενός ατομικού ηλεκτρονίου (EC) και παριστάνεται στο σχήμα από το βέλος με τις διαδοχικές τελείες.



Σχήμα 1.6: Σχηματική αναπαράσταση της αποδιέγερσης μιας τυπικής αντίδρασης $\alpha + A \rightarrow C^* \rightarrow C + \gamma$. Με μαύρα συνεχή βέλη συμβολίζονται οι πρωτογενείς ακτίνες γ ενώ με διακεκομμένα βέλη οι δευτερογενείς ακτίνες γ . Το σχήμα ακόμα με φαίνεται η περίπτωση της σύλληψης ηλεκτρονίου και παρίσταται από το βέλος με τις διαδοχικές τελείες.

Αναλυτικότερα, στα πλαίσια της ημι-κλασικής προσέγγισης της ακτινοβολίας, μπορεί να θεωρηθεί η απορρόφηση ή η εκπομπή ενός φωτονίου ως ανάπτυγμα ηλεκτρομαγνητικών πολυπόλων. Ο πολυπολικός τύπος μιας γ μετάπτωσης (Ηλεκτρική (E_j) ή Μαγνητική (M_j)), όπου j η στροφορμή της μετάπτωσης, καθορίζεται από τη σχέση[Kr16]:

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^j & , \quad E_j \\ (-1)^{j-1} & , \quad M_j \end{cases} \quad (1.17)$$

η οποία λαμβάνει υπόψη τη στροφορμή και την ομοτιμία τόσο της αρχικής, $J_i^{\pi_i}$, όσο και της τελικής στάθμης, $J_f^{\pi_f}$. Η στροφορμή j της μετάπτωσης υπολογίζεται με τη σχέση[Kr16]:

$$|J_i - J_f| \leq j \leq J_i + J_f \quad (1.18)$$

⁵ Η δίδυμος γένεση (pair production) είναι η δημιουργία ενός ηλεκτρονίου και ποζιτρονίου που προκύπτει από την αλληλεπίδραση ενός φωτονίου με ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο.

1.2 Βασικές έννοιες πυρηνικής αστροφυσικής

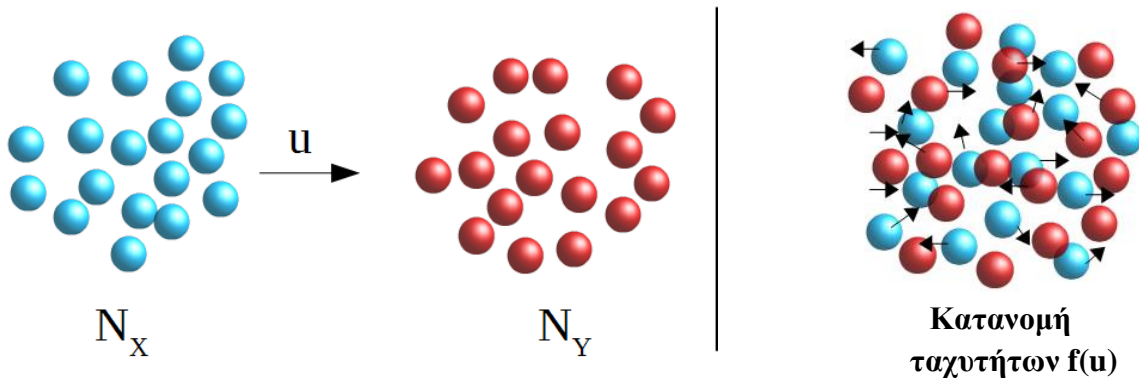
1.2.1 Ρυθμός αντίδρασης

Κατά την θεωρητική μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων που πραγματοποιούνται σε αστρικό περιβάλλον η αλληλεπίδραση λαμβάνει χώρα μεταξύ αερίων που βρίσκονται σε υψηλές θερμοκρασίες. Σύμφωνα με αυτή τη λογική, υπεισέρχεται στους αστροφυσικούς υπολογισμούς ο ρυθμός αντίδρασης, ο οποίος εκφράζει τον ρυθμό των αντιδράσεων που πραγματοποιούνται ανά κυβικό εκατοστό και ανά δευτερόλεπτο (αντιδράσεις/cm³/s).

Εάν υποθέσουμε αστρικό αέριο το οποίο αποτελείται από N_X και N_Y πυρήνες, τότε ο ρυθμός αντίδρασης, r των πυρήνων Y με τους πυρήνες X δίνεται από τη σχέση [Ro20]:

$$r = N_X N_Y u \sigma(u) \quad (1.19)$$

όπου, u η σχετική ταχύτητα των δύο πυρήνων (σχήμα 1.7) και $\sigma(u)$ η ενεργός διατομή της συγκεκριμένης αντίδρασης για δεδομένη σχετική ταχύτητα u .



Σχήμα 1.7: Σχηματική της αλληλεπίδρασης των πυρήνων σε αστρικό περιβάλλον α) ο κάθε πληθυσμός κινείται ως προς τον άλλο με σταθερή σχετική ταχύτητα u και β κατά την αλληλεπίδραση η σχετική κίνηση μεταξύ των πυρήνων του κάθε πληθυσμού ακολουθεί μια κατανομή ταχυτήτων $f(u)$.

Σε ένα αστρικό περιβάλλον η σχετική ταχύτητα u μεταξύ των πυρήνων X και Y δεν έχει σταθερή τιμή, όπως προϋποθέτει η έκφραση 1.19, αλλά υπακούει σε κάποια κατανομή ταχυτήτων $f(u)$. Ένα αστρικό αέριο είναι μη εκφυλισμένο και βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία. Έτσι, οι ταχύτητες του, που είναι μη σχετικιστικές, περιγράφονται από την κατανομή ταχυτήτων Maxwell-Boltzmann. Υπό αυτές τις συνθήκες η σχέση 1.19 αναγράφεται ως [Ro20]:

$$r = N_X N_Y \int_0^\infty f(u) \sigma(E) u du \quad (1.20)$$

και $f(u) = 4\pi u^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mu^2}{2kT}\right)$ η κατανομή ταχυτήτων Maxwell-Boltzmann, όπου T είναι η θερμοκρασία του αερίου, k η σταθερά Boltzmann, m και u η μάζα και η ταχύτητα των πυρήνων, αντίστοιχα.

Επιλύοντας την εξίσωση 1.20 και αντικαθιστώντας την κλασική έκφραση για την ενέργεια $E = 1/2\mu u^2$, ορίζεται ο μέσος ρυθμός αντίδρασης ανά ζεύγος σωματιδίων $\langle \sigma u \rangle$ ως συνάρτηση της ενέργειας μέσω της σχέσης [Ro20]:

$$\langle \sigma u \rangle = \frac{r}{N_X N_Y} = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (1.21)$$

Συμπερασματικά, σύμφωνα με την τελευταία σχέση, σε ένα αστρικό περιβάλλον θερμοκρασίας T , ο ρυθμός με τον οποίο πραγματοποιείται μια πυρηνική αντίδραση εξαρτάται από την ενεργό διατομή της αντίδρασης $\sigma(E)$ για ενέργεια E η οποία ακολουθεί την κατανομή Maxwell-Boltzmann. Στην περίπτωση αντιδράσεων φορτισμένων σωματιδίων, το απωστικό δυναμικό Coulomb σε συνδυασμό με το φαινόμενο σήραγγας, παίζουν καθοριστικό ρόλο στην πραγματοποίηση μιας πυρηνικής αντίδρασης.

1.2.2 Παράθυρο Gamow

Αντικαθιστώντας την ενεργό διατομή που δίνεται από τη σχέση 1.15 στην έκφραση 1.21, η τελευταία αναγράφεται ως [Ro20]:

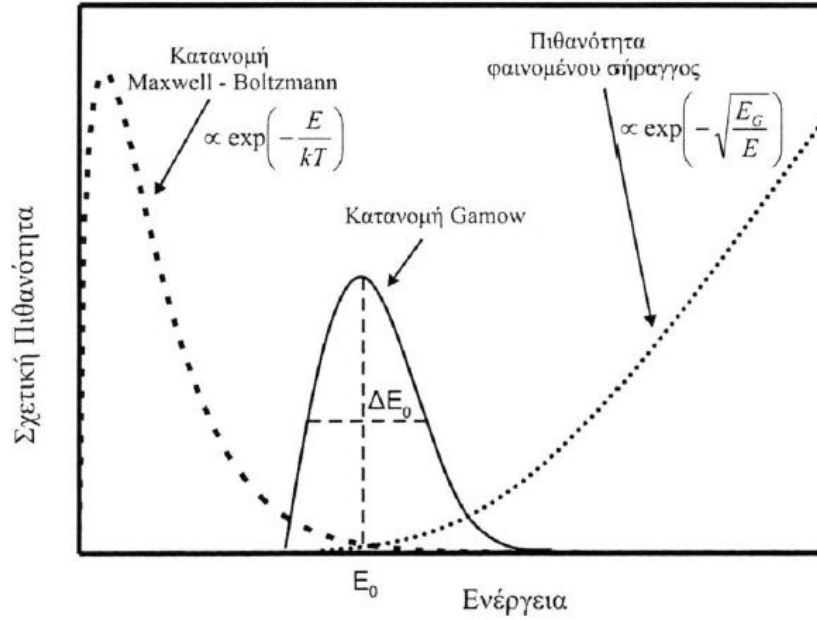
$$\langle \sigma u \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-\left(\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right)} dE \quad (1.22)$$

όπου η παράμετρος b εκφράζει τη δυνατότητα του σωματιδίου να διεισδύσει στο δυναμικό Coulomb και δίνεται από τη σχέση [Ro20] :

$$b = (2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar \quad (MeV)^{1/2} \quad (1.23)$$

Η ποσότητα b^2 ονομάζεται ενέργεια Gamow και συχνά συμβολίζεται με E_G .

Στην σχέση (1.23) η διέλευση μέσα από το δυναμικό Coulomb περιγράφεται από το εκθετικό $\exp(E_G/E)^{1/2}$, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.8 (εστιγμένη γραμμή). Από την άλλη ο αριθμός σωματιδίων με κατάλληλη ενέργεια ώστε να πραγματοποιηθεί πυρηνική αντίδραση δίνεται από την εκθετικά μειούμενη ουρά της κατανομής Maxwell-Boltzmann μέσω του εκθετικού όρου $\exp(-E/kT)^{1/2}$ (διακεκομμένη γραμμή) ο οποίος μειώνεται σημαντικά για μεγάλες ενέργειες. Η συνέλιξη των δύο αυτών όρων έχει σαν αποτέλεσμα την καμπύλη που παρουσιάζεται σε μεγέθυνση με την συνεχή γραμμή στο σχήμα 1.6.



Σχήμα 1.8: Σχηματική αναπαράσταση της κατανομής ενεργειών κατά Maxwell-Boltzmann (διακεκομμένη γραμμή) και της πιθανότητας διέλευσης του δυναμικού Coulomb μέσω φαινομένου σήραγγας (εστιγμένη γραμμή). Η συνέλιξη των δύο όρων έχει ως αποτέλεσμα την συνεχή καμπύλη η οποία ονομάζεται κατανομή Gamow. Το ύψος της καμπύλης Gamow είναι περίπου 15 τάξεις μεγέθους μικρότερο από το ύψος της κατανομής Maxwell-Boltzmann και παρουσιάζεται σε μεγέθυνση [Sp22].

Η ενέργεια στην οποία αντιστοιχεί το μέγιστο της καμπύλης αυτής ονομάζεται κορυφή Gamow και αντιστοιχεί στην ενέργεια E_0 . Παίρνοντας την πρώτη παράγωγο της σχέσης 1.23 υπολογίζεται η ενέργεια E_0 η οποία ισούται [Ro20]:

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3} = 1.22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T^2)^{1/3} \quad (\text{keV}) \quad (1.24)$$

Η υπό ολοκλήρωση συνάρτηση της σχέσης 1.22 μπορεί να προσεγγιστεί με μία κατανομή Gauss κορυφής E_0 και εύρους ΔE_0 . Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν, σε ένα αστρικό περιβάλλον οι πυρηνικές αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα στο ενεργειακό παράθυρο $E = E_0 \pm (\Delta E_0/2)$. Για τον χαρακτηρισμό του ανιχνευτικού συστήματος που αφορά την παρούσα εργασία, το εύρος των ενεργειών που επιλέχθηκε για την μελέτη της ανιχνευτικής απόδοσης του, αντιστοιχούσε σε ενεργειακή περιοχή που καθορίζεται από το ενεργειακό παράθυρο Gamow και το Q_{value} της αντίδρασης.

1.2.3 Αστρικές διεργασίες

Η δημιουργία αστέρα

Το 1957 οι Burbidge, Burbidge, Fowler και Hoyle δημοσίευσαν για πρώτη φορά μια πλήρη περιγραφή των διεργασιών σύνθεσης των στοιχείων σε αστρικά περιβάλλοντα. Με τη δημοσίευση αυτή, γνωστή και ως B²FH paper, γεννήθηκε, ουσιαστικά, η Πυρηνική Αστροφυσική. Για να γίνουν κατανοητές οι αστρικές διεργασίες μέσα από τις οποίες εξελίσσεται η πυρηνοσύνθεση, παρουσιάζεται στις επόμενες παραγράφους μια απλουστευμένη περιγραφή της δημιουργίας και εξέλιξης ενός αστέρα. Η περιγραφή των παρακάτω διαδικασιών έχει καθαρά εκπαιδευτικό χαρακτήρα τόσο για τον συγγραφέα όσο και για τον αναγνώστη. Η εισαγωγή τους έγινε με γνώμονα την πληρότητα του θεωρητικού υποβάθρου της παρούσας εργασίας.

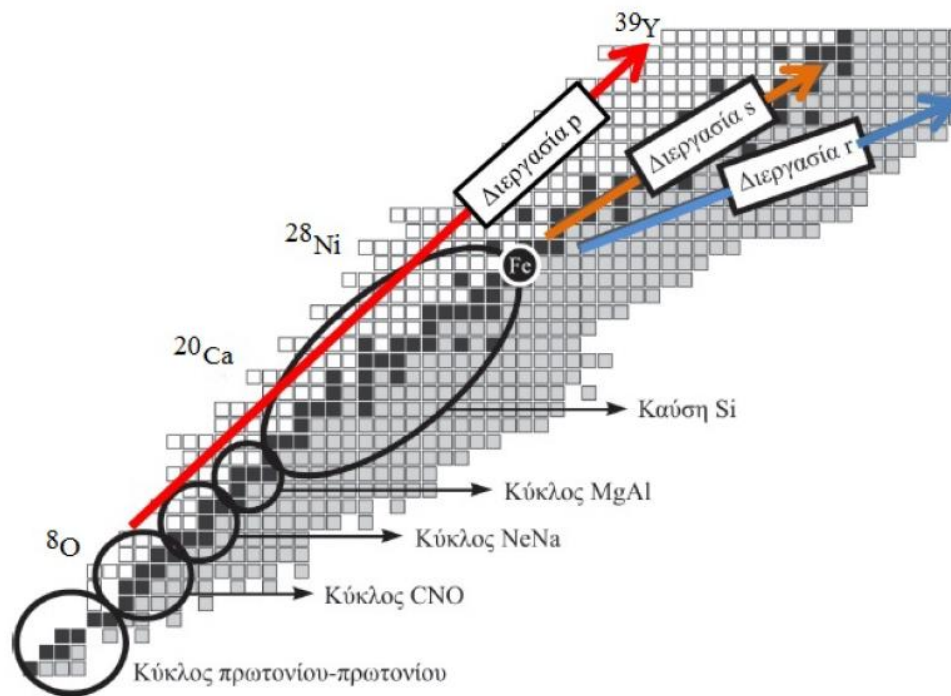
Τα άστρα δημιουργούνται μέσα σε τεράστια νέφη αερίου και σκόνης που λέγονται νεφελώματα και βρίσκονται στους γαλαξίες. Το υλικό των νεφελωμάτων αποτελείται κατά κύριο λόγο από υδρογόνο. Οι διαστάσεις τους είναι πάρα πολύ μεγαλύτερες από το ηλιακό μας σύστημα αλλά η πυκνότητά τους πολύ χαμηλή. Αυτά τα νέφη λόγω της πολύ μεγάλης μάζας τους έχουν κάποια βαρύτητα η οποία όμως, λόγω της χαμηλής πυκνότητας, δεν είναι ικανή να υπερνικήσει τις θερμικές κινήσεις των μορίων και να προκαλέσει τη βαρυτική συστολή και συμπίκνωση. Για να αρχίσει η συστολή του απαιτείται ένας αρχικός μηχανισμός συμπίεσης. Υπάρχουν διάφοροι μηχανισμοί που προκαλούν την αρχική συμπίκνωση της ύλης, όπως π.χ. όταν δύο ή περισσότερα νέφη συγκρούονται μεταξύ τους, όταν κοντά σε κάποια νέφη γίνεται έκρηξη ενός υπερκαινοφανούς αστέρα (τεράστιες εκρήξεις αστεριών που βρίσκονται στα τελευταία στάδια της ζωής τους), από ακτινοβολία άλλων άστρων κ.α. Ο σημαντικότερος όμως τρόπος σχηματισμού αστεριών στο Γαλαξία μας είναι τα «σπειροειδή κύματα πυκνότητας». Αυτά είναι κύματα πίεσης τα οποία ξεκινούν από τον πυρήνα του Γαλαξία και ξετυλίγονται σπειροειδώς προς τα έξω. Καθώς αυτά τα κύματα περιφέρονται δια μέσου της μεσοαστρικής ύλης με διαφορετική γωνιακή ταχύτητα από αυτή, συμπιέζουν όσα νέφη συναντούν και προκαλούν τη δημιουργία αστέρων [Ha13].

Όταν το υλικό μέσα σε ένα διαγαλαξιακό νεφέλωμα φθάσει σε μια συγκεκριμένη πυκνότητα, τότε οι ισχυρές δυνάμεις της βαρύτητας το αναγκάζουν να καταρρεύσει προς το εσωτερικό του. Σχηματίζεται τότε ένα μεγάλο σφαιροειδές αντικείμενο (πρωτοάστρο) που περιστρέφεται αργά και εκπέμπει ακτινοβολία. Η διαδικασία της κατάρρευσης διαρκεί από 10.000 έως 1.000.000 χρόνια. Καθώς η κατάρρευση του αρχικού σφαιροειδούς αντικειμένου συνεχίζεται, η θερμοκρασία και η πίεση στο εσωτερικό του αυξάνει. Η ολοένα κατάρρευση προς το κέντρο του πρωτοάστρου έχει ως αποτέλεσμα ο πυρήνας του να γίνεται πολύ πυκνός, η ακτινοβολία να μην μπορεί να διαφύγει και η θερμοκρασία και η πίεση να αυξάνεται περαιτέρω. Σύμφωνα με την θεωρία του Hayashi πρωτοάστρα με μάζες μεγαλύτερες από το ένα δέκατο αυτής του Ηλίου καταφέρνουν να μετατραπούν σε άστρα αφού η θερμοκρασία στον πυρήνα γίνεται 10⁶ K, τιμή απαραίτητη για να αρχίσουν οι πρώτες θερμοπυρηνικές αντιδράσεις, που είναι ικανές να

αντισταθμίσουν τη βαρυτική κατάρρευση λόγω της ισχυρής πίεσης της ακτινοβολίας που οδεύει από το εσωτερικό προς το εξωτερικό [Ha13].

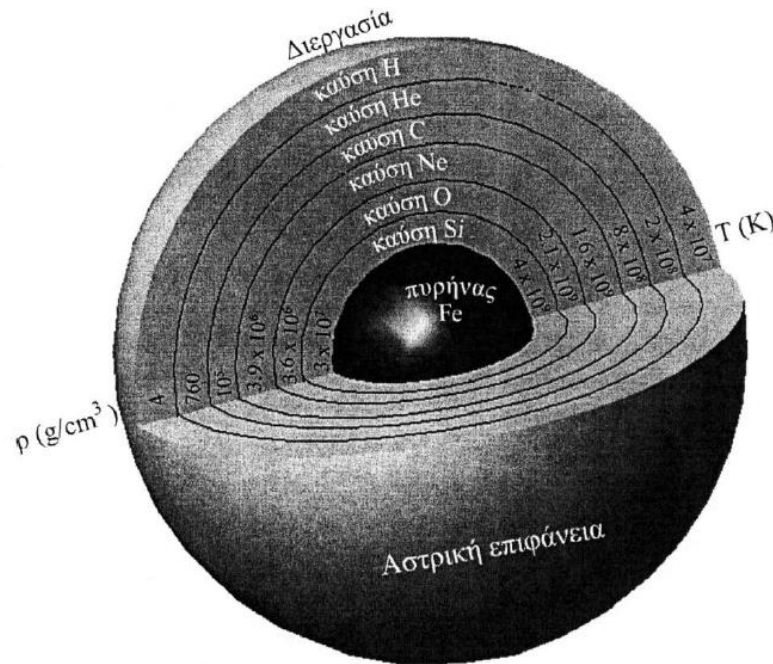
Στη φάση αυτή το «καύσιμο» των πυρηνικών αντιδράσεων είναι το υδρογόνο, που μέσα από μια σειρά πυρηνικών αντιδράσεων που αποτελούν τον κύκλο πρωτονίου-πρωτονίου (p-p chain) δημιουργείται το ^4He . Όταν η ποσότητα του H μειωθεί αρκετά δεν μπορεί πια η έκλυση ενέργειας από το κέντρο του άστρου να συγκροτήσει τη βαρυτική έλξη και αρχίζει η βαρυτική κατάρρευση. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την εκ νέου αύξηση της θερμοκρασίας του κεντρικού πυρήνα γεγονός που επιτρέπει την πραγματοποίηση πυρηνικών αντιδράσεων μεταξύ βαρύτερων του H στοιχείων, οι οποίες έχουν υψηλότερο δυναμικό Coulomb. Η ενέργεια που εκλύεται από τις νέες αντιδράσεις αντιτίθεται και πάλι στη βαρυτική κατάρρευση με αποτέλεσμα η τελευταία να επιβραδύνεται μέχρις ότου ο αστέρας να βρεθεί και πάλι σε θερμοδυναμική ισορροπία [Ro20].

Η διαδικασία εναλλαγής βαρυτικής κατάρρευσης και θερμοδυναμικής ισορροπίας επαναλαμβάνεται καθ' όλη τη διάρκεια της ζωής του αστέρα, χρησιμοποιώντας κάθε φορά διαφορετικά στοιχεία ως «καύσιμα». Οι αντιδράσεις που πραγματοποιούνται στα διάφορα στάδια της ζωής του αστέρα, χωρίζονται σε διάφορους κύκλους πυρηνικών αντιδράσεων (σχήμα 1.10), όπως είναι ο κύκλος CNO, ο κύκλος NeNa και ο κύκλος MgAl οι οποίοι εναλλάσσονται με αντίστοιχες φάσεις καύσης (σχήμα 1.11), όπως είναι οι φάσεις καύσης He, C, Ne, O και Si. Οι διεργασίες αυτές είναι υπεύθυνες για τη σύνθεση των ελαφρών στοιχείων μέχρι την περιοχή του σιδήρου [Ro20].



Σχήμα 1.10: Διάγραμμα αναπαράστασης της σύνδεσης των στοιχείων μέχρι την περιοχή των μεσοβαρών μέσω των κύκλων πυρηνικών αντιδράσεων και των δύο νετρονικών διεργασιών.

Ανάλογα με την μάζα και τη σύσταση του αστέρα, οι διεργασίες πυρηνosύνθεσης που προαναφέρθηκαν, είναι δυνατό να σταματήσουν σε οποιαδήποτε ενδιάμεση φάση καύσης, πριν τη δημιουργία των στοιχείων της περιοχής του σιδήρου. Η δημιουργία των στοιχείων αυτών πραγματοποιείται σε αστέρες μεγάλης μάζας ($> 8M_{\odot}$) [Ro20].



Σχήμα 1.11: Σχηματική αναπαράσταση της δομής αστέρα μεγάλης μάζας. Η κάθε φάση καύσης ξεκινάει από το κέντρο του άστρου και επεκτείνεται προς τα έξω. Κάθε στρώμα χαρακτηρίζεται από συγκεκριμένη πυκνότητα (ρ), θερμοκρασία (T) και σύσταση.

Τελικά οι διεργασίες πυρηνosύνθεσης οδηγούν στη δημιουργία ενός κεντρικού πυρήνα σιδήρου και ο αστέρας παρουσιάζει μια δομή “κρεμμυδιού” από φλοιούς (“onion” like shell structure), διαφορετικής πυκνότητας, θερμοκρασίας και σύστασης, όπως παρουσιάζεται γραφικά στο σχήμα 1.11 [Sp22].

1.2.4 Πυρηνosύνθεση πάνω από τον σίδηρο

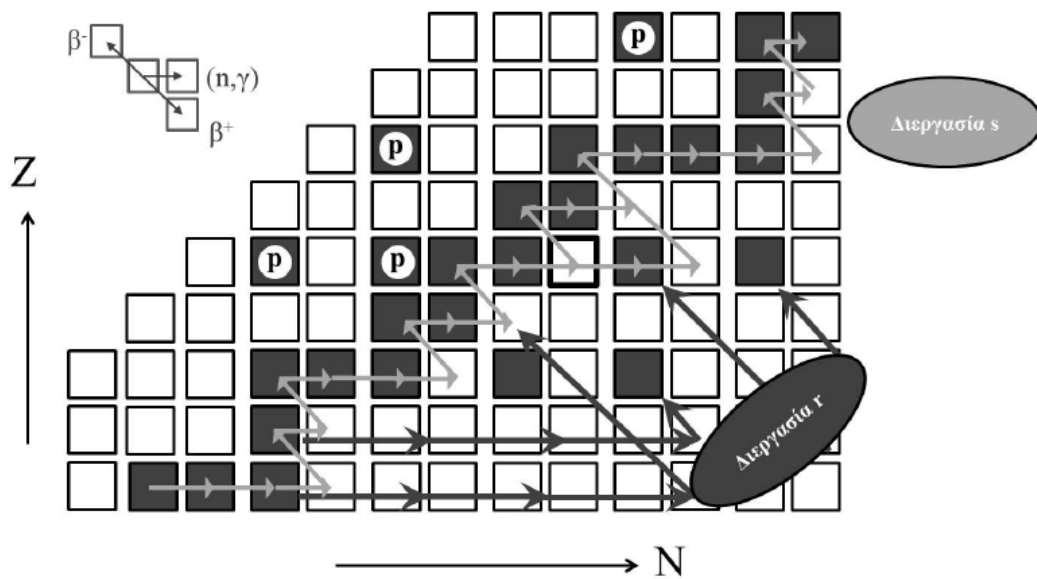
Λόγω του ιδιαίτερα υψηλού δυναμικού Coulomb που διαθέτει ο σίδηρος, οι αντιδράσεις σύλληψης φορτισμένων σωματιδίων είναι σπάνιες. Στη φάση αυτή, ο αστέρας έχει εξαντλήσει τα πυρηνικά του καύσιμα και αρχίζει να καταρρέει, αφού δεν υπάρχει εσωτερική πηγή πίεσης που να αντισταθεί στη βαρυτική κατάρρευση. Η αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε εκπομπή

$^6M_{\odot}$: Μάζα ήλιου

νετρίνων από τον κεντρικό πυρήνα του αστέρα [Ba03] τα οποία προέρχονται από διασπάσεις β . Τα νετρίνα, λόγω της μικρής ενεργού διατομής αλληλεπίδρασης με την ύλη, διαφεύγουν από τον κεντρικό πυρήνα προς τα έξω και κατ' επέκταση διαφεύγουν και μεγάλα ποσά ενέργειας, γεγονός που επιταχύνει ακόμα περισσότερο τη βαρυτική κατάρρευση.

Όταν η πυκνότητα του αστρικού πυρήνα φτάσει στα επίπεδα της πυρηνικής πυκνότητας ($\sim 10^{15} \text{ g/cm}^3$) [Mu19], τα νετρίνα δεν μπορούν πια να διαφύγουν ελεύθερα, γεγονός που οδηγεί σε απότομη αύξηση της θερμοκρασίας του πυρήνα προκαλώντας τη σχεδόν εκρηκτική αύξηση της πίεσης της ακτινοβολίας ($\sim T^4$). Στο σημείο αυτό η εξέλιξη του άστρου εξαρτάται δραστικά από τη μάζα του. Εάν η αρχική μάζα του αστέρα ήταν $> 25M_{\odot}$ τότε η βαρυτική πίεση παραμένει πάντα μεγαλύτερη από την πίεση στο κέντρο του άστρου και τελικά η βαρυτική κατάρρευση οδηγεί στη δημιουργία μιας μελανής οπής. Εάν η αρχική μάζα του αστέρα ήταν στην περιοχή $8M_{\odot} < M < 25M_{\odot}$ τότε είναι δυνατόν η βαρυτική πίεση να εξισορροπείται από την πίεση εκφυλισμένων νετρονίων που παράγονται στον κεντρικό πυρήνα, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός αστέρα νετρονίων [Ba03]. Στην ίδια περιοχή μαζών, υπάρχουν περιπτώσεις όπου η δύναμη της πίεσης του κεντρικού πυρήνα (προς τα έξω) ξεπερνά την πίεση της βαρυτικής κατάρρευσης γεγονός που οδηγεί στη διαστολή των εξωτερικών στρωμάτων με υπερηχητική ταχύτητα. Το κρουστικό κύμα που δημιουργείται παρασύρει προς τα έξω τα στρώματα του αστέρα που συνέχιζαν να καταρρέουν και τα εκτινάσσει στο διάστημα. Ο εκρηκτικός αυτός μηχανισμός οδηγεί στη δημιουργία ενός υπερκαινοφανούς (Supernova) [Ba03].

Η δημιουργία των βαρύτερων στοιχείων πραγματοποιείται μέσω αντιδράσεων νετρονικής σύλληψης οι οποίες σε συνδυασμό με διαδοχικές αποδιεγέρσεις β^- , συνθέτουν δύο νετρονικές διεργασίες γνωστές ως διεργασία s και διεργασία r . Σχηματική αναπαράσταση των διεργασιών s και r παρουσιάζεται στο σχήμα 1.12.



Σχήμα 1.12: Σχηματική αναπαράσταση των αστρικών διεργασιών s , r και p .

Η διεργασία s (slow) πραγματοποιείται σε αστρικά περιβάλλοντα με πυκνότητες νετρονίων της τάξης των 10^8 νετρόνια/cm³ και σε χρονικές κλίμακες της τάξης των 10^3 y. Τα γκρι βέλη του σχήματος 1.12, τα οποία αντιστοιχούν στη διεργασία αυτή, δείχνουν ότι η πυρηνοσύνθεση μέσω της διεργασίας s λαμβάνει χώρα κατά μήκος της κοιλάδας σταθερότητας. Η χρονική κλίμακα των νετρονικών συλλήψεων είναι μεγάλη σε σύγκριση με το χρόνο ημιζωής των παραγόμενων β-ασταθών πυρήνων. Έτσι, μετά από κάθε νετρονική σύλληψη ο παραγόμενος πυρήνας έχει αρκετό χρόνο στη διάθεση του για να διασπαστεί πριν συμβεί η επόμενη νετρονική σύλληψη. Τελικά, μέσω της διεργασίας s, οι διαδοχικές νετρονικές συλλήψεις και διασπάσεις β οδηγούν στη δημιουργία όλο και βαρύτερων στοιχείων κατά μήκος πάντα της κοιλάδας σταθερότητας [Π14].

Σε αντίθεση με τη διεργασία s, η διεργασία r (rapid) θεωρείται ότι λαμβάνει χώρα σε εκρηκτικά αστρικά περιβάλλοντα όπως μια έκρηξη υπερκαινοφανούς. Σε ένα τέτοιο περιβάλλον οι χρονικές κλίμακες πραγματοποίησης των αστρικών διεργασιών είναι της τάξης του 1 sec ή και μικρότερες ενώ οι αντίστοιχες πυκνότητες νετρονίων ξεπερνούν τα 10^{19} νετρόνια/cm³ [Ro20]. Η διεργασία r παρουσιάζεται στο σχήμα 1.12 με τα μαύρα βέλη. Λόγω της ιδιαίτερα υψηλής πυκνότητας νετρονίων, οι νετρονικές συλλήψεις διαδέχονται η μία την άλλη με τόσο ταχύ ρυθμό που ο μέσος χρόνος πραγματοποίησης μιας νετρονικής σύλληψης είναι μικρότερος από τους χρόνους διάσπασης των β-ραδιενεργών πυρήνων. Έτσι δημιουργούνται πυρήνες όλο και πιο πλούσιοι σε νετρόνια. Απομακρυσμένοι από την κοιλάδα σταθερότητας, ο χρόνος ημιζωής των πυρήνων μειώνεται. Έτσι, σε κάποιο σημείο παράγεται ένας ασταθής πυρήνας με χρόνο διάσπασης μικρότερο από το μέσο χρόνο νετρονικής σύλληψης, οπότε και διακόπτεται η διαδοχή των (n,γ) αντιδράσεων από μια διάσπαση β. Όπως φαίνεται η διεργασία r είναι υπεύθυνη για τη σύνθεση των πυρήνων που εμφανίζονται δεξιά της κοιλάδας σταθερότητας [Π14].

Στο σχήμα 1.12 εμφανίζονται μερικοί πυρήνες που συμβολίζονται ως p και οι οποίοι δεν είναι δυνατό να δημιουργηθούν με κάποια από τις διεργασίες νετρονικής σύλληψης καθώς η σύνθεσή τους μέσω διασπάσεων β ανακόπτεται από κάποιο σταθερό ισοβαρή πυρήνα. Οι πυρήνες αυτοί είναι ονομάζονται p πυρήνες και για τη σύνθεσή τους είναι υπεύθυνη μια τρίτη διεργασία, η διεργασία p. Ο ανιχνευτής «Νεοπτόλεμος» που μελετάται στην παρούσα εργασία είναι κατάλληλος για μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα κατά την διεργασία p.

1.2.5 Διεργασία p και p-πυρήνες

Ο όρος «p-πυρήνες» αναφέρεται σε 35 σταθερούς πυρήνες, βαρύτερους του Fe, οι οποίοι είναι πλούσιοι σε πρωτόνια και εκτείνονται από το Se (Z=34) μέχρι τον Hg (Z=80). Οι p-πυρήνες δίνονται ονομαστικά στον παρακάτω πίνακα μαζί με τις αντίστοιχες ισοτοπικές τους αναλογίες.

Πίνακας 1.1: Τα 35 ισότοπα που χαρακτηρίζονται ως p-πυρήνες και οι περιεκτικότητές τους.

Ισότοπο	Ισοτοπική αναλογία (%)	Ισότοπο	Ισοτοπική αναλογία (%)	Ισότοπο	Ισοτοπική αναλογία (%)
⁷⁴ Se	0.89	¹¹⁴ Sn	0.65	¹⁵⁶ Dy	0.06
⁷⁸ Kr	0.35	¹¹⁵ Sn	0.34	¹⁵⁸ Dy	0.1
⁸⁴ Sr	0.56	¹²⁰ Te	0.096	¹⁶² Er	0.14
⁹² Mo	14.84	¹²⁴ Xe	0.1	¹⁶⁴ Er	1.61
⁹⁴ Mo	9.25	¹²⁶ Xe	0.09	¹⁶⁸ Yb	0.13
⁹⁶ Ru	5.52	¹³⁰ Ba	0.106	¹⁷⁴ Hf	0.162
⁹⁸ Ru	1.88	¹³² Ba	0.101	¹⁸⁰ Ta	0.012
¹⁰² Pd	1.02	¹³⁸ La	0.0902	¹⁸⁰ W	0.13
¹⁰⁶ Cd	1.25	¹³⁶ Ce	0.19	¹⁸⁴ Os	0.02
¹⁰⁸ Cd	0.89	¹³⁸ Ce	0.25	¹⁹⁰ Pt	0.01
¹¹³ In	4.3	¹⁴⁴ Sm	3.1	¹⁹⁶ Hg	0.15
¹¹² Sn	0.97	¹⁵² Gd	0.2		

Θεωρείται πως οι p-πυρήνες δημιουργούνται μέσα από συνδυασμούς αντιδράσεων (p,γ) και αντιδράσεων (γ,n) και (γ,p). Έτσι, για τη δημιουργία των βαρέων p-πυρήνων υπεύθυνες θεωρούνται κατά κύριο λόγο οι αντιδράσεις φωτοδιάσπασης, ενώ για τη δημιουργία των ελαφρών p-πυρήνων ο μηχανισμός αυτός συμπληρώνεται με αντιδράσεις πρωτονικής σύλληψης. Στις αντιδράσεις αυτές συμμετέχουν οι βαρείς πυρήνες που έχουν δημιουργηθεί μέσω της διεργασίας s, η οποία προηγείται χρονικά της διεργασίας p [Sp22].

Οι συνδυασμοί των πιο πάνω πυρηνικών αντιδράσεων μπορούν σε κάποιες περιπτώσεις να οδηγήσουν στην απευθείας δημιουργία ενός p-πυρήνα αλλά στην πλειοψηφία των περιπτώσεων οδηγούν στη σύνθεση ασταθών πυρήνων οι οποίοι μέσα από μια σειρά διασπάσεων β^+ καταλήγουν σε κάποιο p πυρήνα.

Ένα αστρικό περιβάλλον θεωρείται κατάλληλο για την υλοποίηση της διεργασίας p όταν πληρεί τις παρακάτω προϋποθέσεις [Sp22]:

1. Επαρκή περιεκτικότητα σε βαρείς πυρήνες στον κεντρικό πυρήνα του αστέρα.
2. Υψηλές αστρικές θερμοκρασίες ($> 1.8 \times 10^9$ K), ώστε τα φωτόνια να διαθέτουν αρκετή ενέργεια για την πραγματοποίηση αντιδράσεων φωτοδιάσπασης.
3. Κατάλληλη διάρκεια των υψηλών θερμοκρασιών: Οι υψηλές αυτές θερμοκρασίες πρέπει να διατηρηθούν για μικρό μόνο χρονικό διάστημα, ώστε οι δημιουργούμενοι p πυρήνες να μην προλάβουν να φωτοδιασπαστούν.

Η μελέτη των μηχανισμών της διεργασίας p έδειξε ότι οι πιο πάνω προϋποθέσεις ικανοποιούνται σε αστέρες μεγάλης μάζας ($> 10M_{\odot}$) στις ζώνες O/Ne, είτε στη φάση πριν ή

κατά την έκρηξη υπερκαινοφανούς [Ar01]. Ακόμα, αξίζει να αναφερθεί πως έχουν προταθεί και άλλα αστρικά περιβάλλοντα τα οποία θα μπορούσαν να πληρούν τις προϋποθέσεις της διεργασίας p .

1.2.6 Περιεκτικότητες p πυρήνων

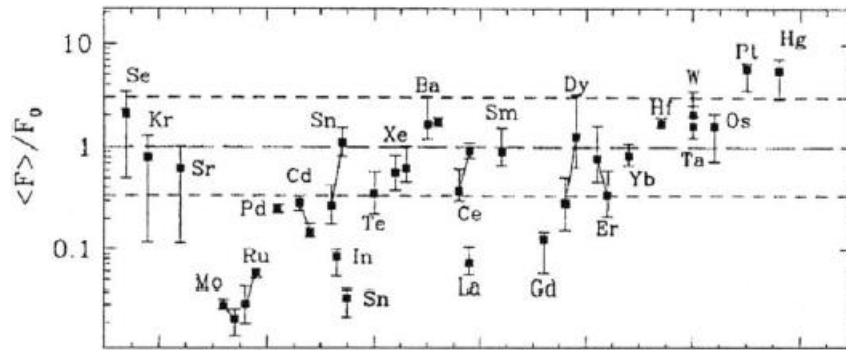
Ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά των p -πυρήνων είναι η χαμηλή ισοτοπική τους αναλογία. Οι ισοτοπικές αναλογίες των 35 p -πυρήνων όπως παρουσιάζονται στο πίνακα 1.1, είναι περίπου 10-100 φορές μικρότερες από τις αντίστοιχες αναλογίες των πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων τους. Συγκεκριμένα, τυπικές ισοτοπικές αναλογίες των p -πυρήνων είναι της τάξης του 0.1%. Εξαιρέση αποτελούν τα ισότοπα του Mo και του Ru, τα οποία παρουσιάζουν σχετικά μεγάλες ισοτοπικές αναλογίες, (~ 5 — 15%) [Sp22].

Η ακριβής πρόβλεψη των περιεκτικότητων των p -πυρήνων αποτελεί έναν από τους βασικούς στόχους όλων των αστροφυσικών μοντέλων περιγραφής της διεργασίας p . Στους υπολογισμούς περιεκτικότητας υπεισέρχονται διάφορα φυσικά μεγέθη που αφορούν τόσο το περιβάλλον στο οποίο πραγματοποιείται η ίδια η διεργασία p , όσο και τις αστρικές διεργασίες που προηγήθηκαν αυτής. Συγκεκριμένα, οι παράμετροι εισόδου που χρησιμοποιούν τα μοντέλα πυρηνοσύνθεσης χωρίζονται σε 3 κατηγορίες [Sp22]:

1. **Θερμοκρασία και πυκνότητα αστρικού περιβάλλοντος.** Η θερμοκρασία που θεωρείται κατάλληλη για την εξέλιξη της διεργασίας p κυμαίνεται από 1.8 έως 3.3×10^9 K, ενώ η πυκνότητα του αστρικού περιβάλλοντος είναι $\sim 10^6$ g/cm³.
2. **Αρχική στοιχειακή-ισοτοπική σύσταση.** Η ορθή περιγραφή της αρχικής σύστασης του αστρικού περιβάλλοντος που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς είναι απαραίτητη για την περαιτέρω εξέλιξη του συστήματος. Ειδικότερα η σύσταση του αστέρα σε ισότοπα τα οποία παράγονται κατά τη διεργασία s είναι ιδιαίτερα σημαντική.
3. **Πυρηνικά μεγέθη.** Για την περιγραφή της πυρηνοσύνθεσης των p πυρήνων είναι απαραίτητη η γνώση των ρυθμών όλων των δυνατών πυρηνικών αντιδράσεων των πυρήνων που συμμετέχουν κατά τη διεργασία p . Οι αντιδράσεις αποτελούνται κυρίως από φωτοδιασπάσεις και τις αντίστροφες τους και σε μικρότερο βαθμό από αντιδράσεις τύπου (α, p) , (n, p) και τις αντίστροφες τους. Ο συνολικός αριθμός αντιδράσεων ξεπερνά τις 20000. Επιπλέον, οι εμπλεκόμενοι πυρήνες είναι στη συντριπτική τους πλειοψηφία ασταθής. Αποτέλεσμα των παραπάνω, είναι η σχεδόν “ανυπαρξία” πειραματικών δεδομένων των απαιτούμενων ενεργών διατομών.

Δυστυχώς, στους υπολογισμούς των περιεκτικότητων των p -πυρήνων εμφανίζονται αποκλίσεις, οι οποίες θεωρείται πως οφείλονται σε μια ή περισσότερες από τις παραμέτρους που αναφέρθηκαν πιο πάνω. Η αποτυχία αναπαραγωγής των περιεκτικότητων φαίνεται στο σχήμα 1.13. Η ποσότητα $\langle F_i \rangle (M)$ ονομάζεται “μέσος παράγοντας υπερπαραγωγής” (mean

overproduction factor) και ορίζεται ως η ολική μάζα ενός p -πυρήνα i , που παράγεται σε κάποιο «στρώμα διεργασίας p », διαιρεμένο με την αντίστοιχη μάζα για την περίπτωση που το στρώμα αυτό είχε ηλιακή σύσταση. Ο παράγοντας κανονικοποίησης $F_0(M)$ είναι ο μέσος παράγοντας υπερπαραγωγής υπολογισμένος για τους 35 p πυρήνες του πίνακα 1.2 ενώ η μεταβλητή M εκφράζει τη μάζα του άστρου. Οι λόγοι $\langle F_i \rangle (M) / F_0(M)$ των p πυρήνων θα έπρεπε να είναι ίσοι με τη μονάδα εάν οι περιεκτικότητες προσδιορίζονταν για ηλιακό περιβάλλον ενώ όπως φαίνεται παρουσιάζουν ισχυρές αποκλίσεις από τη μονάδα. Οι υπολογισμοί αυτοί πραγματοποιήθηκαν για τα στρώματα O/Ne κατά την διάρκεια υπερκαινοφανούς και αφορούν αστέρες με μάζες στην περιοχή 13-25 M_{\odot} [Sp22]. Παρ' όλα αυτά, τα αποτελέσματα της θεωρίας της πυρηνοσύνθεσης στα άστρα δεν παύουν να είναι εκπληκτικά, καθιστώντας έτσι την πυρηνική αστροφυσική μία από τις πιο ενδιαφέρουσες και θεαματικές θεωρίες.



Σχήμα 1.13: Περιεκτικότητες των p -πυρήνων εκφρασμένες μέσω του παράγοντα υπερπαραγωγής $\langle F_i \rangle (M) / F_0(M)$

Κεφάλαιο 2ο

Μεθοδολογία και πειραματική διάταξη

2.1 Πειραματικές τεχνικές ανίχνευσης ακτίνων γ

Για τις μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης χρησιμοποιούνται συνήθως οι παρακάτω μέθοδοι:

1. Ενεργοποίηση.
2. Μετρήσεις γωνιακών κατανομών ακτίνων γ .
3. Μετρήσεις γωνιακά ολοκληρωμένων ακτίνων γ .

Και στις τρεις περιπτώσεις η ολική ενεργός διατομή της υπό μελέτη αντίδρασης προκύπτει από τη σχέση 1.6, $\sigma = \frac{AY}{N_a N_{A\xi}}$ και διαφοροποιούνται ως προς τον τρόπο μέτρησης της ποσότητας Y .

Η μέθοδος της *ενεργοποίησης* περιλαμβάνει δύο στάδια. Αρχικά, ο στόχος ακτινοβολείται και μετά το τέλος της ακτινοβολήσης, γίνεται μέτρηση της εναπομένουσας ακτινοβολίας γ (ενεργότητα γ) των ασταθών πυρήνων που παράγονται. Το κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου ενεργοποίησης είναι η δυνατότητα χρήσης φυσικών και όχι εμπλουτισμένων στόχων, με προϋπόθεση, τη παραγωγή ραδιενεργών πυρήνων με κατάλληλο χρόνο ημιζωής. Συνήθως, τα φάσματα ακτίνων γ που συλλέγονται μετά την ακτινοβολήση (off-line) έχουν χαμηλά επίπεδα υποβάθρου. Επιπλέον, οι ακτίνες γ που ανιχνεύονται έχουν, στην πλειοψηφία των περιπτώσεων, έχουν ενέργειες χαμηλότερες των 2 MeV και έτσι για την ανίχνευση τους μπορούν να χρησιμοποιηθούν ανιχνευτές Ge υψηλής καθαρότητας και μικρού όγκου (HPGe), που για αυτές τις ενέργειες έχουν τυπικές σχετικές ανιχνευτικές ικανότητες μεταξύ 20% και 30% [Sp22].

Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής με την μέθοδο των *γωνιακών κατανομών* είναι απαραίτητο να μετρηθούν οι γωνιακές κατανομές όλων των πρωτογενών και δευτερογενών μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη. Τέτοιες πειραματικές διατάξεις αποτελούνται συνήθως από 4 ή και περισσότερους ανιχνευτές HPGe, οι οποίοι είναι τοποθετημένοι σε γωνιομετρική τράπεζα ώστε να είναι δυνατή η λήψη μετρήσεων σε διαφορετικές γωνίες. Σε αντίθεση με την ενεργοποίηση, η μέθοδος των γωνιακών κατανομών μπορεί να εφαρμοστεί ανεξάρτητα αν ο παραγόμενος πυρήνας είναι ραδιενεργός ή όχι. Ένα από τα επιπλέον πλεονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι και η δυνατότητα μέτρησης επιμέρους (partial) ενεργών διατομών. Παρ' όλα αυτά, η μέθοδος εμφανίζει αρκετές δυσκολίες κατά την

πειραματική διαδικασία: α) Επειδή τα φάσματα ακτινών γ συλλέγονται κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης (in-beam), τα επίπεδα υποβάθρου μπορεί να είναι υψηλά, β) οι στόχοι που χρησιμοποιούνται πρέπει να είναι, κατά κύριο λόγο, εμπλουτισμένοι στο ισότοπο που ενδιαφέρει και γ) ο χρόνος των μετρήσεων αλλά και της ανάλυσης είναι μεγαλύτερος σε σχέση με τις άλλες μεθόδους [Sp22].

Η μέθοδος των *γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων* χρησιμοποιείται λιγότερο από τις προηγούμενες, διότι η εφαρμογή της προϋποθέτει τη χρήση ανιχνευτών μεγάλου όγκου σε γεωμετρία 4π , όπως ο ανιχνευτής NaI διαστάσεων $14'' \times 14''$ που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Η εν λόγω μέθοδος χρησιμοποιήθηκε και βελτιστοποιήθηκε για πρώτη φορά στα πλαίσια της εργασίας Srygou et. al. [Sp23], για τη συστηματική μελέτη αντιδράσεων σύλληψης. Η μέθοδος αυτή συνδυάζει αρκετά από τα πλεονεκτήματα των υπολοίπων τεχνικών και παρουσιάζεται αναλυτικά στην επόμενη παράγραφο. Στο παρακάτω πίνακα συνοψίζονται μερικά από τα χαρακτηριστικά των μεθόδων που αναφέρθηκαν.

Πίνακας 2.1: Συνοπτική παρουσίαση των βασικών διαφορών των τριών μεθόδων μέτρησης ενεργών διατομών σύλληψης.

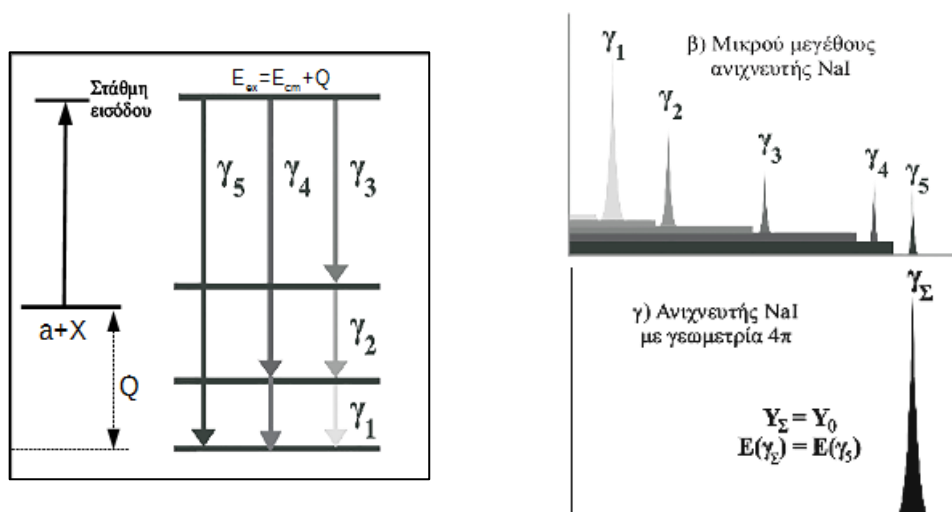
	Μετρήσεις ενεργοποίησης	Μετρήσεις γωνιακών κατανομών	Γωνιακά ολοκληρωμένες μετρήσεις
Αντιδράσεις	Παραγόμενος πυρήνας = ασταθής	Κανένας περιορισμός	Κανένας περιορισμός
Στόχοι	Εμπλουτισμένοι αλλά και φυσικοί	Εμπλουτισμένοι	Εμπλουτισμένοι
Υπόστρωμα	Χωρίς υπόστρωμα ή υπόστρωμα από ελαφρύ στοιχείο (C, Al, ...)	Χωρίς υπόστρωμα ή υπόστρωμα από βαρύ στοιχείο (Ta, Au, ...)	Χωρίς υπόστρωμα ή υπόστρωμα από βαρύ στοιχείο (Ta, Au, ...)
Ανιχνευτές	HPGe μικρού όγκου (20 - 30%)	HPGe μεγάλου όγκου ($\geq 70\%$)	Ανιχνευτές 4π NaI μεγάλου όγκου ($\approx 100\%$)
Ενέργεια ακτίνων γ	≤ 2.5 MeV	≤ 17 MeV	≤ 17 MeV

2.1.1 Μέθοδος γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων

Στη μέθοδο των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων λαμβάνονται φάσματα κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης (in beam) και χρησιμοποιείται ανιχνευτής μεγάλου όγκου που τοποθετείται γύρω από το στόχο καλύπτοντας έτσι στερεά γωνία 4π . Ο μεγάλος όγκος του ανιχνευτή συνεπάγεται σε μεγάλη ανιχνευτική ικανότητα, ενώ η κάλυψη στερεάς γωνίας 4π επιτρέπει τη μέτρηση γωνιακά ολοκληρωμένων ακτινών γ . Η πιο συνήθεις ανιχνευτές μεγάλου όγκου

είναι οι ανιχνευτές NaI(Tl) οι οποίοι, είτε είναι διαμερισμένοι (segmented) σε μικρότερους κρυστάλλους όπως στην περίπτωση αυτής της εργασίας, είτε αποτελούνται από ένα μεγάλο ενιαίο κρύσταλλο (single crystal) όπως στην περίπτωση της αναφοράς [Sp22].

Η αρχή λειτουργίας ενός αθροιστικού ανιχνευτή μεγάλου όγκου παρουσιάζεται γραφικά στο σχήμα 2.1. Όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 1.5, ο παραγόμενος πυρήνας δημιουργείται σε διεγερμένη κατάσταση (στάθμη εισόδου) ενέργειας ίσης με το άθροισμα της ενέργειας του κέντρου μάζας του συστήματος δέσμης-στόχου και της τιμής Q της αντίδρασης. Οι διεγερμένοι πυρήνες μπορούν να αποδιεγείρονται από τη στάθμη εισόδου, είτε με μεταπτώσεις οι οποίες οδηγούν κατευθείαν στη θεμελιώδη στάθμη (γ_5), είτε με μεταπτώσεις που οδηγούν σε άλλες διεγερμένες στάθμες (γ_3, γ_4), που και αυτές με την σειρά τους καταλήγουν διαδοχικά στη βασική του κατάσταση (γ_2, γ_1).



Σχήμα 2.1: Σύγκριση της λειτουργίας ενός ανιχνευτή μικρού όγκου και ενός αθροιστικού ανιχνευτή μεγάλου όγκου και γεωμετρίας 4π , κατάλληλου για εφαρμογή της μεθόδου των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων.

Η καταγραφή των μεταπτώσεων αυτών με χρήση ανιχνευτή μικρού όγκου, δίνει σαν τελικό φάσμα αυτό που φαίνεται στο σχήμα 2.1 (β). Κάθε μετάπτωση ($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5$) εμφανίζεται ως ξεχωριστή κορυφή στο ενεργειακό φάσμα συνοδευόμενη από το αντίστοιχο υπόβαθρο Compton. Η πιθανότητα του φαινομένου Compton μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας, για αυτό όσο αυξάνεται η ενέργεια των ακτίνων γάμμα μειώνεται και το υπόβαθρο Compton. Αντίθετα, με τη χρήση ανιχνευτή NaI(Tl) μεγάλου όγκου, σαν και αυτόν που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, εξαιτίας του ότι η χρονική του απόκριση είναι της τάξης των 400 ns περίπου, όσα φωτόνια ανιχνευτούν μέσα σε αυτό το χρόνο δεν μπορούν να αναγνωριστούν από τον ανιχνευτή σαν διαφορετικά. Έτσι, παράγεται ένα μόνο ηλεκτρικό σήμα, ενέργειας ίσης με το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους φωτονίων. Σύμφωνα με τον μηχανισμό του σύνθετου πυρήνα που αποτελεί τον πιο αργό τρόπο αλληλεπίδρασης, ο χρόνος που απαιτείται να φτάσουν οι διεγερμένοι πυρήνες από τη στάθμη εισόδου στη βασική στάθμη, είτε με εκπομπή μιας και μοναδικής ακτίνας γ , είτε με συνδυασμό ακτίνων γ , είναι κατά πολύ μικρότερος από τη χρονική απόκριση του ανιχνευτή NaI(Tl). Αποτέλεσμα αυτής της χρονικής διαφοράς είναι η εμφάνιση

στο φάσμα μίας κορυφής, γνωστή και ως «αθροιστική κορυφή» (sum peak). Η ενέργεια E_{Σ} , είναι προφανώς ίση με την ενέργεια διέγερσης της στάθμης εισόδου, ενώ η ένταση της (εμβαδόν), είναι το αποτέλεσμα της άθροισης των εντάσεων των επιμέρους γ μεταπτώσεων. Το γεγονός αυτό επιτρέπει τη χρήση της έντασης της για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης από τη σχέση [Sp22]:

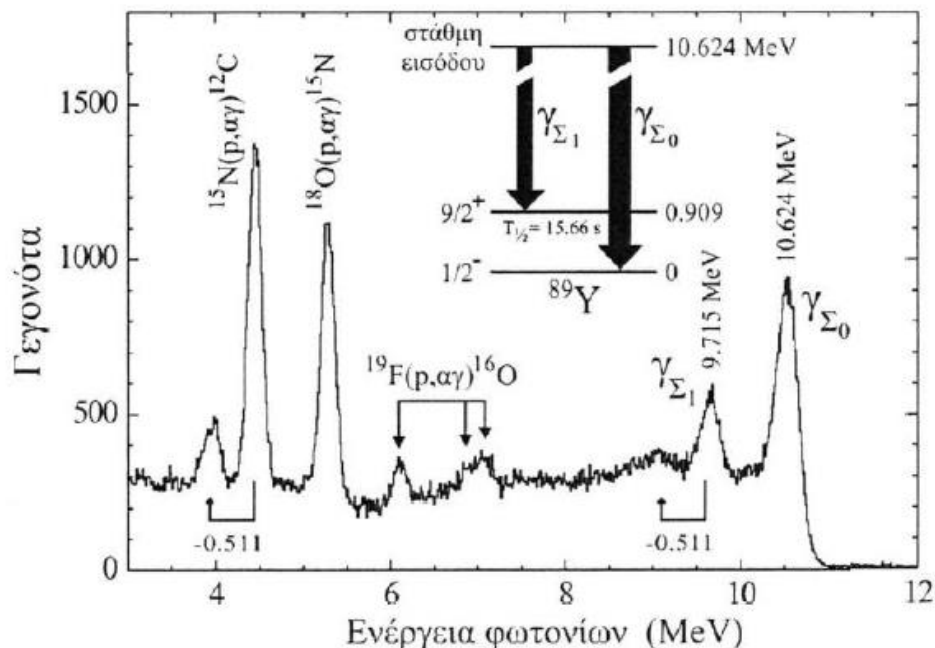
$$\sigma = \frac{A}{\xi N_A} \frac{1}{N_b} \frac{I_{\Sigma}}{\varepsilon_{\Sigma}} \quad (2.1)$$

όπου I_{Σ} το εμβαδό της αθροιστικής κορυφής και ε_{Σ} , η ανιχνευτική ικανότητα άθροισης στην ενέργεια της αθροιστικής κορυφής.

Εξαίρεση της παραπάνω ερμηνείας, αποτελεί η περίπτωση που κάποια από τις ενδιάμεσες στάθμες του ενεργειακού διαγράμματος του παραγόμενου πυρήνα, έχει χρόνο ζωής συγκρίσιμο με το χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή. Τότε στο φάσμα δεν εμφανίζεται μόνο η αθροιστική κορυφή, αλλά και μια επιπλέον κορυφή σε ενέργεια $E_{\Sigma 1} = E_{\Sigma} - E_m$, όπου E_m η ενέργεια της μετασταθούς στάθμης. Η κορυφή αυτή προέρχεται από την άθροιση των φωτονίων που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση του πυρήνα από τη στάθμη εισόδου μέχρι τη συγκεκριμένη μακρόβια στάθμη. Τα φωτόνια που αποδιηγείρονται από την εν λόγω στάθμη είναι χρονικά “καθυστερημένα” ως προς τα υπόλοιπα, με αποτέλεσμα να μην αθροίζονται. Στην περίπτωση αυτή, για τον υπολογισμό της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης, πρέπει να ληφθούν υπόψη και τα γεγονότα της επιπλέον κορυφής.

Ένα παράδειγμα αντίδρασης σύλληψης στην οποία το ενεργειακό διάγραμμα του παραγόμενου πυρήνα περιλαμβάνει τα παραπάνω φαινόμενα παρουσιάζεται στο σχήμα 2.2. Το φάσμα αυτό εξήχθη στα πλαίσια της εργασίας της αναφοράς [Sp23] και αφορά τον υπολογισμό της ενεργούς διατομής της αντίδρασης $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$ σε ενέργεια δέσμης πρωτονίων $E_p = 3.6$ MeV, με μονοκρύσταλο ανιχνευτή NaI(Tl) γεωμετρίας 4π και διαστάσεων $12'' \times 12''$. Σύμφωνα με αυτά που ειπώθηκαν, στο φάσμα εμφανίζονται δύο αθροιστικές κορυφές που σχετίζονται με την εν λόγω αντίδραση και συμβολίζονται ως $\gamma_{\Sigma 0}$ και $\gamma_{\Sigma 1}$ με ενέργειες 10.624 και 9.715 MeV, αντίστοιχα. Η $\gamma_{\Sigma 0}$ αποτελεί την αθροιστική κορυφή της αντίδρασης με ενέργεια από τη στάθμη εισόδου στη βασική κατάσταση ($E_{\Sigma 0} = E_{cm} + Q$), ενώ η $\gamma_{\Sigma 1}$ προέρχεται από την άθροιση των διαδοχικών φωτονίων που εκπέμπονται από τη στάθμη εισόδου μέχρι την πρώτη διεγερμένη στάθμη. Η στάθμη αυτή έχει χρόνο ημιζωής 15.66 s που είναι σημαντικά μεγαλύτερος από το χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή NaI με αποτέλεσμα η ενέργεια της κορυφής αυτής να ισούται με $E_{\Sigma 1} = E_{\Sigma 0} - 0.909$ MeV.

Στο φάσμα του σχήματος 2.2 εμφανίζονται επίσης κορυφές από παρασιτικές αντιδράσεις της δέσμης πρωτονίων με τους πυρήνες ^{18}O , ^{15}N και ^{19}F . Ακόμα παρατηρείται πως λόγω της ατελούς άθροισης των επιμέρους φωτονίων, η αθροιστική κορυφή συνοδεύεται από συνεχές υπόβαθρο Compton που κατά την ανάλυση πρέπει να αφαιρεθεί και σε ενέργεια ίση με $E_{\Sigma} - 511$ keV εμφανίζεται, συνήθως, στο φάσμα και η πρώτη διαφεύγουσα της αθροιστικής κορυφής (δίδυμη γέννηση).



Σχήμα 2.2: Πειραματικό φάσμα από μονοκρυστάλλο ανιχνευτή NaI της αναφοράς [Sp23] για την αντίδραση $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$.

Συνοψίζοντας, η μέθοδος των γωνιακά ολοκληρωμένων μετρήσεων πλεονεκτεί έναντι των άλλων κυρίως για τρεις λόγους. Πρώτον, απλουστεύεται η διαδικασία ανάλυσης των μετρήσεων, αφού ένα φαινομενικά πολύπλοκο ενεργειακό διάγραμμα μιας αντίδρασης σύλληψης καταλήγει σε μία μόνο κορυφή. Δεύτερον, χρησιμοποιούνται ανιχνευτές με μεγάλη ανιχνευτική ικανότητα και τρίτον, η αθροιστική κορυφή εμφανίζεται στο υψηλοενεργειακό τμήμα το φάσματος και έτσι δεν επικάθεται στο έντονο φυσικό υπόβαθρο που υπάρχει στο χαμηλοενεργειακό τμήμα. Από την άλλη μεριά, τα βασικά μειονεκτήματα της μεθόδου είναι ότι η εφαρμογή της προϋποθέτει την ύπαρξη ενός ανιχνευτή μεγάλου όγκου γεωμετρίας 4π , αλλά και η δυσκολία υπολογισμού της απόλυτης αθροιστικής ανιχνευτικής ικανότητας συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων, αντικείμενο μελέτης που αποτελεί τον βασικό σκοπό της εργασίας.

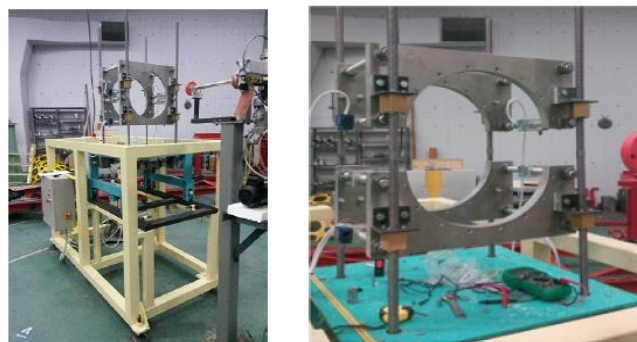
2.2 Η ανιχνευτική διάταξη «Νεοπτόλεμος» στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος»

Το ανιχνευτικό σύστημα «Νεοπτόλεμος» που είναι εγκατεστημένο το εργαστήριο Tandem του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος», πρόκειται για έναν ανόργανο αλκαλικό σπινθηριστή NaI(Tl), κυλινδρικού σχήματος, στερεάς γωνίας 4π και διαστάσεων $14'' \times 14''$ (μήκος x διάμετρος). Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3 ο ανιχνευτής είναι διαμερισμένος σε δύο μέρη και είναι τοποθετημένος μέσα σε ένα ανοξείδωτο πλαίσιο το οποίο έχει την δυνατότητα να κινεί μηχανικά τα δύο τμήματα του, πάνω και κάτω. Το πλαίσιο αυτό είναι τοποθετημένο με την σειρά του πάνω σε μια τροχήλατη βάση ώστε να μπορεί να μετακινείται. Για να τοποθετείται το υπό μελέτη δείγμα

μέσα στον ανιχνευτή υπάρχει κατά μήκος του μια κεντρική οπή διαμέτρου 32 mm. Για την ανίχνευση των ακτίνων γ , η συλλογή φθορισμού του ανιχνευτή γίνεται με χρήση τεσσάρων φωτοπολλαπλασιαστών, που είναι τοποθετημένοι στην πίσω πλευρά του κυλίνδρου και χωρίζονται ανά δύο για κάθε κομμάτι αντίστοιχα. Ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής διαθέτει δύο υποδοχές, μια για την εφαρμογή της υψηλής τάσης και μια για την έξοδο του σήματος, καθώς και ένα ποτενσιόμετρο για τη ρύθμιση της ενίσχυσης του.

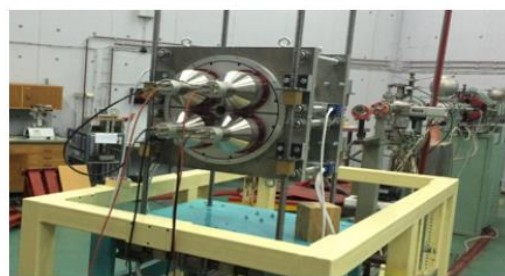
Η τάση λειτουργίας του ανιχνευτή είναι 750 V. Αρχικά ρυθμίζεται η ενίσχυση του σήματος του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή, έπειτα η ενίσχυση του κάθε ζεύγους φωτοπολλαπλασιαστών και τελικά τα δύο σήματα κατευθύνονται σε ένα φασματοσκοπικό ενισχυτή όπου και αθροίζονται. Μετά από κατάλληλη επεξεργασία και ενίσχυση, τα τρία σήματα από την έξοδο του ενισχυτή (δύο από το πάνω και κάτω μέρος και ένα από την άθροισή τους) οδηγούνται στην είσοδο τριών πολυκαναλικών αναλυτών και από εκεί καταλήγουν σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.4.

Στο σχήμα 2.5 αναπαριστάται η κάτοψη του ανιχνευτή με αναφορές στα υλικά κατασκευής και στις αντίστοιχες διαστάσεις τους. Οι ανιχνευτές μεγάλου όγκου και ειδικότερα οι σπινθηριστές NaI(Tl) παρουσιάζουν μεγάλη ευαισθησία στην φυσική ακτινοβολία [Kn15]. Για τον λόγο αυτό, τα υλικά που απαρτίζουν τον ανιχνευτή έχουν επιλεγθεί έτσι ώστε να μειώσουν όσο το δυνατό περισσότερο την επίδραση της ακτινοβολίας που έρχεται από έξω και ταυτόχρονα να αυξήσουν την απόδοση του ανιχνευτή για την ακτινοβολία που δέχεται από το κέντρο του.



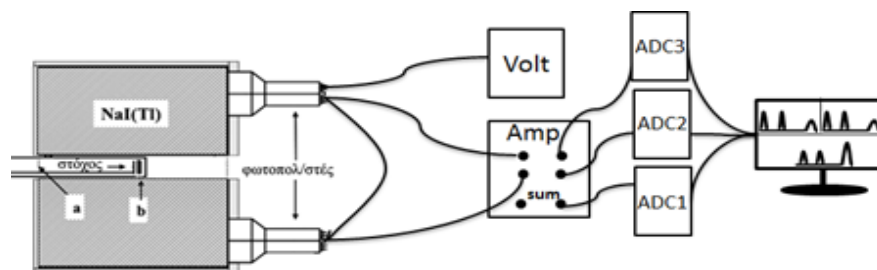
(α')

(β')



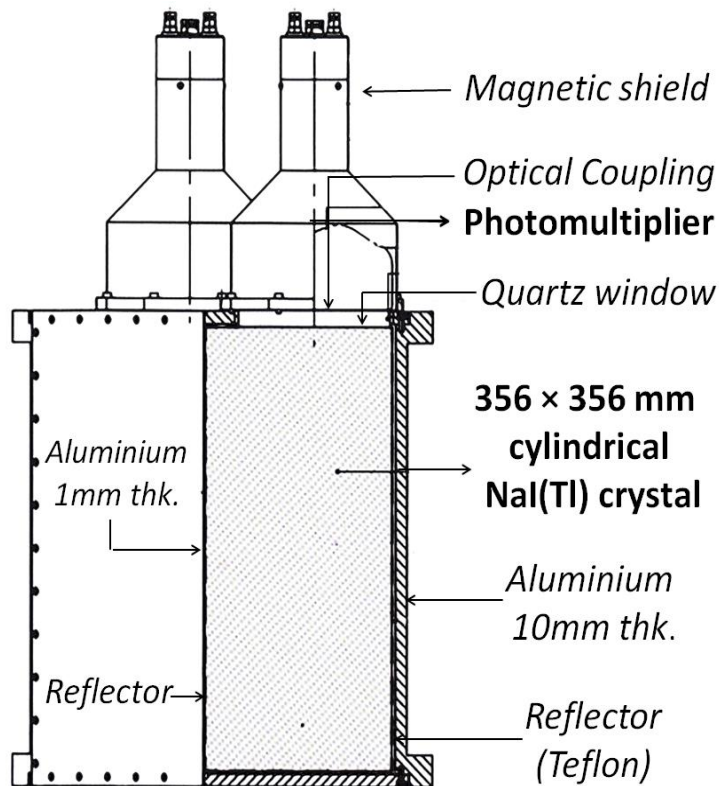
(γ')

Σχήμα 2.3: (α') Η βάση του ανιχνευτή ολόκληρη, (β') Το πλαίσιο πάνω στο οποίο τοποθετείται ο ανιχνευτής και (γ') Ο ανιχνευτής τοποθετημένος σε μια από τις γραμμές του εργαστηρίου.



Σχήμα 2.4: Η συνδεσμολογία της πειραματικής διάταξης

Αναλυτικότερα, το κύριο μέρος του ανιχνευτή αποτελείται από δύο ημικυλινδρικούς κρυστάλλους ιωδιούχου νατρίου με προσμίξεις θαλίου. Τα δύο κομμάτια συνθέτουν ένα κύλινδρο διαστάσεων 356 mm x 356 mm (μήκος x διάμετρος). Η αρχή λειτουργίας τέτοιων ανιχνευτών περιγράφεται στην επόμενη ενότητα. Το κάθε μέρος του κρυστάλλου περιβάλλεται εξωτερικά από αλουμίνιο πάχους 10 mm και ανάμεσα από τον κρύσταλλο και το αλουμίνιο παρεμβάλλεται ανακλαστήρας κατασκευασμένος από teflon πάχους 10 cm. Το εσωτερικό μέρος του ανιχνευτή αποτελείται για κάθε κομμάτι ξεχωριστά από αλουμίνιο πάχους 1mm και μέσα σε αυτό, από ανακλαστήρα πάχους 0.8 mm. Η δεξιά πλευρά του κυλίνδρου από έξω προς τα μέσα αποτελείται από αλουμίνιο πάχους 10 cm και από ανακλαστήρα πάχους 0.8 mm. Στην αριστερή πλευρά βρίσκονται οι τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές τύπου ETEL 9390 διαμέτρου 134 mm και έχει τοποθετηθεί μόνο αλουμίνιο πάχους 10 cm. Ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής θωρακίζεται από ένα φύλλο mu-metal⁷ για την προστασία τους από εξωτερικά μαγνητικά πεδία. Η φωτοκάθοδος του αποτελείται από χαλαζία, ένα υλικό με μικρό έργο εξόδου, έτσι ώστε να μετατρέπει με μεγάλη απόδοση ένα μέρος από τα χρήσιμα προσπίπτοντα φωτόνια σε ηλεκτρόνια. Μια πιο αναλυτική περιγραφή της αρχής λειτουργίας των ανόργανων ανιχνευτών NaI(Tl) και των φωτοπολλαπλασιαστών γίνεται στην παρακάτω ενότητα.



Σχήμα 2.5: Η κάτοψη του ανιχνευτή "Νεοπτώλεμος"

Η δεξιά πλευρά του κυλίνδρου από έξω προς τα μέσα αποτελείται από αλουμίνιο πάχους 10 cm και από ανακλαστήρα πάχους 0.8 mm. Στην αριστερή πλευρά βρίσκονται οι τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές τύπου ETEL 9390 διαμέτρου 134 mm και έχει τοποθετηθεί μόνο αλουμίνιο πάχους 10 cm. Ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής θωρακίζεται από ένα φύλλο mu-metal⁷ για την προστασία τους από εξωτερικά μαγνητικά πεδία. Η φωτοκάθοδος του αποτελείται από χαλαζία, ένα υλικό με μικρό έργο εξόδου, έτσι ώστε να μετατρέπει με μεγάλη απόδοση ένα μέρος από τα χρήσιμα προσπίπτοντα φωτόνια σε ηλεκτρόνια. Μια πιο αναλυτική περιγραφή της αρχής λειτουργίας των ανόργανων ανιχνευτών NaI(Tl) και των φωτοπολλαπλασιαστών γίνεται στην παρακάτω ενότητα.

2.2.1 Αρχή λειτουργίας σπινθηριστών NaI(Tl) και φωτοπολλαπλασιαστών

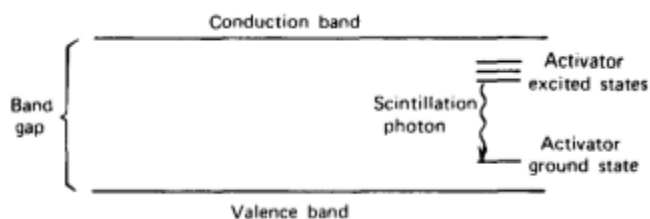
Η αλληλεπίδραση των φωτονίων κατά την διέλευση τους με την ύλη περιγράφεται κυρίως από τρεις μηχανισμούς [Le17]:

- Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
- Φαινόμενο Compton
- Δίδυμη γέννηση

⁷ Σιδηρομαγνητικά υλικά που επιτρέπουν την διάχυση μαγνητικών πεδίων κατά μήκος τους.

Στην γενικότερη περίπτωση, κατά την αλληλεπίδραση φωτονίων με τα υλικά του ανιχνευτή, ένα μέρος της ενέργειας που χάνουν τα φωτόνια προκαλεί ιονισμό ή διέγερση ατόμων ή ιόντων του μέσου, ανάλογα με την πιθανότητα των παραπάνω φαινομένων. Κατά την αποδιέγερση των ατόμων αυτών εκπέμπονται φωτόνια σχετικά με την ενέργεια που εναπόθεσε το σωματίδιο στο υλικό, ιδιότητα που χρησιμοποιείται στην ενεργειακή διεκρίνηση των ακτινοβολιών. Σε πολλά υλικά, η ακτινοβολία που εκπέμπουν απορροφάται από τα ίδια. Το πρόβλημα της ενδοαπορρόφησης αντιμετωπίζεται με την χρήση διηλεκτρικών υλικών που είναι διαφανή σε κάποιο τμήμα του φάσματος εκπομπής τους, έτσι ώστε τα παραγόμενα φωτόνια να μπορούν να διανύσουν αρκετή απόσταση μέσα σε αυτά χωρίς να απορροφηθούν. Τέτοια υλικά ονομάζονται *σπινθηριστές*. Ο ανιχνευτής «Νεοπτόλεμος» ανήκει στην κατηγορία των ανόργανων κρυσταλλικών σπινθηριστών [Kn15].

Σ' έναν ιοντικό κρύσταλλο η ηλεκτρονική δομή μπορεί να περιγραφεί με βάση την θεωρία των ζωνών στα κρυσταλλικά στερεά όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6. Σε μια απλουστευμένη περιγραφή, όταν ένα φωτόνιο εισέλθει μέσα στο κρύσταλλο δύο διαδικασίες μπορούν να συμβούν. Μπορεί ένα ηλεκτρόνιο να διεγερθεί από την ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας, δημιουργώντας έτσι ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο σε αυτή και μία οπή στη ζώνη σθένους. Επίσης μπορεί το ηλεκτρόνιο να διεγερθεί στη ζώνη διεγερτονίων, που βρίσκεται κάτω από την ζώνη αγωγιμότητας, δημιουργώντας ένα διεγερτόνιο δηλαδή ένα ζεύγος ηλεκτρονίου- οπής που μπορούν να κινούνται ελεύθερα στον κρύσταλλο. Εάν ο κρύσταλλος περιέχει προσμίξεις (στην περίπτωση του NaI είναι το Tl) με ενεργειακά επίπεδα που βρίσκονται στο ενεργειακό χάσμα, είναι δυνατόν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο ή μια ελεύθερη οπή ή ένα διεγερτόνιο να «παγιδευτεί» από ένα κέντρο προσμίξεως και να προκαλέσει την διέγερση του. Ακολούθως η αποδιέγερση του κέντρου προσμίξεως συνοδεύεται με την εκπομπή ενός φωτονίου με συχνότητα στο ορατό φως (φθορισμός) [Ts25].



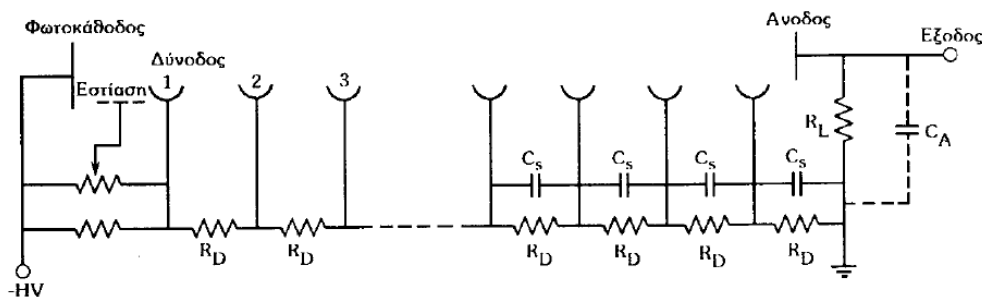
Σχήμα 2.6: Σχηματική παράσταση της δομής των ηλεκτρονικών ζωνών σ' ένα μονοκρυσταλλικό υλικό.

Από τα προηγούμενα προκύπτει ότι η ενέργεια του φωτονίου είναι αυτή που θα καθορίσει τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών που θα δημιουργηθούν και συνεπώς τον αριθμό των φωτονίων που θα παραχθούν. Στη συνέχεια τα φωτόνια αυτά προσπίπτουν στην φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή, η οποία αποτελείται από κράμα μικρού έργου εξόδου που αποτίθεται με εξάχνωση σε κάποιο υλικό διαφανές στο φως που εκπέμπει ο χρησιμοποιούμενος σπινθηριστής, μετατρέποντας έτσι ένα μέρος από τα προσπίπτοντα φωτόνια σε ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια μετά την φωτοκάθοδο οδηγούνται με ένα ηλεκτρόδιο εστίασης στην πρώτη δύνοδο από εκεί

στην δεύτερη κλπ μέχρι την άνοδο όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.8. Σε κάθε στάδιο τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται έτσι ώστε κατά την πρόσπτωσή τους στο επόμενο ηλεκτρόδιο να πολλαπλασιάζονται, ιδιότητα των υλικών των δυνόδων (SbCs για την συγκεκριμένη περίπτωση). Ο αριθμός των ηλεκτρονίων N^* που συλλέγονται στην άνοδο συνδέεται με τον αρχικό αριθμό των ηλεκτρονίων μέσω της σχέσης [Κη15]:

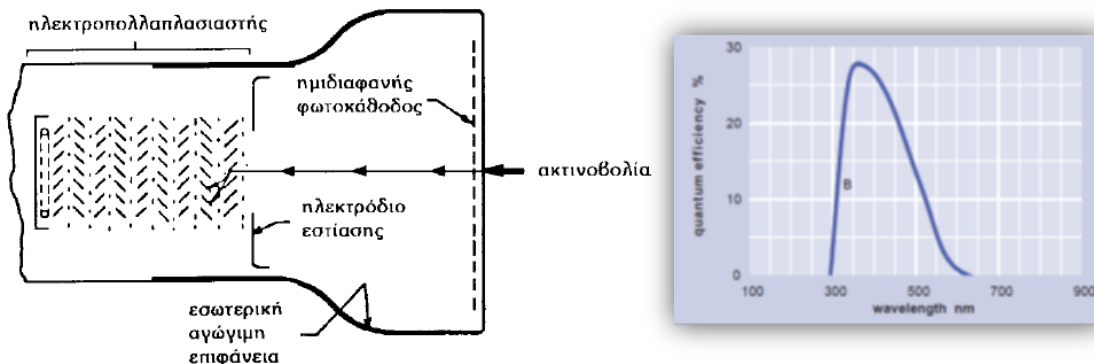
$$N^* = R^n N \tag{2.2}$$

όπου, R ο μέσος αριθμός ηλεκτρονίων που εκπέμπονται για κάθε ηλεκτρόνιο που προσπίπτει σε μία δύνοδο και n ο αριθμός των δυνόδων. Το ρεύμα που συλλέγεται μεταξύ της καθόδου και της ανόδου περνά μέσα από ένα κύκλωμα RC με μεγάλη σταθερά χρόνου και έτσι προκύπτει ο παλμός δυναμικού κατά την έξοδο. Ένα τυπικό κύκλωμα φωτοπολλαπλασιαστή φαίνεται στο σχήμα 2.7, για την περίπτωση που η φωτοκάθοδος τροφοδοτείται με αρνητική τάση.



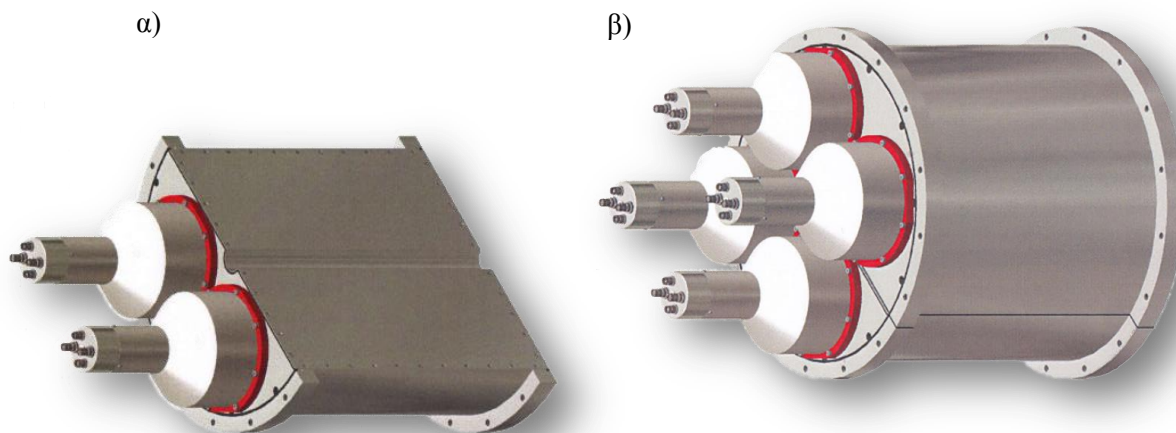
Σχήμα 2.7: Διαίρετες τάσης για την τροφοδοσία φωτοπολλαπλασιαστή. Η άνοδος γειώνεται μέσω μιας μικρής αντίστασης R» (50 Ω - 10 kΩ) και αρνητική υψηλή τάση στην κάθοδο.

Στο σχήμα 2.8 φαίνεται μία γραφική αναπαράσταση της λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή που χρησιμοποιείται στο ανιχνευτικό σύστημα «Νεοπτόλεμος». Ακόμα φαίνεται ένα τυπικό γράφημα της επί της εκατό κβαντικής απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή σε σχέση με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η κβαντική απόδοση αποτελεί τον μέσο αριθμό φωτοηλεκτρονίων που εκπέμπονται από την φωτοκάθοδο ανά προσπίπτον φωτόνιο.



Σχήμα 2.8: Λειτουργία φωτοπολλαπλασιαστή. Η γραφική παράσταση αναδεικνύει την % εξάρτηση της κβαντικής απόδοσης της φωτοκάθοδου σε σχέση με το μήκος κύματος της ακτινοβολίας που δέχεται.

Η πιο χαρακτηριστική ιδιότητα των ανιχνευτών NaI είναι η ικανότητα τους να μετατρέπουν την κινητική ενέργεια των φωτονίων που προσπίπτουν σε αυτούς, σε ανιχνεύσιμο φως για μεγάλο εύρος ενεργειών (απόδοση φωτός). Επίσης έχουν υψηλή πιθανότητα αλληλεπίδρασης με τα φωτόνια διότι είναι διαθέσιμοι σε μεγάλους όγκους και έχουν μεγάλη πυκνότητα υλικού. Το μεγαλύτερο ποσοστό αυτών των αλληλεπιδράσεων θα οδηγήσει σε ολική απορρόφηση της ακτίνας γάμμα (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο) λόγω του υψηλού ατομικού αριθμού του ιωδίου ($A=139$). Παρ' όλα αυτά, έχουν μικρή ενεργειακή διακριτική ικανότητα 5 - 10 % αφού η απαιτούμενη ενέργεια για τη δημιουργία ενός φωτοηλεκτρονίου από την κάθοδο είναι τάξεως των 300 eV [Ts25]. Στο σχήμα 2.9 φαίνεται μία γραφιστική αναπαράσταση του ανιχνευτή «Νεοπτόλεμος», α) μεμονωμένο το ένα κομμάτι από τα δύο και β) ολόκληρος. Στην επόμενη ενότητα παρουσιάζεται η λειτουργία του χρησιμοποιώντας ραδιενεργές πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co .

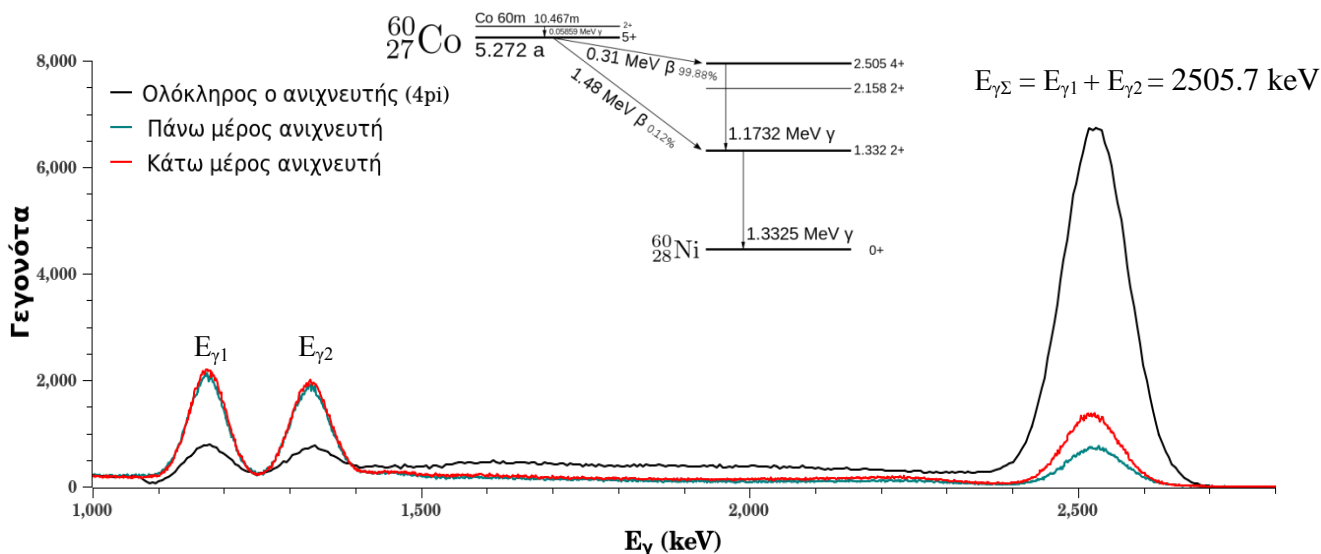


Σχήμα 2.9: Γραφιστική αναπαράσταση του ανιχνευτή «Νεοπτόλεμος». Στην πρώτη εικόνα αναπαριστάται ο μισός όγκος του ανιχνευτή και στη δεύτερη ο συνολικός όγκος.

2.2.2 Η λειτουργία του «Νεοπτόλεμου»

Όπως ήδη έχει αναφερθεί ο «Νεοπτόλεμος» έχει την ιδιότητα της άθροισης, δηλαδή όσα φωτόνια ανιχνεύονται σε χρόνο μικρότερο από τον χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή εμφανίζονται ως ένα με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους φωτονίων. Για να επιβεβαιωθεί αυτός ο ισχυρισμός αλλά και για να υπολογιστούν τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, όπως είναι η διακριτική ικανότητα, η απόλυτη ανιχνευτική απόδοση αθροιστικής κορυφής και η συνάρτηση απόκρισης, χρησιμοποιήθηκαν δύο ραδιενεργές πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co . Ένα τυπικό φάσμα του ανιχνευτή για την πηγή ^{60}Co τοποθετημένη στο κέντρο του φαίνεται στο σχήμα 2.10. Με γαλάζιο και κόκκινο χρώμα φαίνεται αριθμός των γεγονότων συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων για

το πάνω και κάτω μέρος αντίστοιχα και με μαύρο χρώμα φαίνεται το σήμα από ολόκληρο τον ανιχνευτή. Σε συμφωνία με όσα έχουν ειπωθεί, τα δύο διαδοχικά φωτόνια που εκπέμπονται από την πηγή ενέργειας $E_{\gamma 1} = 1173.2 \text{ keV}$ και $E_{\gamma 2} = 1332.5 \text{ keV}$ και για τις τρεις περιπτώσεις, αθροίζονται σε ενέργεια $E_{\gamma \Sigma} = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 2505.7 \text{ keV}$. Προφανώς, για την περίπτωση που ο ενεργός όγκος αποτελείται από όλο τον ανιχνευτή η πιθανότητα άθροισης των δύο φωτονίων αυξάνεται, αφού καλύπτεται από στερεά γωνία 4π . Για τον αντίστοιχο λόγο παρατηρείται αύξηση στην πιθανότητα ανίχνευσης των δύο φωτονίων ξεχωριστά, στις περιπτώσεις που ο ενεργός όγκος είναι ο μισός. Η μη προβλεπόμενη διαφορά στην αθροιστική κορυφή στο πάνω με το κάτω μέρος, οφείλεται στο ότι κατά την στερέωση της πηγής στο κέντρο του ανιχνευτή η πηγή ήταν λίγα χιλιοστά πιο κοντά στο κάτω μέρος.



Σχήμα 2.10: Φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή «Νεοπτόλεμος» για την ραδιενεργή πηγή ^{60}Co τοποθετημένη στο κέντρο του. Με γαλάζιο και κόκκινο χρώμα φαίνεται το φάσμα για το πάνω και κάτω μέρος αντίστοιχα και με μαύρο χρώμα φαίνεται το φάσμα από ολόκληρο τον ανιχνευτή.

Σε πρώτο χρόνο, οι πηγές που χρησιμοποιήθηκαν και τοποθετήθηκαν στο κέντρο του ανιχνευτή, από τη μία λόγω της υψηλής τους ενεργότητας (διασπάσεις/sec) και από την άλλη λόγω του μεγάλου όγκου και υψηλή απόδοσης του ανιχνευτή, δημιουργούσαν φαινόμενα νεκρού χρόνου. Νεκρός χρόνος ονομάζεται το φαινόμενο που κατά την επεξεργασία ενός παλμού από το ανιχνευτικό σύστημα, ο ανιχνευτής δέχεται ένα δεύτερο παλμό σε χρόνο μικρότερο από αυτόν που χρειάζεται για να ανακάμψει, με αποτέλεσμα να αλλοιώνεται η χρήσιμη πληροφορία. Για τις διορθώσεις του νεκρού χρόνου, συνήθως χρησιμοποιείται παλμογεννήτρια συχνοτήτων, αλλά για την περίπτωση της παρούσας εργασίας δεν κρίθηκε σκόπιμο. Για να ξεπεραστεί η δυσκολία αυτή, χρησιμοποιήθηκαν πηγές πολύ χαμηλότερης ενεργότητας. Οι ενεργότητες των νέων πηγών ήταν άγνωστες, πληροφορία που είναι απαραίτητη για τον υπολογισμό της ανιχνευτικής απόδοσης. Για το λόγο αυτό, οι ενεργότητες των νέων πηγών υπολογίστηκαν σε σχέση με τις πηγές γνωστής ενεργότητας, αντικείμενο που αποτέλεσε και την πρώτη εφαρμογή του ανιχνευτή.

Τοποθετώντας την κάθε πηγή (δύο ^{137}Cs και δύο ^{60}Co) ξεχωριστά σε απόσταση περίπου 60 cm μακριά από τον ανιχνευτή, υπολογίστηκε με προσαρμογή γκαουσιανής κατανομής και γραμμική αφαίρεση υποβάθρου, ο αριθμός των γεγονότων που αφορούσαν την αθροιστική κατανομή. Τα γεγονότα αυτά επειδή προέρχονται από διαδοχικές αποδιεγέρσεις αν κανονικοποιηθούν ως προς στον χρόνο μέτρησης, μπορούν να συγκριθούν ευθέως μεταξύ τους, αλλά και με την γνωστή ενεργότητα, αφού αναφέρονται στις ίδιες μονάδες αποδιεγέρσεις/sec. Μπορεί να υπολογιστεί δηλαδή η άγνωστη ενεργότητα A_α της πηγής σε σχέση με την γνωστή ενεργότητα $A_{\gamma\nu}$ από την σχέση:

$$A_\alpha = \left(\frac{R_{\alpha, \text{sum}}}{R_{\gamma\nu, \text{sum}}} \right) A_{\gamma\nu} \quad (2.3)$$

όπου, $R_{\alpha, \text{sum}}$ και $R_{\gamma\nu, \text{sum}}$ ο αριθμός των γεγονότων της αθροιστικής κορυφής ως προς τον χρόνο μέτρησης για την πηγή άγνωστης και γνωστής ενεργότητας αντίστοιχα. Στον πίνακα 2.2 φαίνονται τα αποτελέσματα αυτών των μετρήσεων.

Η απόλυτη ανιχνευτική απόδοση της αθροιστικής κορυφής υπολογίζεται από τον τύπο [Kn15]:

$$\varepsilon_\alpha = \frac{I_{\text{sum}}}{A_\alpha t P_{\alpha\pi}} \quad (2.4)$$

όπου, I_{sum} τα γεγονότα της αθροιστικής, t ο χρόνος μέτρησης και $P_{\alpha\pi}$ η πιθανότητα αποδιέγερσης της στάθμης. Στον πίνακα 2.2 δίνονται οι τιμές αυτών των ανιχνευτικών αποδόσεων για τις δύο πηγές αλλά και εκείνες των διακριτικών ικανοτήτων για κάθε κορυφή. Η κάθε κορυφή που εμφανίζεται στο φάσμα για μεγάλο αριθμό γεγονότων ακολουθεί κατανομή Gauss ύψους E_γ και ενεργειακού εύρους ΔE_γ (FWHM). Το εύρος αυτό οφείλεται σε διάφορους παράγοντες όπως για παράδειγμα, στην μεταβίβαση του φωτός στην φωτοκάθοδο, στην μετατροπή του φωτός σε ηλεκτρικό σήμα κ.α. Η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή ορίζεται από την σχέση [Kn15]:

$$R = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \quad (2.5)$$

Ακόμα η τυπική απόκλιση της κατανομής Gauss σχετίζεται με το εύρος από τον παρακάτω τύπο:

$$\delta = \frac{\Delta E_\gamma}{2.35} \quad (2.6)$$

Η εμπειρική σχέση της εξάρτησης της τυπικής απόκλισης από την ενέργεια είναι [Ts25]:

$$\delta = A\sqrt{E_\gamma} + BE_\gamma \quad (2.7)$$

όπου οι συντελεστές A,B εξαρτούνται από τον ανιχνευτή. Για τον συγκεκριμένο ανιχνευτή οι συντελεστές αυτοί, προσδιορίστηκαν έπειτα από προσαρμογή στις πειραματικές τιμές (πίνακας 2.2) τις τυπικής απόκλισης για κάθε κορυφή φωτονίων και τελικά η συνάρτηση απόκρισης προέκυψε:

$$\delta = 0.884\sqrt{E_\gamma} + 0.0014E_\gamma \quad (2.8)$$

Από παλιότερες εργασίες για ανιχνευτικά σύστημα τέτοιου τύπου, έχει φανεί πως υπολογισμός της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας της αθροιστικής κορυφής για την περίπτωση των πυρηνικών αντιδράσεων δεν είναι τετριμμένη. Το πολύπλοκο ενεργειακό διάγραμμα μιας αντίδρασης σύλληψης επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την λειτουργία του ανιχνευτή. Το πως εξαρτάται η ανιχνευτική απόδοση από τον τρόπο αποδιέγερσης των ακτίνων γάμμα από τον παραγόμενο πυρήνα αναδεικνύεται στις επόμενες παραγράφους.

Πίνακας 2.2: Χαρακτηριστικά των γκαουσιανών κορυφών που εμφανίζονται στο φάσμα, από τις ακτίνες γάμμα των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co . Ακόμα φαίνεται η απόλυτη ανιχνευτική απόδοση των αθροιστικών τους κορυφών ϵ_Σ .

Πηγή	E_γ (keV)	ΔE_γ (keV)	$\sigma_{\Delta E}$ (%)	R (%)	δ	ϵ_Σ (%)	σ_{ϵ_Σ} (%)
^{137}Cs	662	56.8	0.1	8.6	24.31	85	2
	1173	76.3	1.2	6.5	32.67	-	-
	1332	75.9	2	5.7	32.51	-	-
^{60}Co	2505	112.3	0.2	4.5	48.11	54	4

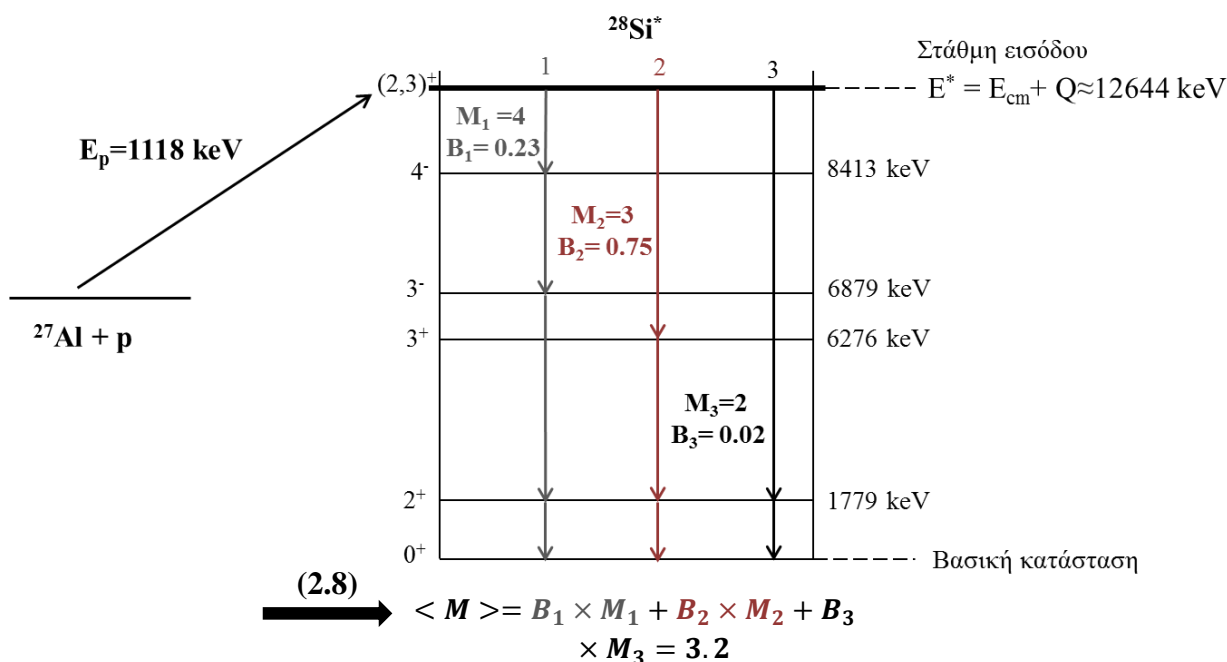
2.2.3 Εξάρτηση ανιχνευτικής ικανότητας του κρυστάλλου από την πολλαπλότητα των αποδιεγέρσεων γ

Η εύρεση της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης του ανιχνευτή NaI(Tl) σε σχέση με την ενέργεια των εκπεμπόμενων φωτονίων αποτελεί το αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας. Το γεγονός που κάνει ενδιαφέρον τον υπολογισμό της ανιχνευτικής ικανότητας, πέρα από ότι είναι απαραίτητη για τον υπολογισμό της ενεργούς διατομής όπως φαίνεται στην σχέση 2.1, είναι ότι εξαρτάται τόσο από την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής όσο και από την «πολλαπλότητα» (multiplicity) της αποδιέγερσης. Ο όρος πολλαπλότητα αναφέρεται στον συνολικό αριθμό διαδοχικών φωτονίων από τα οποία αποτελείται μια μετάβαση του διεγερμένου πυρήνα στην βασική του κατάσταση. Εάν, για παράδειγμα, μια αποδιέγερση αποτελείται από 3 διαδοχικά φωτόνια τα οποία αθροίζονται από τον ανιχνευτή NaI(Tl) τότε η πολλαπλότητα M της

αποδιέγερσης είναι $M=3$. Για τις περιπτώσεις των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co οι πολλαπλότητες είναι $M=1$ και $M=2$ αντίστοιχα. Πρέπει βέβαια να σημειωθεί ότι κατά τη μελέτη μιας πυρηνικής αντίδρασης, ο παραγόμενος πυρήνας αποδιεγείρεται με πολλές διαφορετικές αλληλουχίες αποδιεγέρσεων γ , κάθε μια από τις οποίες έχει τη δική της πολλαπλότητα. Στις περιπτώσεις αυτές πρέπει κανείς να χρησιμοποιεί τον όρο “μέση πολλαπλότητα” $\langle M \rangle$ η οποία υπολογίζεται με τη βοήθεια της σχέσης [Sp22]:

$$\langle M \rangle = \sum_i B_i M_i \quad (2.8)$$

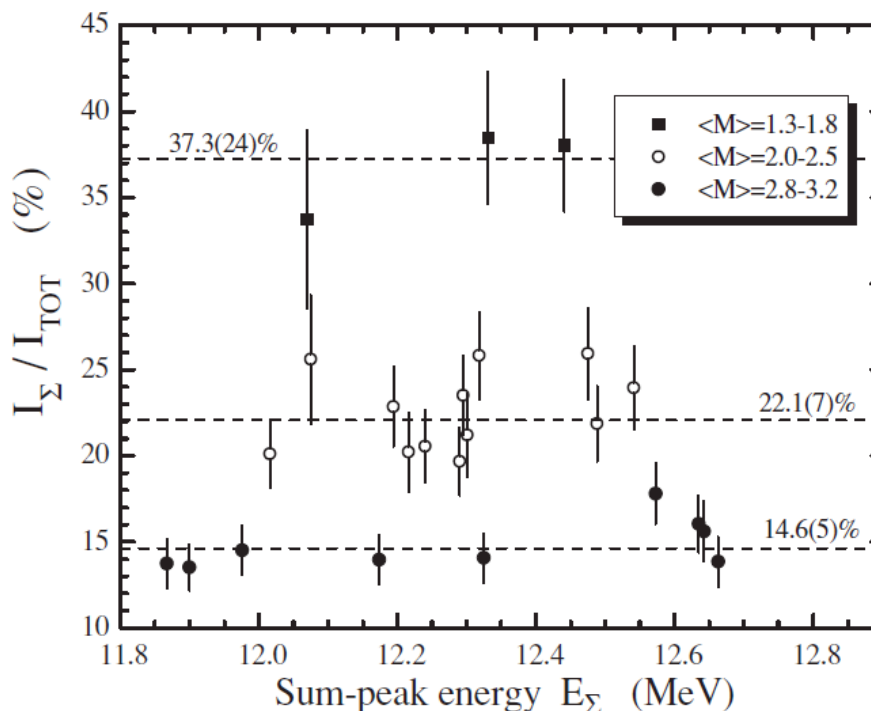
όπου M_i είναι η πολλαπλότητα της αλληλουχίας αποδιεγέρσεων i και B_i το γινόμενο των πιθανοτήτων μετάβασης των επιμέρους φωτονίων από τα οποία αποτελείται η αλληλουχία i . Για να γίνει πιο κατανοητό στο σχήμα 2.11 απεικονίζεται ένα μέρος του ενεργειακού διαγράμματος της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ για τον συντονισμό στα 1118 keV. Ακόμα αναγράφονται οι παραπάνω ποσότητες και γίνεται ένας τυπικός υπολογισμός της μέσης πολλαπλότητας.



Σχήμα 2.11: Ένα τυπικό διάγραμμα της αντίδρασης σύλληψης $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ για τον συντονισμό στα 1118 keV. Ακόμα αναγράφεται ο υπολογισμός της μέσης πολλαπλότητας σύμφωνα με την σχέση (2.8).

Η εξάρτηση της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης από την πολλαπλότητα μπορεί να αναδειχθεί με τη βοήθεια μετρήσεων και αναλύσεων που γίνανε σε παλαιότερες εργασίες [Ha12][Sp22]. Οι μετρήσεις περιελάμβαναν τον προσδιορισμό του πλάτους συντονισμού για 24 διαφορετικούς συντονισμούς της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ με χρήση παρόμοιας ανιχνευτικής διάταξης που βασίζεται σε μονοκρυσταλλο ανιχνευτή NaI(Tl) στερεάς γωνίας 4π [Ha12]. Από τις μετρήσεις αυτές, προσδιορίστηκε ο επί της εκατό λόγος της έντασης της αθροιστικής κορυφής σε σχέση με τη συνολική ένταση του φάσματος, I_2/I_{tot} (σχετική ανιχνευτική απόδοση)

και παρουσιάζεται στο σχήμα 2.12. Η μεγάλη διασπορά που παρουσιάζουν τα σημεία μέσα σε μια τόσο μικρή μεταβολή στην ενέργεια (1 MeV) μπορεί να εξηγηθεί με βάση τη διαφορετική μέση πολλαπλότητα του κάθε συντονισμού. Όπως παρατηρείται, τα πειραματικά σημεία κατανέμονται σε τρεις διαφορετικές ομάδες ανάλογα με την μέση πολλαπλότητα, με τα μαύρα τετράγωνα να αντιστοιχούν σε $\langle M \rangle = 1.3-1.8$ οι ανοιχτοί κύκλοι να αντιστοιχούν σε $\langle M \rangle = 2.0-2.5$ ενώ οι μαύροι κύκλοι σε $\langle M \rangle = 2.8-3.2$. Είναι λοιπόν φανερό ότι όσο η μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle$ αυξάνει τόσο ο λόγος $I_{\Sigma}/I_{\text{TOT}}$ μειώνεται, γεγονός που αντικατοπτρίζει τη μείωση της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης [Sp23].



Σχήμα 2.12: Γραφική παράσταση του λόγου $I_{\Sigma}/I_{\text{TOT}}$ ως προς την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής E_{Σ} για 24 συντονισμούς της αντίδρασης $-^{27}\text{Al}(\rho, \gamma)^{28}\text{Si}$. Τα σημεία χωρίζονται σε τρεις ομάδες: 1) Συντονισμοί με μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle = 1.3-1.8$ (μαύρα τετράγωνα), 2) $\langle M \rangle = 2.0-2.5$ (ανοιχτοί κύκλοι) και 3) $\langle M \rangle = 2.8-3.2$ (μαύροι κύκλοι) [Sp11].

Η παραπάνω πειραματική απόδειξη, αναδεικνύει το γεγονός πως για τη χρήση του συστήματος αυτού για μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης, επιβάλλεται ο προσδιορισμός της μέσης πολλαπλότητας της αντίδρασης για κάθε ενέργεια διέγερσης. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, για τις αντιδράσεις σύλληψης που λαμβάνουν χώρα κατά την αστροφυσική διεργασία p , ο παραγόμενος πυρήνας είναι διεγερμένος στο συνεχές όπου οι πιθανότητες αποδιέγερσης δεν είναι γνωστές. Για τον λόγο αυτό κρίνεται απαραίτητο, να βρεθεί μια εναλλακτική μέθοδος προσδιορισμού της μέσης πολλαπλότητας. Η μέθοδος αυτή επινοήθηκε και εφαρμόστηκε για πρώτη φορά στην εργασία της αναφοράς [Sp23] και ονομάστηκε μέθοδος in/out. Για το παρόν ανιχνευτικό σύστημα η λογική είναι παρόμοια και αναπτύσσεται στην επόμενη παράγραφο.

Μέθοδος $4\pi/half$

Η αρχή της μεθόδου $4\pi/half$ βασίζεται στο γεγονός ότι αθροιστικές κορυφές διαφορετικής πολλαπλότητας έχουν διαφορετική συμπεριφορά στη μεταβολή των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του συστήματος ανίχνευσης. Για να γίνει κατανοητός ο παραπάνω συλλογισμός παρατίθενται τα εξής παραδείγματα: Έστω μία πηγή ^{137}Cs που εκπέμπει ένα μονοενεργειακό φωτόνιο είναι τοποθετημένη στο κέντρο του ανιχνευτή NaI . Κατά την ακτινοβόληση του ανιχνευτή από την πηγή, συλλέγονται τρία φάσματα. Αν θεωρήσουμε πως η ένταση της φωτοκορυφής για ολόκληρο τον ανιχνευτή είναι $I_{4\pi}$, τότε λόγω της μεταβολής της στερεάς γωνίας ανίχνευσης, η ένταση της φωτοκορυφής που συλλέγεται από το πάνω (up) ή το κάτω (bottom) μέρος αναμένεται να ισούται με $I_{up\ or\ bottom} = I_{4\pi}/2$. Αναλυτικότερα, εφόσον η πηγή είναι ισοτροπική και η στερεά γωνία που καλύπτει το κάθε κομμάτι του ανιχνευτή είναι 2π , αφού το φωτόνιο ανιχνευτεί η πιθανότητα να έχει εναποθέσει την ενέργεια του στο πάνω ή στο κάτω μέρος είναι $P_\gamma=1/2$. Με την ίδια λογική για την περίπτωση της πηγής ^{60}Co που εκπέμπονται δύο διαδοχικά φωτόνια γ_1 και γ_2 (πολλαπλότητα $M=2$) η εν λόγω πιθανότητα θα ισούται με $P_\gamma = P_{\gamma_1} \times P_{\gamma_2} = 1/2 \times 1/2 = 1/4$ και αναμένεται ο λόγος των εντάσεων στο φάσμα να είναι $I_{up\ or\ bottom} = I_{4\pi}/4$. Εάν για κάποιο γνωστό λόγο υπάρχουν διαφορές στις εντάσεις των αθροιστικών κορυφών του κάτω και του πάνω μέρους, η ένταση μπορεί να υπολογιστεί από την μέση τιμή τους, δηλαδή $I_{half} = (I_{up} + I_{bottom})/2$. Σύμφωνα με τα παραπάνω, μπορεί να οριστεί ο λόγος $4\pi/half$:

$$R = \frac{I_{\Sigma}^{4\pi}}{I_{\Sigma}^{half}} \quad (2.9)$$

όπου για εκπομπή μονοενεργειακών φωτονίων έχει την τιμή $R = 2$. Στην περίπτωση όπου η πηγή ακτινών γ εκπέμπει δύο διαδοχικά φωτόνια τα οποία αθροίζονται από τον ανιχνευτή (πολλαπλότητα $M=2$), τότε ο λόγος R αναμένεται να έχει την τιμή $R = 2 \times 2 = 4$. Με την ίδια λογική, για πολλαπλότητες $M=3$ και $M=4$ ο λόγος R θα είναι $R = 2 \times 2 \times 2 = 8$ και $R = 2 \times 2 \times 2 \times 2 = 16$, αντίστοιχα. Σύμφωνα με τον παραπάνω συλλογισμό, γενικά για μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle$ ο λόγος $4\pi/half$ αναμένεται να έχει τη μορφή $R = 2^{\langle M \rangle}$. Για την πειραματική επιβεβαίωση αυτής της εμπειρική σχέσης, υπολογίστηκαν οι λόγοι R για τις πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co όπως φαίνεται στον πίνακα 2.3. Ακόμα στον πίνακα αυτό καταγράφονται τα προσομοιωμένα αποτελέσματα για τις παραπάνω πηγές αλλά και για τους τρεις συντονισμούς 992,1118,1317 keV της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ με τις αντίστοιχες μέσες πολλαπλότητες $\langle M \rangle$. Από την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων (Σχήμα 2.13) με την αναμενόμενη συνάρτηση της μορφής $R = a^{\langle M \rangle} + b$ όπου η σταθερά b θεωρείται αμελητέα προκύπτει:

$$R = 2.51(4)^{\langle M \rangle} \quad (2.10)$$

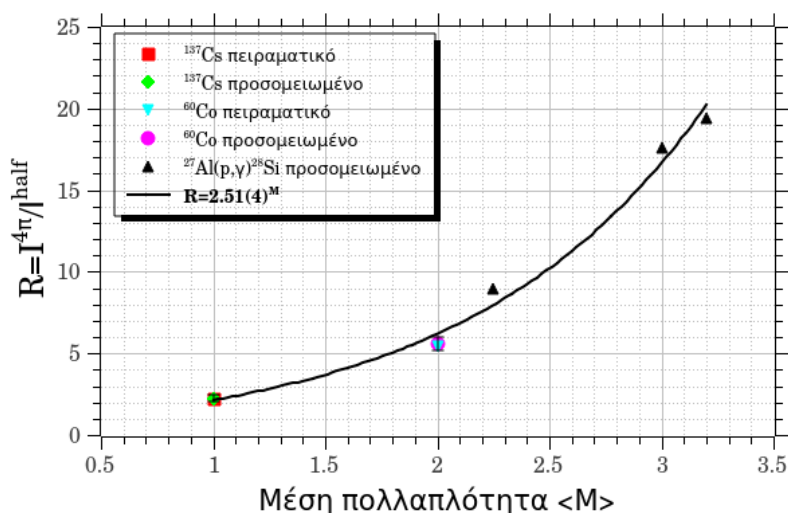
Από την σχέση αυτή μπορεί να εκτιμηθεί η μέση πολλαπλότητα μιας αντίδρασης, μόνο από τον υπολογισμό της έντασης της αθροιστικής κορυφής για όλο τον ανιχνευτή προς την ένταση της

αθροιστικής κορυφής για τον μισό. Βάσει της ιδιότητας αυτής, μπορεί να γίνει κατανοητή η επιλογή κατασκευής του ανιχνευτή σε δύο ξεχωριστά κομμάτια. Η παραπάνω διαδικασία αποτελεί την βαθμονόμηση συστήματος. Η διαφορά που παρατηρείται από την εμπειρική σχέση, θεωρείται πως οφείλεται σε δύο λόγους α) σε σκεδάσεις των φωτονίων στο αλουμίνιο του ανιχνευτή και β) στο ότι η γεωμετρία αποκλίνει λίγο από αυτή των 4π . Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί πως ο καθιερωμένος τρόπος βαθμονόμησης γίνεται με πυρηνικές αντιδράσεις γνωστής μέσης πολλαπλότητας, διαδικασία που αναμένεται να βελτιώσει τα αποτελέσματα της σχέσης 2.10.

Πίνακας 2.3: Πειραματικά και προσομοιωμένα αποτελέσματα για τις ραδιενεργές πηγές και αντιδράσεις που χρησιμοποιήθηκαν για τη βαθμονόμηση της μεθόδου $4\pi/\text{half}$, όπου παρουσιάζεται η ενέργεια κάθε συντονισμού, η μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle$, καθώς και ο μετρούμενος λόγος R_{sim} για τις προσομοιώσεις και R_{exp} για το πείραμα.

Αντίδραση/πηγή	E_{beam} (keV)	$\langle M \rangle$	R_{sim}	R_{exp}
^{137}Cs	-	1	2.2	2.2 ± 0.2
^{60}Co	-	2	5.4	5.6 ± 0.4
$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$	992	2.25	9	-
	1317	3	17.6	-
	1118	3.2	19.4	-

Γνωρίζοντας τη μέση πολλαπλότητα είναι δυνατός ο υπολογισμός της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης του συστήματος. Ο υπολογισμός αυτός πραγματοποιήθηκε στην παρούσα εργασία με τη βοήθεια προσομοίωσης Monte Carlo μέσω του προγράμματος Geant4 και η λειτουργία του προγράμματος επιβεβαιώθηκε από τη σύγκριση του με τα πειραματικά αποτελέσματα των ραδιενεργών πηγών. Πριν γίνει η περιγραφή στον τρόπο υπολογισμού της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας της αθροιστικής κορυφής, στο επόμενο κεφάλαιο γίνεται μία μικρή αναφορά στο λογισμικό πακέτο Geant4 που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση του «Νεοπτόλεμου».



Σχήμα 2.12: Γραφική παράστασή της εξάρτησης του λόγου R από τη μέση πολλαπλότητα $\langle M \rangle$.

Κεφάλαιο 3ο

Προσομοίωση ανιχνευτή με το λογισμικό πακέτο Geant4 και αποτελέσματα

3.1 Το λογισμικό πακέτο Geant4



Το Geant4 είναι ένα ανοιχτό πακέτο Monte Carlo λογισμικού που χρησιμοποιείται για την προσομοίωση της διέλευσης σωματιδίων μέσα από την ύλη. Ο όρος ανοιχτό πακέτο αναφέρεται στο ότι ο πηγαίος κώδικας (source code) είναι διαθέσιμος στο ευρύ κοινό για χρήση ή τροποποίηση. Αξίζει να σημειωθεί πως ο ανοιχτός κώδικας «βλάστησε» στην τεχνολογική κοινότητα ως μια απάντηση στο ιδιόκτητο λογισμικό των εταιριών. Η μέθοδος Monte Carlo αποτελεί μία στοχαστική διαδικασία όπου με τη χρήση τυχαίων αριθμών και με κατάλληλη στατιστική, μπορεί να προσεγγίσει λύσεις σε διάφορα προβλήματα. Το Geant4 είναι ο διάδοχος των προγραμμάτων GEANT (από το ακρωνύμιο Geometry ANd Tracking), τα οποία ξεκίνησαν να αναπτύσσονται το 1974 για το CERN με τη συνεργασία φυσικών και προγραμματιστών από διάφορα πανεπιστήμια και ερευνητικά κέντρα του κόσμου, με στόχο την προσομοίωση πειραμάτων Φυσικής Υψηλών Ενεργειών. Σε αντίθεση με τα υπόλοιπα λογισμικά GEANT μέχρι την έκδοση 3.21 που ήταν γραμμένα σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN, το Geant4 ξεκίνησε να αναπτύσσεται το 1994 και σε C++ με αντικειμενοστραφή σχεδιασμό. Σήμερα εκτός από τη Φυσική Υψηλών Ενεργειών χρησιμοποιείται και σε άλλα επιστημονικά πεδία όπως η Πυρηνική Φυσική, η Ιατρική Φυσική και η Διαστημική Τεχνολογία [Ge11].

Το λογισμικό πακέτο Geant4 επιτρέπει στο χρήστη-προγραμματιστή να υλοποιήσει το δικό του εικονικό πείραμα με πολύ μεγάλη ακρίβεια, καθώς περιλαμβάνει όλα τα στοιχεία για τη προσομοίωση του πειράματος [Ge11]:

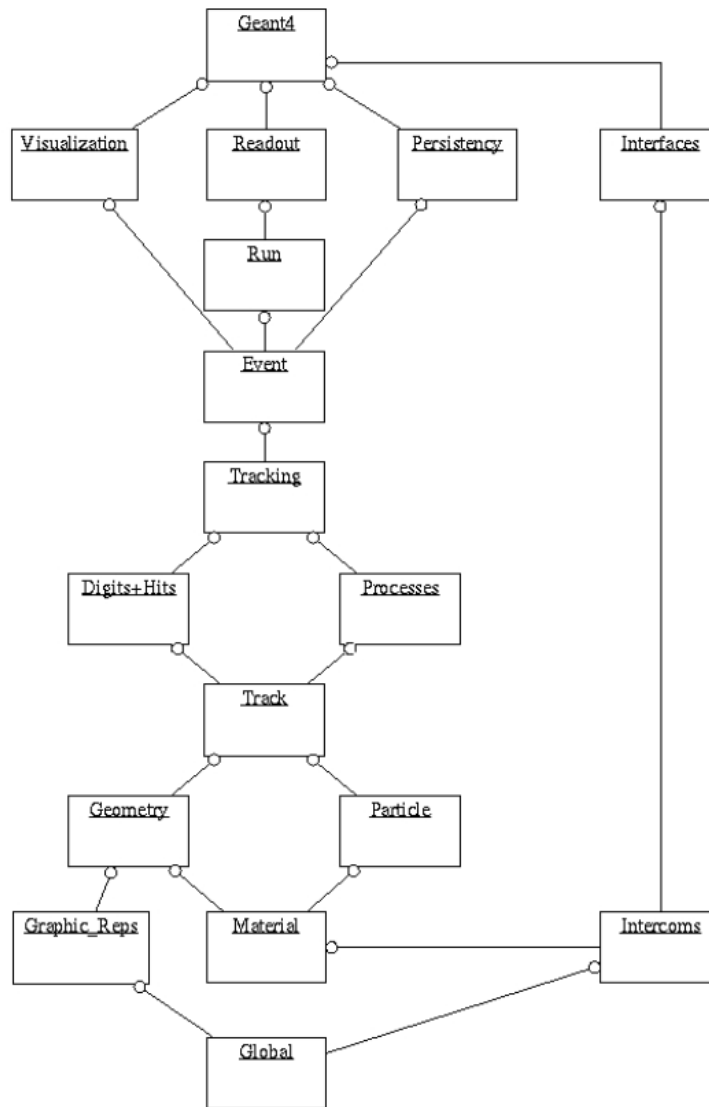
- τη γεωμετρία της διάταξης
- τα υλικά που περιλαμβάνονται
- τα σωματίδια που ενδιαφέρουν τον χρήστη
- την παραγωγή πρωταρχικών γεγονότων από την πηγή
- την παρακολούθηση των σωματιδίων μέσα από τα διάφορα υλικά και ηλεκτρομαγνητικά πεδία
- τις φυσικές αντιδράσεις που πραγματοποιούνται κατά την αλληλεπίδραση των σωματιδίων με την ύλη
- τα τμήματα των ανιχνευτών
- την παραγωγή γεγονότων
- την αποθήκευση των δεδομένων από τα γεγονότα
- την οπτικοποίηση των ανιχνευτών και των τροχιών των σωματιδίων
- τη συλλογή και ανάλυση των δεδομένων της προσομοίωσης.

Όπως ήδη έχει αναφερθεί, το Geant4 είναι γραμμένο σε C++, μια αντικειμενοστραφή γλώσσα προγραμματισμού. Στον αντικειμενοστραφή προγραμματισμό τα αντικείμενα υλοποιούνται από κλάσεις, και κάθε ένα από αυτά φέρει συγκεκριμένα χαρακτηριστικά (πεδία). Οι κλάσεις συνδέονται με άλλες μέσω των ιδιοτήτων της κληρονομικότητας. Αυτό δίνει στο χρήστη τη δυνατότητα να διαμορφώσει μια κλάση όπως επιθυμεί χωρίς όμως να επηρεάσει τις υπόλοιπες, καθιστώντας έτσι και τη διόρθωση του κώδικα πιο εύκολη. Το Geant4 αποτελείται από μια πληθώρα κλάσεων ήδη υλοποιημένων από τους προγραμματιστές του Geant4 Collaboration. Πρόκειται για κλάσεις που κατασκευάζουν σωματίδια, γεωμετρικά σχήματα, ιδιότητες υλικών και άλλα αντικείμενα, τα οποία ο χρήστης δεν συνίσταται να πειράξει. Για παράδειγμα, η κλάση που κατασκευάζει ένα αντικείμενο του τύπου φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ή ένα αντικείμενο της κλάσης φωτόνιο που πραγματοποιούνται υπό τις ίδιες προϋποθέσεις σε οποιοδήποτε πείραμα, δεν πρέπει να υποστούν αλλαγές [Ge11].

Στο Σχήμα 3.1 παρουσιάζονται οι κατηγορίες των υλοποιημένων κλάσεων του Geant4 και ο τρόπος ιεράρχησης τους. Οι κατηγορίες στο κάτω μέρος του διαγράμματος είναι αυτές που χρησιμοποιούνται από όλες τις υπόλοιπες και αποτελούν την βάση του λογισμικού.

Η πρώτη κατηγορία κλάσεων, Global, αποτελείται από τις κλάσεις που καθορίζουν τις μονάδες μέτρησης, παγκόσμιες σταθερές και τις γεννήτριες παραγωγής τυχαίων αριθμών. Οι κατηγορίες Particle και Material περιγράφουν τα φυσικά χαρακτηριστικά σωματιδίων και υλικών για την προσομοίωση των αλληλεπιδράσεων σωματιδίου-υλικού, ενώ η Geometry δίνει τη δυνατότητα περιγραφής γεωμετρικών δομών και αναπαράγει τα σωματίδια που διέρχονται μέσα σε αυτές. Πάνω από αυτές τοποθετούνται οι κατηγορίες εκείνες που περιγράφουν τις τροχιές των σωματιδίων και τις φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα. Η Track περιέχει κλάσεις για τις τροχιές και τα βήματα (steps) των σωματιδίων, πληροφορία που χρησιμοποιούνται από την κατηγορία Processes για να υλοποιήσει τις φυσικές αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων με την ύλη. Σε αυτό το σημείο είναι προφανείς οι σχέσεις κληρονομικότητας καθώς για να εξαχθεί η τροχιά και να υπολογισθούν οι φυσικές αλληλεπιδράσεις στη συνέχεια θα πρέπει να είναι γνωστό το είδος του σωματιδίου και τα υλικά από τα οποία διέρχεται. Οι κλάσεις της Digits+Hits είναι αυτές που υπολογίζουν τις κρούσεις των σωματιδίων στην ύλη καθώς και την ενέργεια που εναπόθεσαν σε αυτή. Οι Processes καλούνται από την Tracking που χειρίζεται τη συμβολή τους στην τροχιά και παρέχει στους ανιχνευτές (sensitive detectors) τις κατάλληλες πληροφορίες για τις κρούσεις που έγιναν. Ακόμα πιο πάνω τοποθετείται η κατηγορία Event, που χειρίζεται κάθε γεγονός ανάλογα με τις τροχιές που δημιουργούνται. Ως ένα event το Geant4 αντιλαμβάνεται το πρωταρχικό γεγονός, αυτό δηλαδή που ξεκίνησε από την πηγή μαζί με όλα τα δευτερεύοντα σωματίδια που παράγονται κατά τη διέλευσή του από τα διάφορα υλικά. Ακόμα πιο πάνω η Run διαχειρίζεται τη συλλογή των events και είναι υπεύθυνη για την έρξη και την λήξη του προγράμματος. Τέλος η Readout χειρίζεται τα δεδομένα που προκύπτουν από τα προηγούμενα. [Ge11]

Τρεις ακόμα κατηγορίες κλάσεων, η Visualization, η Persistency και η Interface δίνουν τη δυνατότητα γραφικής απεικόνισης του εικονικού πειράματος, και επικοινωνίας με τον χρήστη [Ge11]. Η έκδοση του Geant4 που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία είναι η 10.04 (p.02).



Σχήμα 3.1: Οι κατηγορίες των υλοποιημένων κλάσεων του Geant4 και η ιεράρχησή τους.

3.2 Η προσομοίωση του ανιχνευτή «Νεοπτόλεμος»

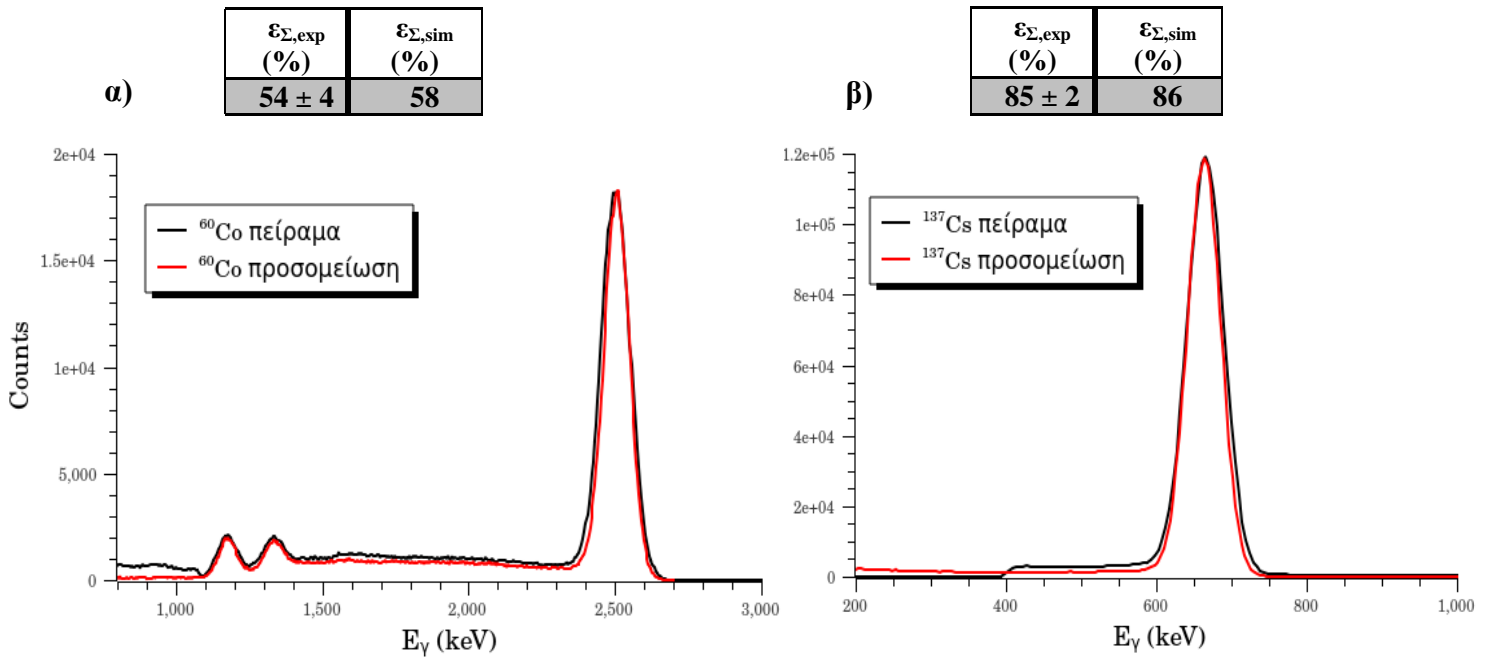
Η έως τώρα διερεύνηση του ανιχνευτικού συστήματος έχει αναδείξει την ανάγκη ανάπτυξης ενός κώδικα, που θα έχει ως σκοπό τον υπολογισμό της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης για ένα εύρος ενεργειών και για διάφορες τιμές μέσης πολλαπλότητας. Για την

εμπιστοσύνη των υπολογισμών αυτών, είναι απαραίτητο να γίνει σύγκριση των προσομοιωμένων αποτελεσμάτων σε σχέση με τα πειραματικά που παρήχθησαν για τις ραδιενεργές πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co . Για την εξομοίωση μιας ραδιενεργής πηγής με το πρόγραμμα Geant4 είναι απαραίτητη η εισαγωγή ενός αρχείου (.txt) κατά την έναρξη του κώδικα. Το αρχείο αυτό αποτελείται από τις ενέργειες των διαδοχικών φωτονίων που εκπέμπονται από την αποδιέγερση του ραδιενεργού πυρήνα και από την συνολική πιθανότητα αποδιέγερσης της μετάβασης. Ως γεγονός (event) λοιπόν, ορίζεται ο πρωταρχικός αριθμός φωτονίων, τα οποία αποτελούν διαδοχικές αποδιεγέρσεις του ραδιενεργού πυρήνα από τη διεγερμένη στάθμη στη βασική του κατάσταση, με το άθροισμα της ενέργειας των φωτονίων αυτών να είναι πάντα ίσο με την ενέργεια διέγερσης. Για παράδειγμα, η αποδιέγερση της πηγής του ^{60}Co πραγματοποιείται με πιθανότητα 99.9%, μέσω της εκπομπής δύο διαδοχικών φωτονίων ενέργειας 1173.2 και 1332.5 keV. Η αποδιέγερση αυτή χαρακτηρίζεται από πολλαπλότητα $M=2$. Σύμφωνα με τα παραπάνω το αρχείο εισόδου για την περίπτωση αυτή, θα αποτελείται από μία σειρά τριών διαφορετικών στοιχείων, όπου το πρώτο στοιχείο της σειράς θα αναφέρεται στην πιθανότητα αποδιέγερσης (0.999) και τα άλλα δύο στοιχεία της ίδιας σειράς θα αποτελούν τις ενέργειες των διαδοχικών φωτονίων 1173.2 και 1332.5 αντίστοιχα. Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης αυτής έδωσε το φάσμα που παρουσιάζεται με κόκκινη γραμμή στο σχήμα 3.2 α) το οποίο βρίσκεται σε αρκετά καλή συμφωνία με το αντίστοιχο πειραματικό φάσμα.

Στο Σχήμα 3.6 φαίνεται η γραφιστική απεικόνιση του ανιχνευτή έτσι όπως εξάγεται από το Geant4. Με διαφορετικά χρώματα φαίνονται τα διαφορετικά υλικά που τον απαρτίζουν. Στην εικόνα β) αναπαριστάται η προσομοιωμένη λειτουργία του για 100 αποδιεγέρσεις της πηγής ^{60}Co . Μια σύντομη περιγραφή της δομής και της λειτουργίας του κώδικα γίνεται στο τέλος του κεφαλαίου.

Σύγκριση των προσομοιωμένων αποτελεσμάτων με τα πειραματικά

Ο πρώτος έλεγχος του προγράμματος προσομοίωσης έγινε με προσομοίωση φασμάτων ραδιενεργών πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co . Στο σχήμα 3.2 παρουσιάζεται η σύγκριση μεταξύ των πειραματικών και προσομοιωμένων φασμάτων της πηγής ^{60}Co στο α) και της πηγής ^{137}Cs στο β) τοποθετημένες στο κέντρο του ανιχνευτή. Τα προσομοιωμένα φάσματα παρήχθησαν για αριθμό γεγονότων 500000 και κανονικοποιήθηκαν ως προς τον αριθμό των counts σε σχέση με τα πειραματικά, στα οποία έχει γίνει αφαίρεση του υποβάθρου. Ως counts αναφέρονται τα γεγονότα που εναπόθεσαν ενέργεια στον ανιχνευτή. Οι τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης της άθροισης για τις προσομοιώσεις υπολογίστηκε από την σχέση $\epsilon_{\Sigma, sim} = \frac{I_{\Sigma}}{500000}$.



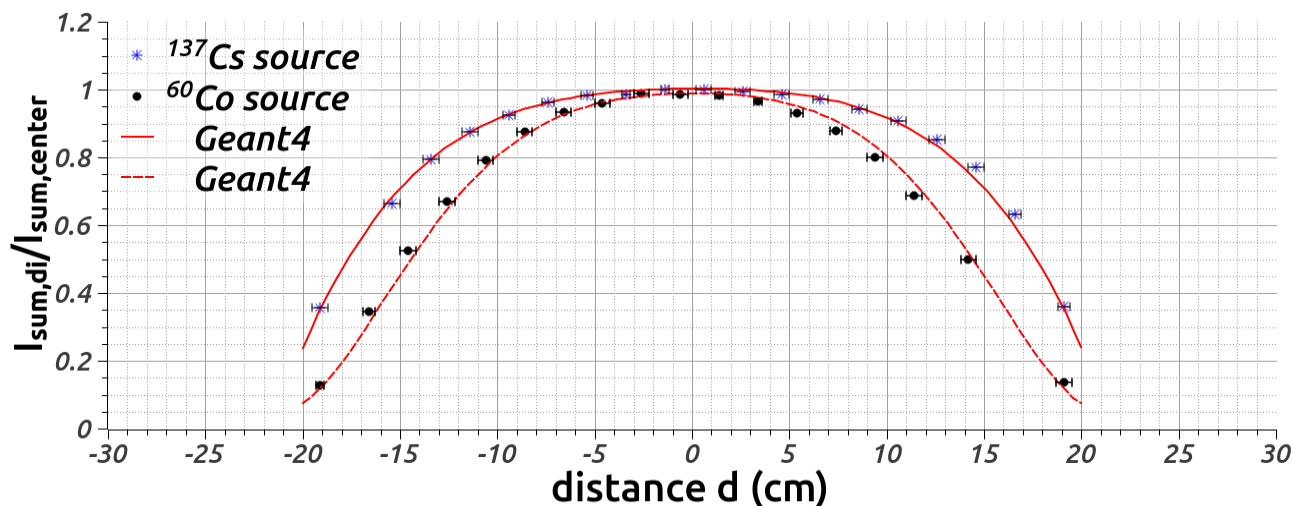
Σχήμα 3.2: Σύγκριση πειραματικών (μαύρη γραμμή) και προσομοιωμένων (κόκκινη γραμμή) φασμάτων για τις πηγές ¹³⁷Cs και ⁶⁰Co. Αναγράφονται επίσης οι τιμές της απόλυτης ανιχνευτικής απόδοσης της αθροιστικής κορυφής για κάθε περίπτωση.

Σύμφωνα με το παραπάνω σχήμα, παρατηρείται αρκετά καλή συμφωνία μεταξύ της προσομοίωσης και του πειράματος. Για την επιβεβαίωση της πρότασης αυτής, στον πίνακα 3.1 καταγράφονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης των κορυφών του ⁶⁰Co που εμφανίζονται στο πειραματικό και στο προσομοιωμένο φάσμα. Πιο συγκεκριμένα καταγράφεται ο επί της εκατό λόγος της έντασης της κάθε μεμονωμένης κορυφής I_{γ_i} που προέρχεται από την αποδιέγερση μίας στάθμης, προς την ένταση της αθροιστικής κορυφής $I_{\gamma_{\Sigma}}$ για την κάθε περίπτωση. Ακόμα υπολογίζεται επί της εκατό λόγος $\frac{I_{\gamma_1} + I_{\gamma_2}}{I_{\gamma_{\Sigma}}}$. Η συμφωνία των λόγων αυτών, εκφράζει ότι προσομοίωση και πείραμα έχουν σχεδόν ίδια πιθανότητα άθροισης.

Πίνακας 3.1: Αποτελέσματα των λόγων των εντάσεων των κορυφών για την προσομοίωση και το πείραμα.

⁶⁰ Co	experimental	simulated
$\frac{I_{\gamma_1}}{I_{\gamma_{\Sigma}}}$	6.29 %	6.64 %
$\frac{I_{\gamma_2}}{I_{\gamma_{\Sigma}}}$	4.72 %	4.70 %
$\frac{I_{\gamma_1} + I_{\gamma_2}}{I_{\gamma_{\Sigma}}}$	11 %	11.1 %

Για την περαιτέρω σύγκριση, αλλά και για τον έλεγχο της συμμετρίας του ανιχνευτικού συστήματος, υπολογίστηκε ο λόγος της έντασης της αθροιστικής κορυφής των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co , για διάφορες αποστάσεις από το κέντρο του ανιχνευτή και κατά μήκος του άξονα του, $I_{\text{sum},d}$, προς την ένταση της αθροιστικής κορυφής στο κέντρο του ($d=0$), $I_{\text{sum,center}}$. Τα προσομοιωμένα και πειραματικά αποτελέσματα της παραπάνω διαδικασίας φαίνονται στο σχήμα 3.3 και παρατηρείται πολύ καλή συμφωνία, όπως και η λειτουργία του ανιχνευτή φαίνεται να είναι ίδια για την δεξιά και αριστερή πλευρά. Με κόκκινη συνεχής και διακεκομμένη γραμμή αναπαριστάται η κατανομή των σημείων για τις προσομοιώσεις των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co αντίστοιχα.

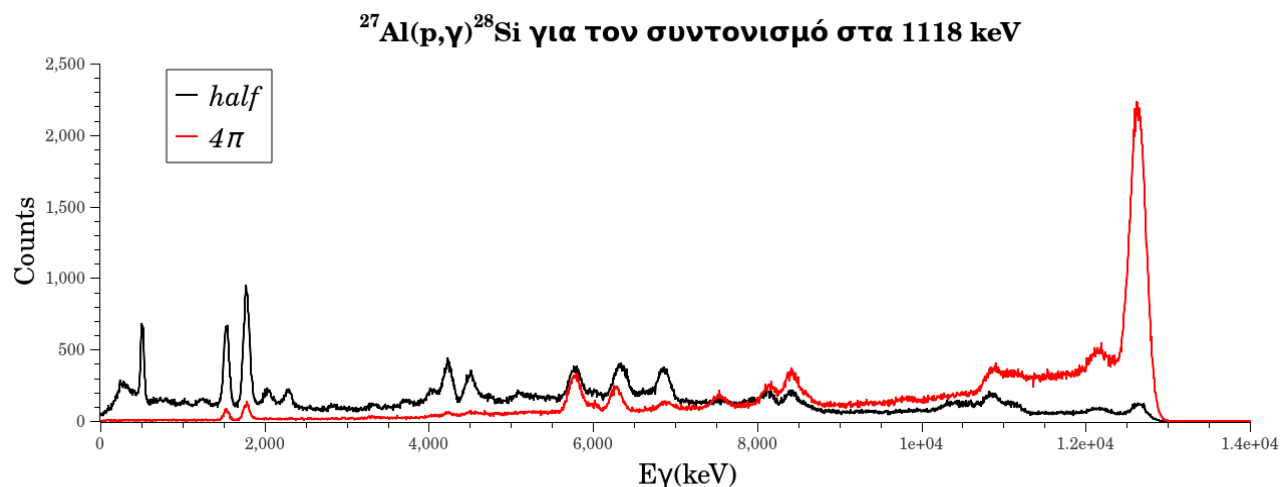


Σχήμα 3.3: Ο λόγος της έντασης της αθροιστικής κορυφής των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co , για διάφορες αποστάσεις από το κέντρο του ανιχνευτή και κατά μήκος του άξονα του, $I_{\text{sum},d}$, προς την ένταση της αθροιστικής κορυφής στο κέντρο του ($d=0$), $I_{\text{sum,center}}$. Με κόκκινη συνεχής και διακεκομμένη γραμμή αναπαριστάται η κατανομή των σημείων για τις προσομοιώσεις των πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co .

Προσομοίωση μιας αντίδρασης σύλληψης

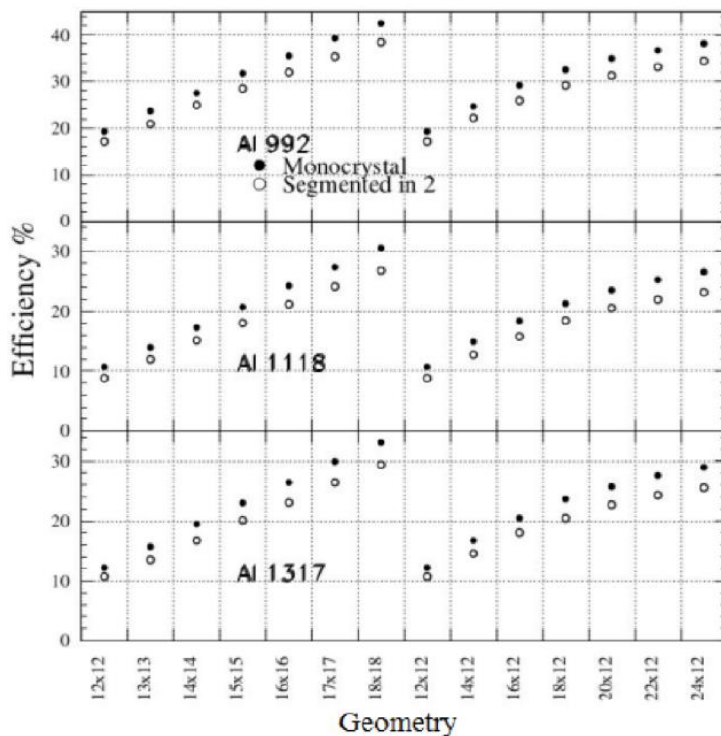
Η προσομοίωση μιας πυρηνικής αντίδρασης σύλληψης, απαιτεί την εισαγωγή ενός πιο σύνθετου αρχείου εισόδου από αυτά των ραδιενεργών πηγών. Το αρχείο αυτό, αποτελείται από διαφορετικές σειρές που αντιστοιχούν στις διαφορετικές πιθανότητες της κάθε μετάβασης που έχει ο παραγόμενος πυρήνας να αποδειγερθεί από την στάθμη εισόδου στην βασική του κατάσταση. Η κάθε σειρά αποτελείται από έναν αριθμό στηλών που αντιστοιχούν στις ενέργειες των φωτονίων που απαρτίζεται η κάθε μετάβαση (πολλαπλότητα μετάβασης). Τα διαγράμματα αποδιέγερσης που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία για την αντίδραση $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, αποτελούν δεδομένα της εργασίας των Meyer et al. [Me18]. Στο σχήμα 3.4 φαίνεται το εξομοιωμένο φάσμα της αντίδρασης αυτής για τον συντονισμό στα 1118 keV όπου με κόκκινη γραμμή αναπαριστάται το φάσμα από ολόκληρο τον ανιχνευτή (4π) και με μαύρη για τον μισό (half). Το ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του παραγόμενου πυρήνα της παραπάνω

αντίδρασης περιλαμβάνει περισσότερους από 20 διαφορετικούς τρόπους αποδιέγερσης. Ένα τόσο πολύπλοκο ενεργειακό διάγραμμα, δημιουργεί επίσης ένα πολύπλοκο φάσμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4. Στο φάσμα αυτό, εμφανίζονται κορυφές από τα επιμέρους μονοενεργειακά φωτόνια, από την ολική άθροιση των διαδοχικών φωτονίων (αθροιστική κορυφή) και όλες οι δυνατές ενδιάμεσες περιπτώσεις ατελούς άθροισης.

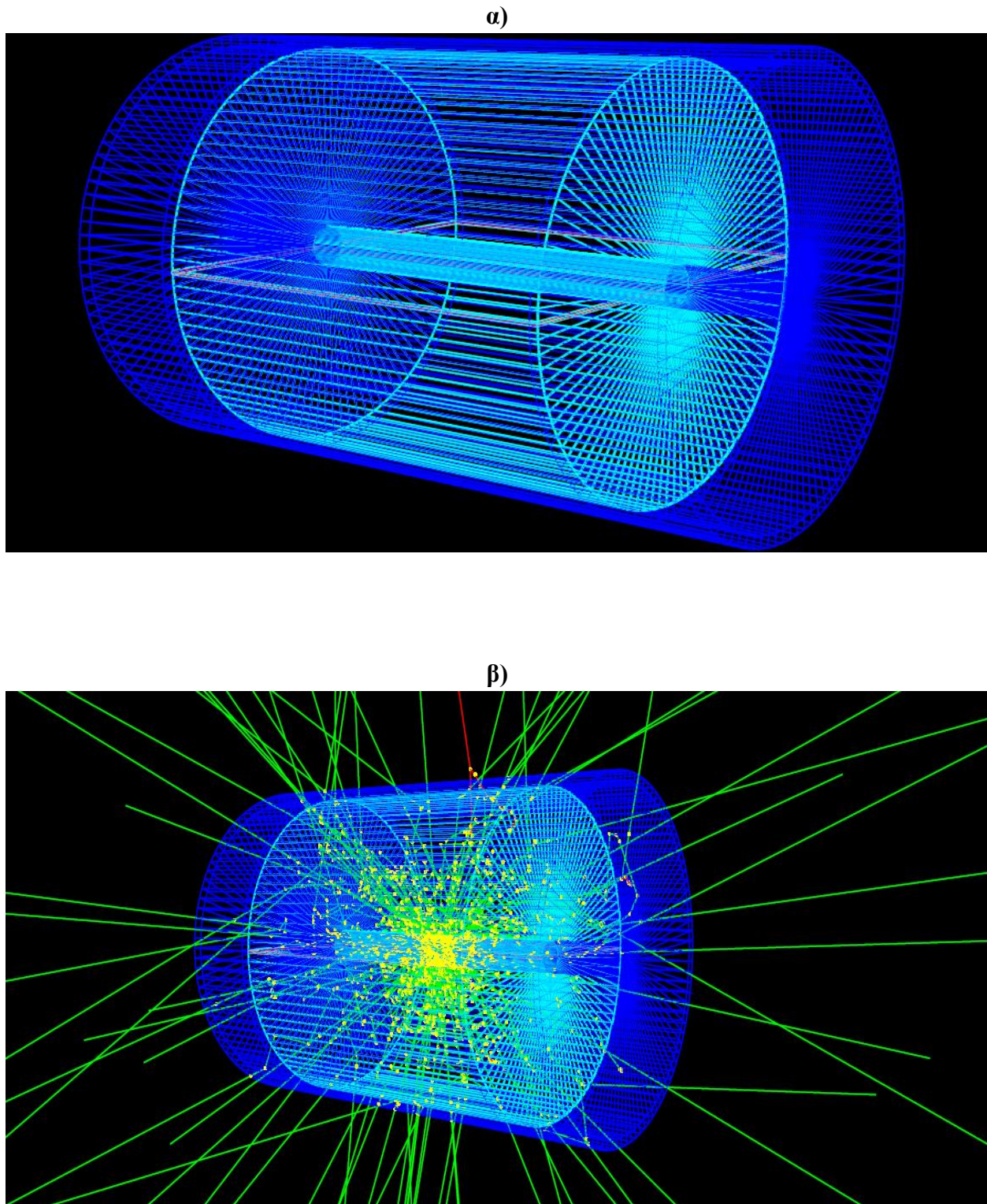


Σχήμα 3.4: Το εξομοιωμένο φάσμα της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ αυτής για τον συντονισμό στα 1118 keV

Παρά την πολυπλοκότητα του φάσματος, η χρήσιμη πληροφορία για τον υπολογισμό της ενεργούς διατομής της αντίδρασης, παρέχεται μονάχα από την ανάλυση της αθροιστικής κορυφής. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι πιθανότητες μετάβασης από τη στάθμη εισόδου στην βασική κατάσταση λήφθηκαν από την εργασία των Dalmas et al [Da06]. Στο σχήμα 3.5 φαίνονται τα αποτελέσματα από μια σειρά προσομοιώσεων, που αποσκοπούν στην εύρεση της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης για τους τρεις συντονισμούς της αντίδραση $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, για τις περιπτώσεις ενιαίου (μαύρα σημεία) και τεμαχισμένο σε δύο (λευκά σημεία) κρυστάλλου για διάφορους συνδυασμούς διαστάσεων.



Σχήμα 3.5: Η μεταβολή της ανιχνευτικής απόδοσης άθροισης για τον ενιαίο κρύσταλλο (μαύρα σημεία) και τεμαχισμένο σε δύο κρύσταλλο (λευκά σημεία) για διάφορους συνδυασμούς διαστάσεων.



Σχήμα 3.6: Σχηματική απεικόνιση της γεωμετρίας του ανιχνευτικού συστήματος έτσι όπως δίνεται από το ίδιο το πρόγραμμα Geant4. Στο σχήμα β) διακρίνονται και οι τροχιές από προσομοίωση εκπομπής 100 φωτονίων της πηγής ^{60}Co .

3.2.1 Αποτελέσματα προσομοίωσης και μέθοδος τυχαίων αριθμών

Έχοντας κάνει μία εποπτεία του προγράμματος και ταυτόχρονα την απαραίτητη σύγκριση της λειτουργίας του με τα πειραματικά δεδομένα, στις επόμενες παραγράφους περιγράφεται ο τρόπος υπολογισμού της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης και παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που εξήχθησαν από την εν λόγω διαδικασία.

Ο υπολογισμός της ανιχνευτικής ικανότητας της αθροιστικής κορυφής απαιτεί ένα διαφορετικό τρόπο εισαγωγής των γεγονότων. Το αρχείο εισόδου απαρτίζεται από μία σειρά πέντε στοιχείων με το πρώτο στοιχείο να περιέχει τον αριθμό 0. Η εισαγωγή του 0 στον κώδικά, έχει ως σκοπό την εκτέλεση του με διαφορετικό τρόπο από εκείνον των ενεργειακών διαγραμμάτων που αναφέρθηκαν. Όπως έχει ειπωθεί, το πρώτο στοιχείο της σειράς είναι για την πιο πάνω περίπτωση η πιθανότητα αποδιέγερσης ενός τρόπου μετάβασης. Όπως είναι προφανές το 0 δεν αποτελεί φυσική αποδεκτή λύση, δηλώνοντας έτσι τον διαφορετικό τρόπο εκτέλεσης. Το δεύτερο και το τρίτο στοιχείο της σειράς αυτής αντιστοιχεί στο ακέραιο εύρος των πολλαπλοτήτων ($M=1-7$ στην προκειμένη περίπτωση) ενώ το τέταρτο και το πέμπτο στοιχείο αντιστοιχούν στο ακέραιο εύρος των αθροιστικών ενεργειών των φωτονίων ($E_{\Sigma}=8-16$ MeV στην προκειμένη περίπτωση), που επιθυμεί ο χρήστης να εξετάσει. Αυτά τα στοιχεία εισαγωγής επιλέχθηκαν διότι η μέχρι τώρα διερεύνηση της ανιχνευτικής απόδοσης έχει δείξει αυστηρή εξάρτηση τόσο από τον πολλαπλότητα των αποδιεγέρσεων όσο και από την συνολική ενέργεια των διαδοχικών φωτονίων. Το πως ο κώδικας επεξεργάζεται την πληροφορία που του δίνεται, αναδεικνύεται με το παρακάτω παράδειγμα. Έστω ως αρχείο εισόδου δίνεται η γραμμή:

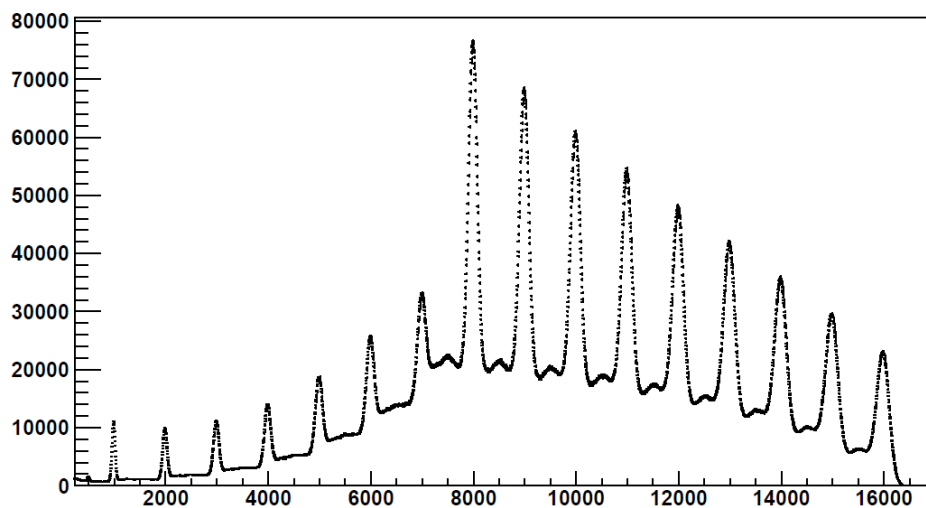
$$\begin{array}{ccccccc}
 & & & M & & & E_{\Sigma} \\
 & & & \text{---} & & & \text{---} \\
 & & & \text{---} & & & \text{---} \\
 0 & 1 & & 5 & 8 & & 16
 \end{array}$$

Τότε, επιλέγεται ισοπίθανα μία τυχαία ακέραιη τιμή πολλαπλότητας από το εύρος [1,5] και αντίστοιχα επιλέγεται ισοπίθανα μία τυχαία ακέραιη τιμή αθροιστικής ενέργειας από το εύρος [8,16]. Για την πιο απλή περίπτωση όπου η πολλαπλότητα θα ισούται με $M=1$ τότε η αντίστοιχη ενέργεια που επιλέχθηκε για την ενέργεια της αθροιστικής, έστω $E_{\Sigma}=8$ MeV, θα αποτελέσει ένα πρωταρχικό γεγονός που θα παραχθεί από τον κέντρο του ανιχνευτή και θα αλληλεπιδράσει με κάποιον τρόπο με αυτόν. Έστω τώρα για την δημιουργία του δεύτερου γεγονότος επιλεγθεί από την γεννήτρια τυχαίων αριθμών πολλαπλότητα με τιμή $M=2$ και ενέργεια αθροιστικής $E_{\Sigma}=10$ MeV. Αυτό σημαίνει πως πρέπει να δημιουργηθούν δύο φωτόνια για τα οποία το άθροισμα των ενεργειών τους θα πρέπει να ισούται με $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = E_{\Sigma} = 10$ MeV. Για την εκτέλεση της περίπτωσης αυτής ο κώδικας δημιουργεί ένα τυχαίο ακέραιο αριθμό που επιλέγεται ισοπίθανα από το εύρος [1, $E_{\Sigma} - 1$], δηλαδή από το εύρος [1,9] για το συγκεκριμένο παράδειγμα. Έστω επιλέγεται ο αριθμός 3, τότε οι ενέργειες των δύο φωτονίων προκύπτουν ως εξής: Το πρώτο φωτόνιο αποκτά ως τιμή ενέργειας τον τυχαίο αριθμό που επιλέχθηκε από το εύρος [1,9], άρα $E_{\gamma 1}=3$ MeV και για το δεύτερο φωτόνιο η τιμή της ενέργειας του προκύπτει ως, $E_{\gamma 2} = E_{\Sigma} - 3 \rightarrow$

$E_{\gamma 2} = 7 \text{ MeV}$. Για την πιο σύνθετη περίπτωση όπου κατά την εκτέλεση του κώδικα επιλεγθεί πολλαπλότητα $M=3$ και έστω αθροιστική ενέργεια $E_{\Sigma} = 12 \text{ MeV}$. Τότε για την επιλογή της ενέργειας των φωτονίων επιλέγονται δύο διαφορετικοί τυχαίοι ακέραιοι αριθμοί στο εύρος $[1,11]$. Έστω αυτοί οι αριθμοί είναι το 9 και το 2, τότε αφού πρώτα ταξινομηθούν από τον μικρότερο ως προς τον μεγαλύτερο, οι ενέργειες των τριών φωτονίων προκύπτουν ως εξής:

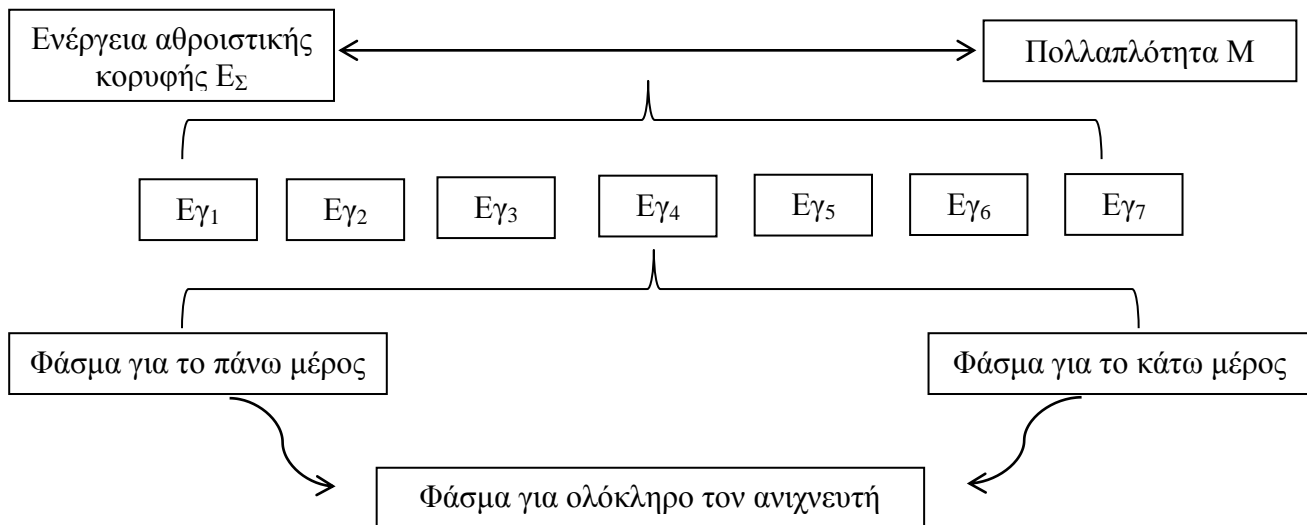
$$\begin{array}{ccccccc}
 & 0 & & 2 & & & 9 & & & 12 \\
 & \hline
 & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & & \underbrace{\hspace{3.5cm}} & & & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & & & \\
 E_{\gamma 1} & = & 2-0 & = & 2 \text{ MeV} & & E_{\gamma 2} & = & 9-2 & = & 7 \text{ MeV} & & E_{\gamma 3} & = & 12-9 & = & 3 \text{ MeV}
 \end{array}$$

Όπως είναι προφανές, το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους φωτονίων ισούται με την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} + E_{\gamma 3} = 2 + 7 + 3 = 12 \text{ MeV}$. Γενικότερα για $M \geq 3$ επιλέγονται $M-1$ διαφορετικοί τυχαίοι ακέραιοι αριθμοί, όπου στη συνέχεια ταξινομούνται σε ένα διάστημα από το 0 έως το E_{Σ} και από τον υπολογισμό των μεταξύ τους διαφορών, προκύπτουν M ενέργειες φωτονίων, με το άθροισμά τους να είναι ίσο με E_{Σ} . Όπως είναι φανερό, ο κώδικας μπορεί με ένα run να δημιουργήσει γεγονότα διαφόρων πολλαπλοτήτων M για όλους τους πιθανούς συνδυασμούς ενεργειών φωτονίων που αθροίζονται σε διάφορες ενέργειες άθροισης E_{Σ} , για $M \leq E_{\Sigma}$. Ο λόγος που επιλέχθηκε οι ενέργειες των φωτονίων να παίρνουν ακέραιες και όχι δεκαδικές οφείλεται στο γεγονός πως τα αποτελέσματα δεν παρουσίαζαν ιδιαίτερη διαφορά. Στο σχήμα 3.7 φαίνεται το φάσμα που εξήχθη από τον κώδικα για πολλαπλότητες $M=[1,7]$ και για αθροιστικές ενέργειες $E_{\Sigma}=[8,16]$ με συνολικό αριθμό γεγονότων 63×10^6 . Η πληροφορία που δίνεται από το φάσμα αυτό δεν είναι ιδιαίτερα χρήσιμη αφού τα counts των αθροιστικών κορυφών προέρχονται από όλους τους συνδυασμούς πολλαπλότητας.



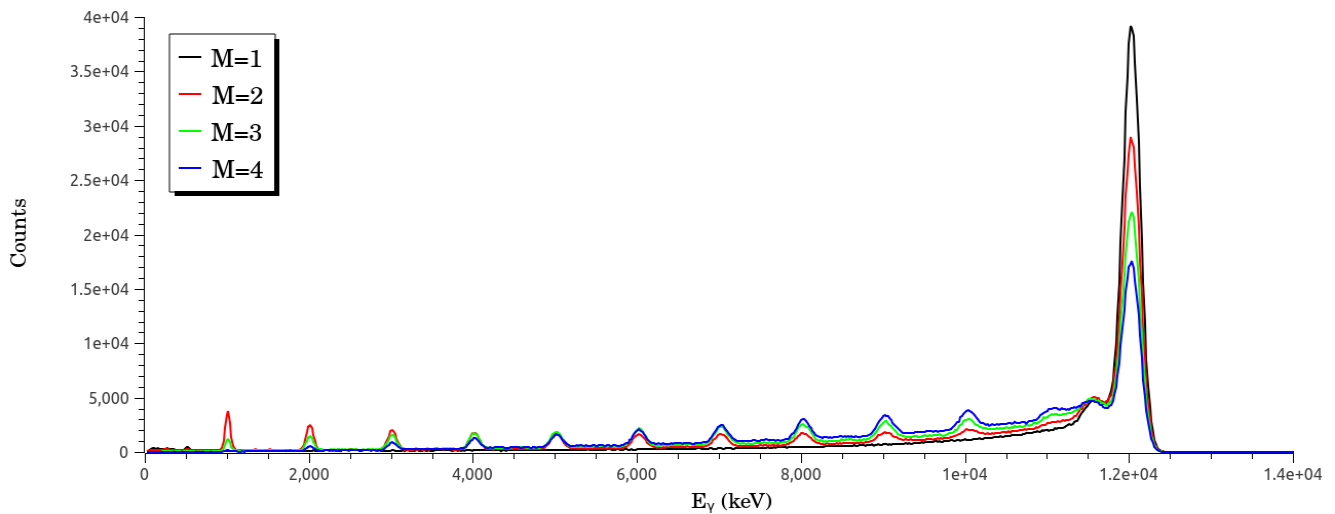
Σχήμα 3.6: Το εξομοιωμένο φάσμα που παράγεται κατά την εκτέλεση του προγράμματος για πολλαπλότητες $M=[1,7]$ και για αθροιστικές ενέργειες $E_{\Sigma}=[8,16]$ με συνολικό αριθμό γεγονότων 63×10^6 .

Η μετατροπή αυτού του όγκου πληροφορίας σε χρήσιμο αποτέλεσμα έγινε με την βοήθεια του προγράμματος Root. Το Geant4 σε συνδυασμό με το πρόγραμμα Root παρέχουν στον χρήστη την δυνατότητα καταγραφής των δεδομένων που παράγονται από τον κώδικα σε ntuples ή trees. Τα ntuples επί τους ουσίας είναι πίνακες που αποθηκεύουν δεδομένα για κάθε γεγονός (event by event) και συνδέονται με μία σχέση κληρονομικότητας. Εκμεταλλεύοντας την ιδιότητα αυτή, ο κώδικας κατά την εκτέλεση του καταγράφει την συνολική πληροφορία σε ένα αρχείο .root, όπου η σύνδεση της φαίνεται σύμφωνα με την παρακάτω συμβολική αναπαράσταση, όπου $E_{\gamma 1}$ η ενέργεια του πρώτου φωτονίου, $E_{\gamma 2}$ η ενέργεια του δεύτερου, και ούτω καθ' εξής. Για κάθε γεγονός, αρχικά καταγράφονται σε δύο ιστογράμματα η ενέργεια της αθροιστικής E_{Σ} και η αντίστοιχη πολλαπλότητα M και έπειτα σε διαφορετικά ιστογράμματα καταχωρούνται οι ενέργειες των φωτονίων που το απαρτίζουν. Μετά την αλληλεπίδραση των φωτονίων με τον ανιχνευτή καταγράφεται η ενέργεια που εναπόθεσαν σε αυτόν. Κατά ακολουθία με τον πραγματικό ανιχνευτή παράγονται τρία διαφορετικά φάσματα δύο για το πάνω και το κάτω μέρος και ένα για ολόκληρο τον ανιχνευτή.

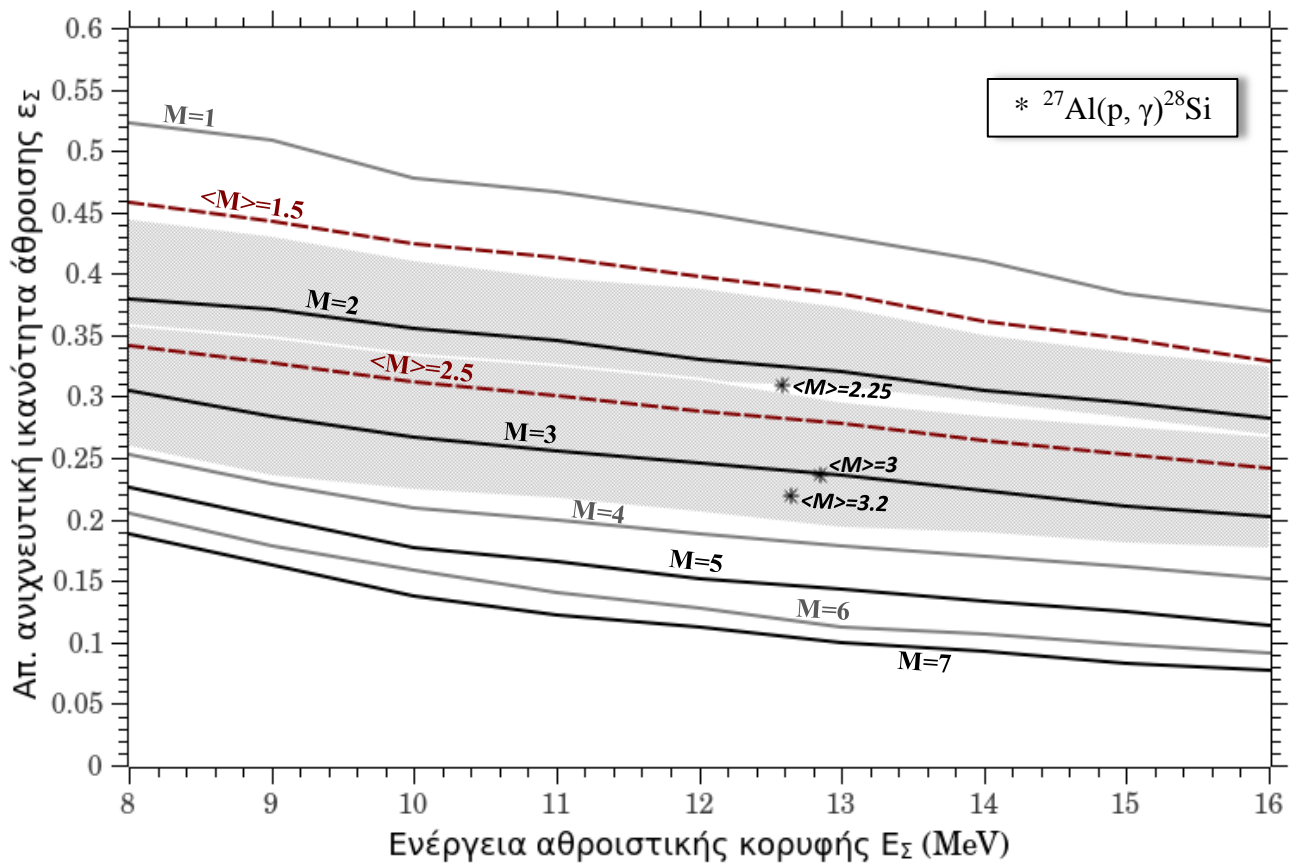


Η σύνδεση των αρχικών και τελικών παραμέτρων με τον παραπάνω τρόπο επιτρέπει στον χρήστη να εξάγει την πληροφορία που επιθυμεί. Έτσι για τον σκοπό αυτό, από το σύνθετο φάσμα του σχήματος 3.7 παρήχθησαν $7 \times 9 = 63$ διαφορετικά φάσματα (7 πολλαπλότητες για 9 διαφορετικές αθροιστικές ενέργειες), που από την σχέση $\epsilon_{\Sigma, sim} = \frac{I_{\Sigma}}{1000000}$ προέκυψε η απόλυτη ανιχνευτική ικανότητα άθροισης. Στο σχήμα 3.8 απεικονίζονται 5 διαφορετικά φάσματα διαφορετικής πολλαπλότητας ($M=1-4$) και ίδιας αθροιστικής κορυφής ($E_{\Sigma}=12$ MeV), και στο σχήμα 3.9 φαίνονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης, δηλαδή η εξάρτηση της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης από την πολλαπλότητα της μετάβασης και από την ενέργεια της αθροιστικής κορυφής. Ακόμα, με μαύρα αστέρια συμβολίζονται τα προσομοιωμένα αποτελέσματα για τους τρεις συντονισμούς 992, 1118, 1317 keV της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$.

Οι μέσες πολλαπλότητες $\langle M \rangle = 1.5$ και $\langle M \rangle = 2.5$ παρήχθησαν από τους συνδυασμούς πολλαπλοτήτων $M=1$ και 2 , και $M=2$ και 3 αντίστοιχα.



Σχήμα 3.8: Φάσματα εξομοίωσης από το πρόγραμμα Geant4 τα οποία αντιστοιχούν σε διαφορετικές πολλαπλότητες. Το κάθε φάσμα αντιστοιχεί στην αποδιέγερση από τη στάθμη εισόδου ενέργειας 12 MeV για διάφορους συνδυασμούς γεγονότων συγκεκριμένης πολλαπλότητας.



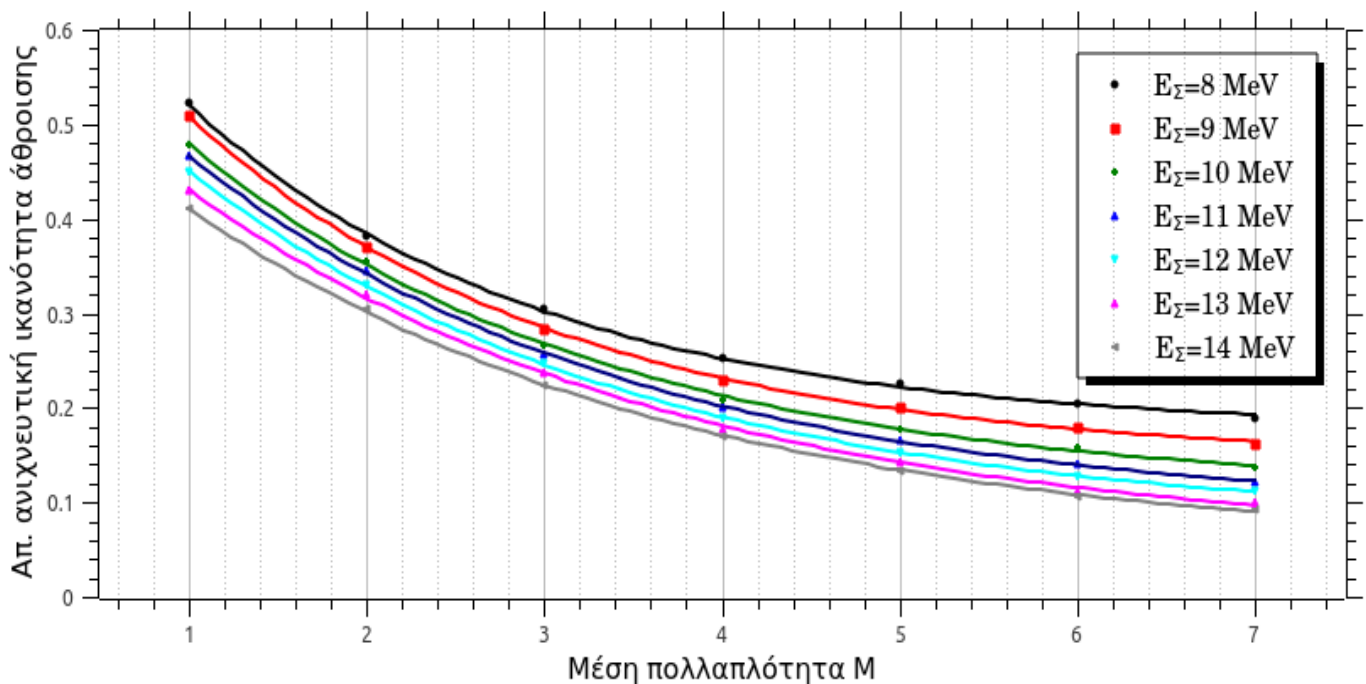
Σχήμα 3.9: Ανιχνευτική ικανότητα της αθροιστικής κορυφής του αθροιστικού κρυστάλλου ως εξάρτηση της ενέργειας με χρήση του προγράμματος Geant4. Με μαύρα αστέρια συμβολίζονται τα προσομοιωμένα αποτελέσματα για τους τρεις συντονισμούς 992,1118,1317 keV της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

Το πάνω όριο του εύρους που καταγράφεται στο σχήμα 3.9 για τις περιπτώσεις $M = 2,3$ προέκυψε υπολογίζοντας την ανιχνευτική απόδοση για τους συνδυασμούς των επιμέρους φωτονίων $(1, E_{\Sigma}-1)$ και $(1,1, E_{\Sigma}-2)$ για $M=2$ και $M=3$ αντίστοιχα, ενώ για το κάτω όριο από τους ακεραίους συνδυασμούς⁸ E_{Σ}/M . Με τον τρόπο αυτό έγινε ένας έλεγχος για το κατά πόσο επηρεάζουν την λειτουργία του ανιχνευτή οι ενέργειες που έχουν τα επιμέρους φωτόνια της μετάβασης. Η κατά μέσο όρο απόκλιση από την κεντρική κατανομή για $M=2$ είναι 16% για το πάνω όριο και 6% για το κάτω ενώ για $M=3$ είναι 26% και 16% αντίστοιχα.

Σε συμφωνία με αυτά που έχουν ειπωθεί, παρατηρείται σταδιακή μείωση της ανιχνευτικής απόδοσης άθροισης με την αύξηση της πολλαπλότητας και της ενέργειας. Στο σχήμα 3.10 φαίνεται η εξάρτηση της ανιχνευτικής απόδοσης άθροισης για δεδομένες ενέργειες αθροιστικής κορυφής $E_{\Sigma}=8-14$ MeV συναρτήση της πολλαπλότητας, η οποία ακολουθεί την μορφή:

$$\varepsilon_{\Sigma} = a + b \cdot \exp(-M/c) \quad (3.1)$$

όπου, a , b και c είναι συντελεστές τις προσαρμογής.

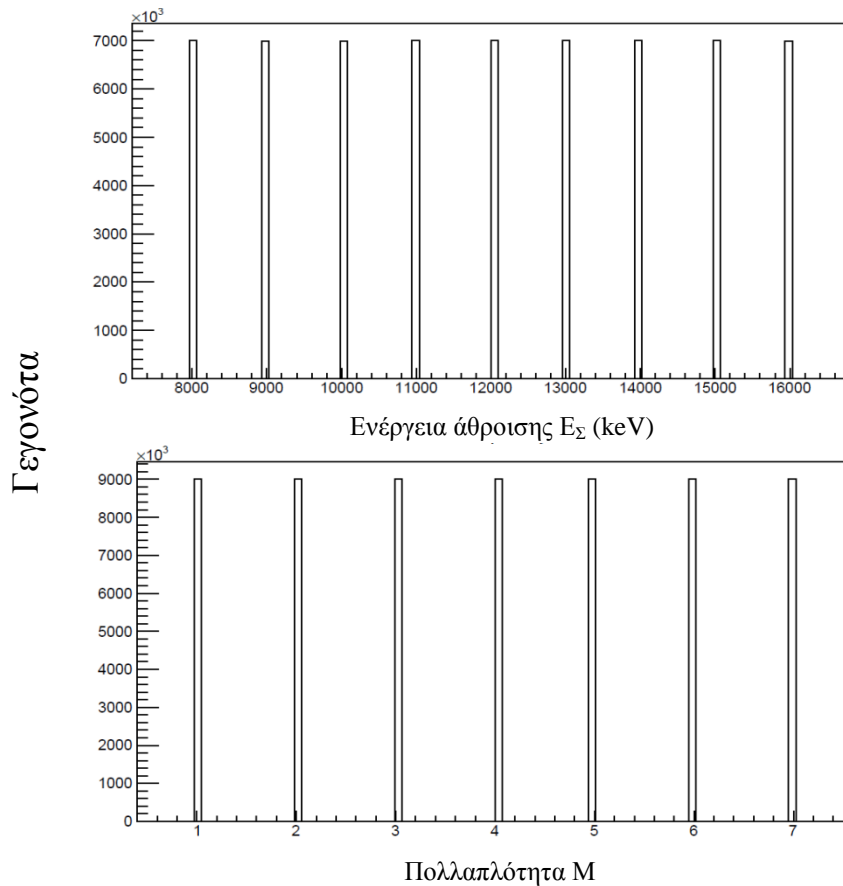


Σχήμα 3.10: απόλυτης ανιχνευτικής απόδοσης άθροισης για δεδομένες ενέργειες αθροιστικής κορυφής $E_{\Sigma}=8-14$ MeV, συναρτήση της πολλαπλότητας.

Έχοντας εξάγει την απαραίτητη πληροφορία για την ανιχνευτική απόδοση της άθροισης, το ερώτημα που τίθεται είναι αν η παραπάνω υπολογιστική διαδικασία είναι αμερόληπτη. Σε πρώτο βαθμό από τα ιστογράμματα των ntuples της ενέργειας άθροισης E_{Σ} και της πολλαπλότητας M

⁸ Για τις περιπτώσεις που ο λόγος E_{Σ}/M δεν διαιρείται σε ακέραια πολλαπλάσια επιλέχθηκαν η κοντινότεροι συνδυασμοί. Για παράδειγμα όταν $10/3=3,33$ τότε ο συνδυασμοί των επιμέρους φωτονίων ήταν $(4,4,3)$ και οι άλλες δύο εναλλαγές $(4,3,4)$ και $(3,4,4)$.

που παρουσιάζονται στο σχήμα 3.11 αντίστοιχα, παρατηρείται όπως ήταν αναμενόμενο, ο συνολικός αριθμός γεγονότων να κατανέμεται ισόποσα για κάθε πιθανή τιμή της E_{Σ} και της M .



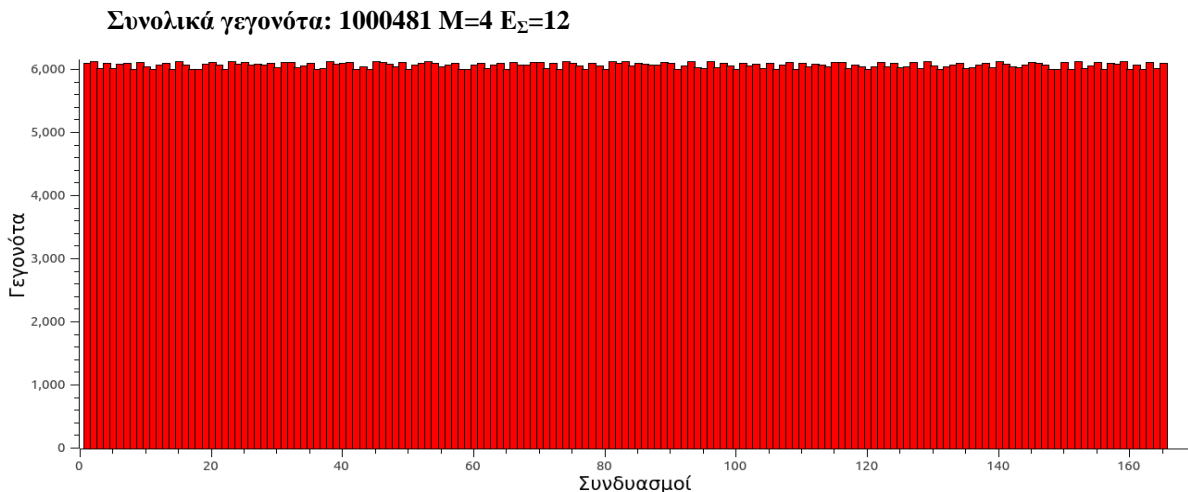
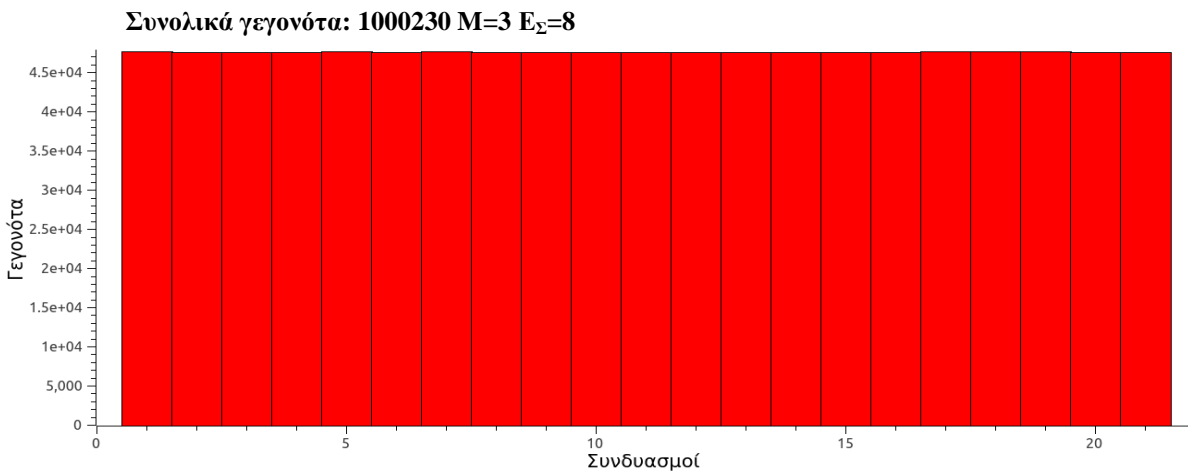
Σχήμα 3.11: Τα ιστογράμματα των *n*tuples για την ενέργεια άθροισης E_{Σ} και την πολλαπλότητα M έτσι όπως παράγονται από τον κώδικα προσομοίωσης. Παρατηρείται ισοκατανομή στις πιθανές τιμές.

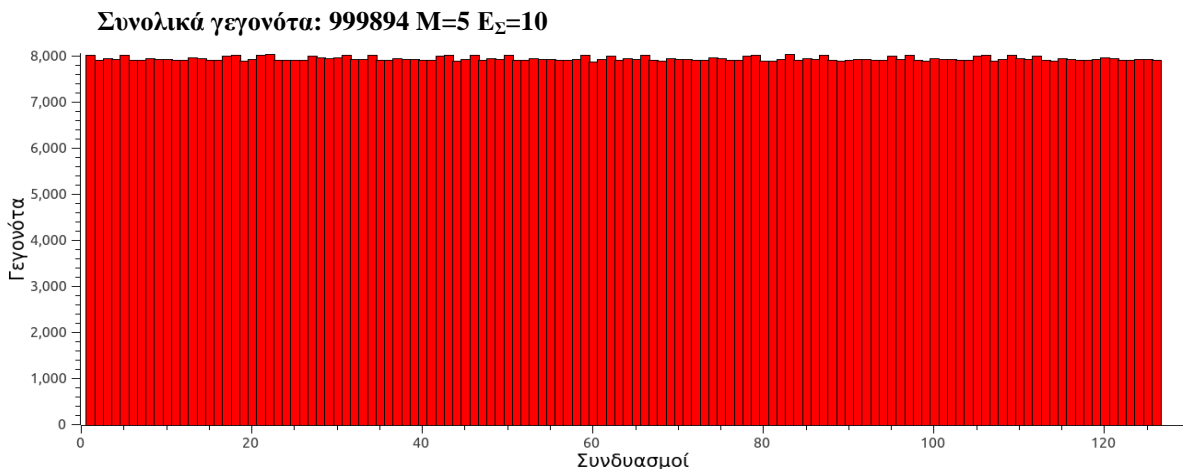
Όπως ήδη έχει αναδειχθεί οι ενέργειες των επιμέρους φωτονίων που απαρτίζουν την πολλαπλότητα επηρεάζουν την ανιχνευτική απόδοση και έτσι κρίνεται απαραίτητο να διερευνηθεί αν ο κώδικας υπολογίζει ομοιόμορφα όλους τους πιθανούς συνδυασμούς των φωτονίων για κάθε ενέργεια άθροισης και κάθε πολλαπλότητα. Για την επιβεβαίωση του παραπάνω ισχυρισμού αναπτύχθηκε ένας κώδικας που βασίζεται στο μαθηματικό θεώρημα *binomial coefficient*⁹ και υπολογίζει όλους τους πιθανούς συνδυασμούς των M θετικών ακεραίων αριθμών που έχουν άθροισμα E_{Σ} . Το θεώρημα αυτό δίνεται από την σχέση [Wi27]:

$$\binom{E_{\Sigma}-1}{M-1} = \frac{(E_{\Sigma}-1)!}{(M-1)!(E_{\Sigma}-M)!} \quad (3.2)$$

⁹ Ένας γενικότερος ορισμός του θεωρήματος είναι πως η ποσότητα $\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}$ αποτελεί τον συντελεστή του x^k στο ανάπτυγμα του πολυωνύμου $(1+x)^n$.

Η παραπάνω σχέση υπολογίζει τον συνολικό αριθμό των πιθανών συνδυασμών, η ταυτοποίηση των συνδυασμών στα πλαίσια του προγραμματισμού απαιτεί μια πιο πολύπλοκη διαχείριση του θεωρήματος. Σύμφωνα με τα παραπάνω, ο νέος κώδικας χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή των ιστογραμμάτων από το αρχείο .root που εμπεριέχει όλη την πληροφορία του κώδικα προσομοίωσης και αφορούν την κατανομή των συνολικών γεγονότων για κάθε πολλαπλότητα και αθροιστική ενέργεια (1×10^6 γεγονότα) σε σχέση με τους πιθανούς συνδυασμούς των φωτονίων. Στο σχήμα 3.12 παραθέτονται κάποια από αυτά τα ιστογράμματα για τις περιπτώσεις $M=3,4,5$ με $E_{\Sigma}=8,12,10$, αντίστοιχα. Οι περιπτώσεις $M=1$ και $M=2$ θεωρούνται τετριμμένες.





Σχήμα 3.12: Η κατανομή των γεγονότων για όλους τους πιθανούς συνδυασμούς των περιπτώσεων $M=3,4,5$ με $E_{\Sigma}=8,12,10$.

Παρατηρείται ότι ο συνολικός αριθμός των γεγονότων κατανέμεται ισοπίθانا για όλους τους συνδυασμούς. Η ίδια λογική κυριαρχεί και στα υπόλοιπα ιστογράμματα καθιστώντας έτσι σαφές την αμερόληπτη δειγματοληψία του προγράμματος.

3.2.2 Λειτουργία κώδικα

Ο κώδικας προσομοίωσης του ανιχνευτή που υλοποιήθηκε μέσω του προγράμματος Geant4 αποτελείται από το κυρίως πρόγραμμα, ένα αρχείο εισόδου και εννέα κλάσεις (classes) μαζί με τις αντίστοιχες κεφαλίδες (headers). Σύντομη περιγραφή της λειτουργίας κάθε στοιχείου του προγράμματος αναφέρεται αμέσως μετά:

Main.cc: Κυρίως πρόγραμμα. Εδώ γίνεται η σύνδεση όλων των κλάσεων που χρησιμοποιεί ο κώδικας ενώ παράλληλα ορίζεται η physicsList, το υπολογιστικό περιβάλλον του προγράμματος (interface) και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή (ενιαίος ή τεμαχισμένος στα 2 κρύσταλλος και διαστάσεις υλικών). Τα δύο τελευταία, καλούνται μέσω δύο διαφορετικών αρχείων τύπου .mac. Η default λειτουργία του κώδικα αποτελεί ένα μονοκρύσταλλο ανιχνευτή NaI(Tl) 12"×12". Η physicsList αποτελεί την κλάση που ορίζονται τα σωματίδια που συμμετέχουν στις αλληλεπιδράσεις με την ύλη όπως και οι φυσικές τους διεργασίες. Χρησιμοποιήθηκε έτοιμη από την κεντρική βιβλιοθήκη του Geant4 η physicsList QBBC.

Αρχεία

inputdat: Αρχείο εισόδου. Το αρχείο εισόδου που είναι απαραίτητο για την έναρξη του προγράμματος. Για την περίπτωση των προσομοιώσεων που αφορούν ραδιενεργές πηγές ή αντιδράσεις σύλληψης, δίνονται στο αρχείο σειρές αριθμών για τους οποίους ισχύει: 1) Το πρώτο στοιχείο της κάθε σειράς αποτελεί την πιθανότητα αποδιέγερσης της κάθε μετάβασης του

πυρήνα από την διεγερμένη στάθμη του στην βασική του κατάσταση. 2) Τα υπόλοιπα στοιχεία της κάθε σειράς αποτελούν τις ενέργειες των διαδοχικών φωτονίων σε keV. Για την περίπτωση τώρα των προσομοιώσεων που αποσκοπούν στην εκτέλεση του προγράμματος με τυχαίους αριθμούς, το αρχείο αποτελείται από μία σειρά που το πρώτο στοιχείο περιέχει τον αριθμό 0 το δεύτερο και τρίτο στοιχείο αποτελούν το εύρος της πολλαπλότητας M και το τέταρτο και πέμπτο στοιχείο το εύρος της ενέργειας της αθροιστικής κορυφής. Τα στοιχεία αυτά μπορούν να πάρουν ακέραιες θετικές τιμές και στους υπολογισμούς του κώδικα εμπεριέχονται όλοι οι συνδυασμοί πολλαπλότητας και αθροιστικής κορυφής.

output: Αρχεία εξόδου. Πρόκειται για τρία αρχεία μίας στήλης στην οποία αντιστοιχεί αριθμός φωτονίων σε κάθε κανάλι που άφησαν ενέργεια στον ανιχνευτή και αποτελούν τα ενεργειακά φάσματα για το πάνω και κάτω μέρος όπως και για ολόκληρο τον ανιχνευτή.

NaIAnalysis.root: Αρχείο προγράμματος Root. Στο αρχείο αυτό καταχωρείται σε μορφή πινάκων (ntuples) για κάθε γεγονός η εξής πληροφορία: 1) Πίνακας της συνολικής ενέργειας της αθροιστικής κορυφής για το κάθε γεγονός 2) Πίνακα της κάθε πολλαπλότητας πολλαπλότητας 3) Πίνακες της κάθε ενέργειας των M φωτονίων. 4) Τα ιστογράμματα της ενέργειας που εναποτέθηκε στο πάνω στο κάτω μέρος και στον συνολικό ανιχνευτή.

Η σύνδεση των ιστογραμμάτων και των πινάκων αυτών επιτρέπει στον χρήστη να εξάγει την πληροφορία που επιθυμεί.

Κλάσεις

NaIRunAction.cc: Εκκίνηση του προγράμματος. Υπεύθυνη για την έναρξη και λήξη του προγράμματος. Εδώ ορίζονται τα ntuple.

NaIDetectorConstruction.cc: Περιγραφή του ανιχνευτή. Για την περιγραφή της γεωμετρίας του αθροιστικού κρυστάλλου ήταν απαραίτητο να οριστούν, εκτός από το βασικό όγκο του ανιχνευτή, τα φύλλα αλουμινίου και ο ανακλαστήρας που τον περιβάλλουν σε κάθε επιφάνεια. Επίσης, ορίστηκαν 9 στοιχεία (Al, O, C, Na, I, F, N, Ar, Tl) τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για τον ορισμό 5 υλικών (Αέρας, $N_{78}O_{21}$, Ar_1 , Αλουμίνιο (Al), Ιωδιούχο Νάτριο με πρόσμιξη θαλίου $NaI(Tl)$, τεφλόν (C_2F_4)). Ακόμα γίνεται η κατασκευή του ανιχνευτή σε ενιαίο ή διαμερισμένο σε δύο κρυστάλλους. Η γεωμετρία του ανιχνευτή έτσι όπως φτιάχτηκε από το ίδιο το πρόγραμμα Geant4 φαίνεται στο σχήμα 3.6.

NaISD.cc: Ορισμός του ενεργού όγκου-ανιχνευτή. Στην έξοδο του προγράμματος παρουσιάζονται μόνο τα γεγονότα που αφήνουν ενέργεια σε αυτό τον όγκο.

NaIHit.cc: Εύρεση της ενέργειας που εναποθέτει στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή κάθε γεγονός.

PrimaryGeneratorAction.cc: Δημιουργία γεγονότων. Κατά την έναρξη του προγράμματος λαμβάνει από το αρχείο εισόδου την πληροφορία των ενεργειακών διαγραμμάτων και δημιουργεί ένα πίνακα κατ' αναλογία με το αρχείο. Δηλαδή η πρώτη στήλη αντιστοιχεί στο ποσοστό (%) του κάθε γεγονότος ενώ στις υπόλοιπες στήλες καταγράφονται οι ενέργειες των φωτονίων που αποτελούν το κάθε γεγονός. Για την περίπτωση των τυχαίων αριθμών έχει γίνει

ήδη εκτενής αναφορά στον τρόπο δημιουργίας γεγονότων και παρατίθεται μέρος του κώδικα στο παράρτημα. Οι γεννήτριες τυχαίων αριθμών που χρησιμοποιούνται είναι ισοπίθανης κατανομής (Randflat::shootInt) της κοινότητας CLHEP.

Και στις δύο περιπτώσεις, κάθε γεγονός δημιουργείται σε συγκεκριμένη θέση x , y , z και μπορεί να αποτελείται από ένα ή περισσότερα φωτόνια τα οποία εκπέμπονται με τυχαίο τρόπο. Για τον σκοπό αυτό με τη βοήθεια γεννήτριας τυχαίων αριθμών (G4UniformRand()) γίνεται επιλογή των γωνιών θ και φ :

$$\cos\theta = 2 \cdot G4UniformRand() - 1$$

$$\sin\theta = \sqrt{1 - \cos\theta \cdot \cos\theta}$$

$$\varphi = 2 \cdot \pi \cdot G4UniformRand()$$

Χρησιμοποιώντας τις γωνίες θ και φ γίνεται επιλογή της διεύθυνσης της ορμής του κάθε σωματιδίου:

$$u_x = \sin\theta \cdot \cos\varphi$$

$$u_y = \sin\theta \cdot \sin\varphi$$

$$u_z = \cos\theta$$

NaIEventAction.cc: Ορισμός γεγονότος. Στη κλάση αυτή συσσωρεύονται οι ποσότητες που αφορούν την εναπόθεση της ενέργειας και της τροχιάς των σωματιδίων στον ανιχνευτή.

NaIAnalysisManager.cc: Καταγραφή δεδομένων και εφαρμογή της συνάρτησης απόκρισης του ανιχνευτή. Η ενέργεια που καταγράφεται στον ανιχνευτή για να αναπαράγει τη πραγματική λειτουργία του πρέπει να έχει ένα ενεργειακό εύρος. Έτσι η συνάρτηση απόκρισης του συγκεκριμένου ανιχνευτή η οποία χρησιμοποιείται για τη δημιουργία του τελικού φάσματος δίνεται από την έκφραση:

$$R = 0.69 \cdot E^{1/2}$$

όπου η είναι R διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή [%] στην ενέργεια E [MeV]. Η συνάρτηση απόκρισης πρέπει να επιβεβαιωθεί πειραματικά για τις περιπτώσεις των αντιδράσεων. Ακόμα, εδώ καταγράφονται τα τελικά φάσματα και τα ntuples ιστογράμματα.

NaIVisManager.cc: Οπτικοποίηση της γεωμετρίας του ανιχνευτή και των τροχιών των διαφόρων σωματιδίων.

NaIDetectorMessenger.cc: Κλάση επικοινωνίας. Παίρνει τιμές μέσω ενός .mac αρχείου που σχετίζονται με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και παρέχει αυτές τις τιμές στην κλάση *NaIDetectorConstruction.cc*. Με αυτόν τον τρόπο ο χρήστης μπορεί να επικοινωνεί με την κλάση *NaIDetectorConstruction.cc* και να καθορίζει τη γεωμετρία του ανιχνευτή, ανάλογα με τις ανάγκες του.

Κεφάλαιο 4^ο

Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία υπολογίστηκε η απόλυτη ανιχνευτική απόδοση της άθροισης του ανιχνευτή «Νεοπτόλεμος» που βρίσκεται στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Για τον υπολογισμό αυτό, αναπτύχθηκε ένα πρόγραμμα με χρήση του λογισμικού πακέτου Geant4. Η λειτουργία του κώδικα προσομοίωσης έδειξε πολύ καλή συμφωνία σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα των δύο ραδιενεργών πηγών ^{137}Cs και ^{60}Co που χρησιμοποιήθηκαν. Παρ' όλ' αυτά, κρίνεται απαραίτητη η περαιτέρω επιβεβαίωση του προγράμματος για τις περιπτώσεις αντιδράσεων σύλληψης.

Ακόμα στην εργασία, περιγράφηκε η μέθοδος 4π/half η οποία αποτελεί την βαθμονόμηση του συστήματος για την εκτίμηση της μέσης πολλαπλότητας μιας αντίδρασης σύλληψης που λαμβάνει χώρα στο ενεργειακό συνεχές του σύνθετου πυρήνα. Και σε αυτή την περίπτωση αναμένεται η γραφική παράσταση του σχήματος 2.12 να εμπλουτιστεί με πειραματικά αποτελέσματα αντιδράσεων μελετημένων ενεργειακών διαγραμμάτων.

Στο σχήμα 3.9 φαίνονται τα τελικά αποτελέσματα που εξήχθησαν από τον κώδικα. Αυτό που παρατηρείται είναι μία εκθετική μείωση της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης με την αύξηση της αθροιστικής κορυφής και μία περαιτέρω εκθετική μείωση με την αύξηση της πολλαπλότητας. Θα μπορούσαμε να ισχυριστούμε πως για το δεδομένο εύρος ενεργειών η εξάρτηση από την πολλαπλότητα είναι πιο έντονη από αυτή της αθροιστικής ενέργειας. Για τις τιμές πολλαπλότητας $M=2$ και $M=3$ φαίνεται με γκρι σκίαση η απόκλιση της ανιχνευτικής ικανότητας άθροισης από την κεντρική τιμή. Ο υπολογισμός της απόκλισης αυτής έγινε για συνδυασμούς φωτονίων $(1, E_{\Sigma}-1)$ για το πάνω όριο και E_{Σ}/M για το κάτω. Ο λόγος που το κάτω όριο και στις δύο περιπτώσεις είναι μικρότερο από το πάνω, θεωρείται πως δεν είναι τυχαίο αλλά έχει φυσικό νόημα που σχετίζεται με την εκθετική εξασθένηση της έντασης μονοενεργειακών φωτονίων καθώς αλληλεπιδρούν με την ύλη¹⁰. Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται οι επί τις εκατό αποκλίσεις από την κεντρική τιμή για τις πολλαπλότητες $M=2, 3, 4$.

M	Πάνω όριο (%)	Κάτω όριο (%)
2	16	6
3	26	16
4	39	28

Τέλος, αναδείχθηκε η αμερόληπτη δειγματοληψία του κώδικα με την βοήθεια του προγράμματος ROOT και του θεωρήματος *binomial coefficient*.

¹⁰ $I(d) = I_0 e^{-\mu d}$ όπου μ ο ολικός γραμμικός συντελεστής εξασθένησης και d το πάχος του υλικού.

Παράρτημα Α

Μέρος του κώδικα που εξάγει με τυχαίους αριθμούς την αθροιστική ενέργεια την πολλαπλότητα και τις ενέργειες των επιμέρους φωτονίων για κάθε γεγονός.

```
if (TotalProb==0) {
    G4int M=0 , Esum=0, k=0;
    M= CLHEP::RandFlat::shootInt(enGamma[0][0],enGamma[0][1]+1);
    Esum= CLHEP::RandFlat::shootInt(enGamma[0][2],enGamma[0][3]+1);
    vector < int > random;
    if(M==1){
        random.push_back(Esum);
    }
    else{
        random.emplace ( random.end(), Esum);
        for (G4int i=0; i< M-1;){
            k=CLHEP::RandFlat::shootInt(enGamma[0][4],Esum);
            vector<int>::iterator it;
            it = find (random.begin(), random.end(), k);
            if (it == random.end()) {
                random.emplace ( random.begin(), k);
                i++;
            }
        }

        sort (random.begin(), random.end());
        adjacent_difference(random.begin(), random.end(), random.begin()); |
    }
}
```

Βιβλιογραφία

- [Ar01] M. Arnould, M. Rayet, M. Hashimoto, in: S. Kubono, T. Kajino (eds.) “Unstable Nuclei in Astrophysics”, World Scientific, Singapore, 23 (1992).
- [As02] Π. Ασημακόπουλος, Πυρηνική Φυσική, Τόμος Ι, Ιωάννινα, 1981.
- [Ba03] Χ. Βάρδογλη και Γ. Σειραδάκη, «Εισαγωγή στην αστρονομία», Έκδοση τρίτη, Εκδόσεις Γαρταγάνη, Θεσσαλονίκη 1994.
- [Bo04] N. Bohr, Nature **137**, 244 (1936).
- [Bu05] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29, 547 (1957).
- [Da06] J. Dalmas, F. Leccia, and M. Aléonard, Phys. Rev. **C9**, 2200 (1974).
- [Do07] K. Donald, “The Art of Computer Programming”, vol1, Addison-Wesley, 1997
- [Fo08] Βαρβάρα Φωτεινού, Μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων και Αστρική Πυρηνοσύνθεση, Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, (2013).
- [Ga09] Σ. Γαλανόπουλος, Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης των ισοτόπων του Στροντίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση, διδακτορική διατριβή, Ε.Μ.Π., Αθήνα (2003).
- [Ga10] S. Galanopoulos et al. Phys. Rev. C67, 015801 (2003).
- [Ge11] GEANT4: A simulation Toolkit, S. Agostnelli étal, Nucl. Instr. Meth. A506 (2003) 250.
- [Ha12] S. Harissopulos et al., Eur. Phys. J. A9, 479 (2000).
- [Ha13] Hayashi, Chushiro, Hoshi, Reun, “Outer Envelope of Giant Stars with Surface Convection Zone”, Astronomical Society Japan, 1961.
- [Il14] Christian Iliadis, Nuclear Physics of Stars, Wiley, 2008
- [Kn15] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement (John Wiley & Sons, USA 2000, Third Edition).
- [Kr16] K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, Inc., USA, 1988.

- [Le17] Δ. Λεωνίδου, «Αλληλεπιδράσεις ακτινοβολιών και ύλης», Αθήνα 1984.
- [Me18] M. A. Meyer, I. Venter and D. Reitmman, Nucl. Phys. **A250**, 235 (1975).
- [Mu19] P. Murdin, “End in Fire”, Cambridge University Press, 1990.
- [Ro20] C. Rolfs, and W.S. Rodney, Cauldrons in the cosmos, The University of Chicago Press, Chicago, 1988.
- [Sa21] G. R. Satchler, Introduction to nuclear reactions, second edition, Macmillan education Ltd, 1990.
- [Sp22] Σπύρου Αρτεμισία, Μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης με σημασία στην πυρηνοσύνθεση μεσοβαρών πυρήνων, Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2007.
- [Sp23] A. Spyrou, H.-W. Becker, A. Lagoyiannis, S. Harissopulos and C. Rolfs, Cross-section measurements of capture reactions relevant to the p-process using a 4π-summing method, Physics Review C 76, 2007.
- [Ts24] P. Tsagari et al., Phys. Rev. C70, 15802 (2004).
- [Ts25] Τσαγκάρη Παναγιώτα, Μέτρηση της ενεργού διατομής της πυρηνικής αντίδρασης $^{89}\text{Y} (p, \gamma) ^{90}\text{Zr}$ σε ενέργειες με αστροφυσικό ενδιαφέρον, Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2005.
- [La26] Προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης σε ισότοπα του Sr με χρήση ενός γ-Καλορίμετρου σε ενέργειες με αστροφυσικό ενδιαφέρον, Μεταπτυχιακή εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2016.
- [Wi27] Wikipedia, the free encyclopedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Bionomial_coefficient
- [NN28] National Nuclear Data Center <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
- [TV] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, H. Wolters, and A. Fitzler, Program TV, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln.
- [ROOT] ROOT User’s Guide. <http://root.cern.ch/guides/users-guide>