



ΕΘΝΙΚΟ & ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ &  
ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥΠΟΛΗ - ΙΛΙΣΙΑ, GR-15771 ΑΘΗΝΑ



ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΕΣ ΑΣΚΗΣΕΙΣ  
ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗΣ  
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ &  
ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ  
ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

<https://eclass.uoa.gr/courses/PHYS351/>

ΑΘΗΝΑ, 2022



**Εργαστηριακές Ασκήσεις Κατεύθυνσης  
Πυρηνικής Φυσικής & Φυσικής Στοιχειωδών Σωματιδίων**

**ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ**

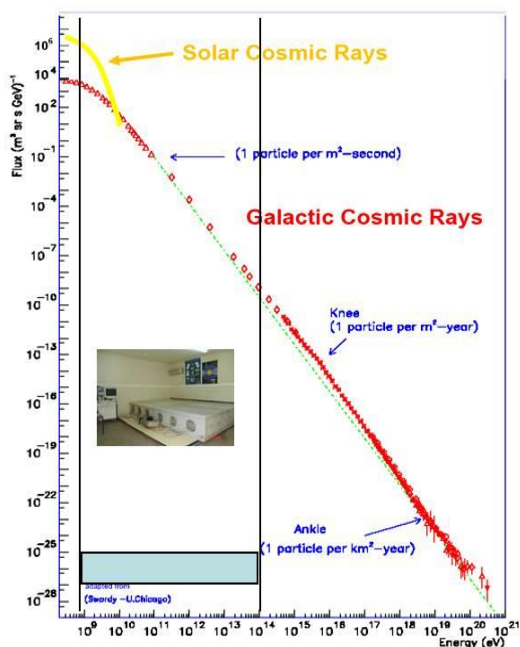
ΑΣΚΗΣΗ 1:	Μέτρηση Νουκλεονικής Συνιστώσας της Κοσμικής Ακτινοβολίας.....	1
ΑΣΚΗΣΗ 2:	γ-γ Γωνιακή Συσχέτιση .....	16
ΑΣΚΗΣΗ 3:	Μελέτη της Σκέδασης Compton .....	30
ΑΣΚΗΣΗ 4:	Μελέτη Ραδιενέργειας Περιβάλλοντος .....	50
ΑΣΚΗΣΗ 5:	Ανάλυση Πραγματικών Γεγονότων από το LHC .....	63
ΑΣΚΗΣΗ 6:	Βελτιστοποίηση των Κριτηρίων Επιλογής Γεγονότων για την Ανακάλυψη Νέας Φυσικής με το Πείραμα ATLAS .....	87
ΑΣΚΗΣΗ 7:	Μέτρηση Μιονικής Συνιστώσας της Κοσμικής Ακτινοβολίας	100



# ΑΣΚΗΣΗ 1: ΜΕΤΡΗΣΗ ΝΟΥΚΛΕΟΝΙΚΗΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΑΣ ΤΗΣ ΚΟΣΜΙΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

## 1. Πηγές-σύσταση-ενεργειακό φάσμα

Η Κοσμική Ακτινοβολία (ΚΑ) είναι σωματίδια πολύ υψηλών ενεργειών που προέρχονται από εξωγήινες πηγές οι οποίες βρίσκονται μέσα αλλά και έξω από το Γαλαξία μας. Τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας (κυρίως πρωτόνια, πυρήνες He και ~1% βαρύτεροι πυρήνες) ‘βομβαρδίζουν’ τη Γη, καταμετρούνται εδώ και πάνω από 60 χρόνια και όπως προκύπτει από διαφορετικές μετρήσεις παρουσιάζουν ένα ευρύ ενεργειακό φάσμα από  $10^6$  έως  $10^{21}$  eV (σχήμα 1). Οι διάφορες ενεργειακές περιοχές του φάσματος μας πληροφορούν για τη διαφορετική προέλευση των κοσμικών ακτίνων. Πιο συγκεκριμένα:



Σχήμα 1. Ενεργειακό φάσμα κοσμικής ακτινοβολίας

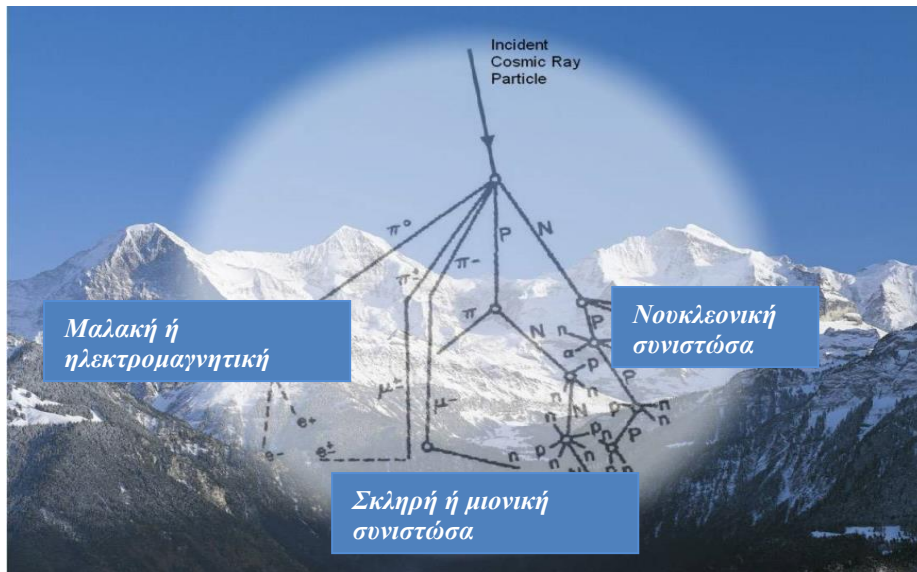
Κοσμικές ακτίνες με ενέργειες έως και μερικά δισεκατομμύρια eV ( $10^9$  eV) προέρχονται από τον Ήλιο και άλλες πηγές του Γαλαξία μας. Ο Ήλιος αποτελεί πηγή πρωτονίων, ηλεκτρονίων και βαρύτερων ιόντων, τα οποία συχνά επιταχύνονται σε υψηλές κινητικές ενέργειες που μπορούν να φτάσουν και μέχρι τα 10 GeV/νουκλεόνιο. Τα σχετικιστικά αυτά σωματίδια, είναι γνωστά και με το όνομα “Ήλιακές Κοσμικές Ακτίνες” (Solar Cosmic Rays), προκειμένου να διαχωρίζονται από τις κοσμικές ακτίνες γαλαξιακής και εξωγαλαξιακής προέλευσης (Galactic cosmic rays). Το φάσμα παρουσιάζει μια καμπυλότητα στην περιοχή αυτή, επειδή η πρόσβαση των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων που προέρχονται έξω από το ηλιακό σύστημα, διαμορφώνεται από την επίδραση των ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (ηλιακή διαμόρφωση-solar modulation).

Η μόνιμη ροή των κοσμικών ακτίνων δεν προέρχεται από τον Ήλιο, αλλά από πηγές εντός του Γαλαξία μας ή και πιο πέρα από αυτόν, όπως είναι οι καινοφανείς και υπερκαινοφανείς αστέρες. Για ενέργειες αρκετά πιο μεγάλες από 10 GeV, η είσοδος τους στο εσωτερικό του ηλιακού συστήματος δεν παρεμποδίζεται από το ηλιακό μαγνητικό πεδίο. Αυτά τα σωματίδια έχουν φάσμα το οποίο είναι μια ευθεία γραμμή, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1. Επειδή στο σχήμα αυτό δίνεται ο λογάριθμος της ροής των σωματιδίων ως συνάρτηση του λογαρίθμου της ενέργειας των σωματιδίων αυτών, το φάσμα παρουσιάζεται είναι στην ουσία με νόμο δύναμης :

$$J(E) = kE^{-\gamma},$$

όπου  $k$  και  $\gamma$  είναι σταθερές. Ο  $\gamma$  ονομάζεται ενεργειακός εκθέτης και παίρνει την τιμή περίπου 2.5. Σε έναν πιο προσεκτικό έλεγχο, κάποιος μπορεί να παρατηρήσει ότι υπάρχουν σπασίματα στο νόμο δύναμης, για παράδειγμα κοντά στα  $3 \times 10^{15}$  eV (σημείο το οποίο καλείται “γόνατο” του φάσματος κοσμικής ακτινοβολίας) και κοντά στα  $10^{20}$  eV (που καλείται “αστράγαλος”). Αυτό συμβαίνει γιατί πρωτόνια με ενέργειες κατά πολύ μεγαλύτερες από  $10^{15}$  eV και ιόντα με ενέργειες πάνω από  $10^{18}$  eV προέρχονται έξω από τον Γαλαξία μας.

Στην άσκηση αυτή θα περιοριστούμε στις ενέργειες που καταγράφονται από τους επίγειους Μετρητές Νετρονίων, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.



Σχήμα 2: Ατμοσφαιρικός καταιονισμός

## 2. Καταιονισμοί, δευτερογενή σωματίδια

Η δημιουργία των δευτερογενών σωματιδίων από την αντίδραση ενός πρωτογενούς σωματιδίου με έναν πυρήνα της ατμόσφαιρας φαίνεται στο Σχήμα 2. Ένα πρωτόνιο με μεγάλη ενέργεια αντιδρά με έναν πυρήνα της ατμόσφαιρας παράγοντας καταιονισμό σωματιδίων. Αν η ενέργεια του πρωτογενούς πρωτονίου είναι μεγάλη, ο καταιονισμός ανιχνεύεται στην επιφάνεια της θάλασσας, σαν ταυτόχρονη άφιξη πολλών σωματιδίων. Όπως φαίνεται από το σχήμα αυτό κατά την αλληλεπίδραση ενός πρωτογενούς σωματιδίου με τα άτομα της ατμόσφαιρας παράγονται πολλά δευτερογενή σωματίδια (δευτερογενής ΚΑ) τα οποία χωρίζονται σε τρεις συνιστώσες: α) νουκλεονική (πρωτόνια και νετρόνια), β) μεσονική (μύονια) και γ) ηλεκτρομαγνητική (φωτόνια, ηλεκτρόνια, κτλ). Η νουκλεονική συνιστώσα παρότι αποτελεί το 1-2% της δευτερογενούς Κ.Α. είναι η πιο σταθερή συνιστώσα καταγράφεται από τους επίγειους μετρητές και γιαυτο χρησιμοποιείται για ερευνητικούς σκοπούς. Η μιονική συνιστώσα δημιουργείται στο ύψος των 18-20 km και αποτελεί το 80% της δευτερογενούς Κ.Α.

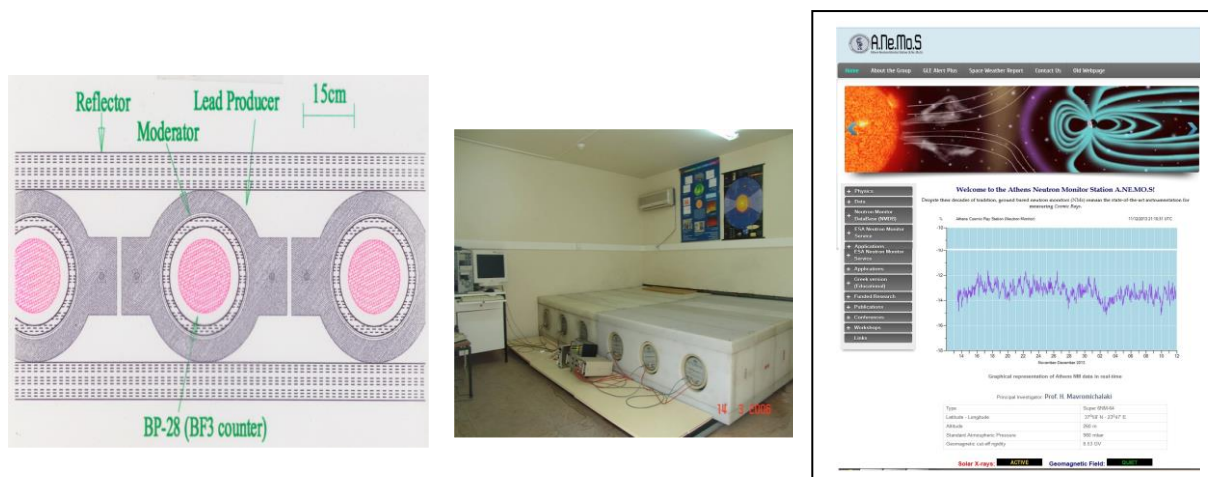
### 3. Καταγραφή Κοσμικής Ακτινοβολίας

Στην άσκηση αυτή θα μελετήσουμε τη νουκλεονική συνιστώσα της έντασης της Κ.Α. όπως αυτή καταγράφεται από το Μετρητή Νετρονίων που λειτουργεί σε 24ωρη βάση στο Τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών.

#### 3.1 Ο ΜΕΤΡΗΤΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΤΟΥ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΤΗΣ ΑΘΗΝΑΣ

(Athens Neutron Monitor Station-ANeMoS)

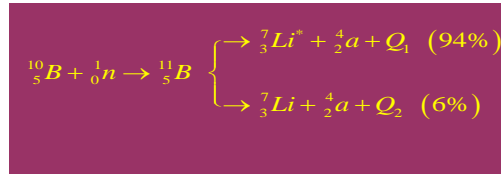
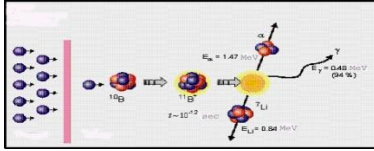
Οι μετρητές νετρονίων, παρόλο που χρησιμοποιούνται από το 1956 παραμένουν ακόμα το πλέον κατάλληλο όργανο ‘the state of the art instrumentation’ για την καταμέτρηση κοσμικών ακτίνων και παίζουν σημαντικό ρόλο στην έρευνα της Διαστημικής Φυσικής, των σχέσεων Γης – Ήλιου και των εφαρμογών του Διαστημικού Καιρού. Είναι ευαίσθητοι στις κοσμικές ακτίνες που διεισδύουν στην ατμόσφαιρα της Γης με ενεργειακό κατώφλι από 0.5 έως 20 GeV, σε πολικούς και ισημερινούς σταθμούς αντίστοιχα. Αυτό το εύρος ενεργειών δεν μπορεί να μετρηθεί με ανιχνευτές στο διάστημα με τον ίδιο απλό, οικονομικό και στατιστικά ακριβή τρόπο. Η δομή ενός τυπικού Μετρητή Νετρονίων τύπου SuperxNM-64, όπου  $x$  ο αριθμός των ανιχνευτών, σαν και αυτόν που διαθέτει ο Σταθμός κοσμικής ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου της Αθήνας παρουσιάζεται στο σχήμα 3 και αποτελείται από τα εξής μέρη:



Σχήμα 3. Η δομή ενός Μετρητή Νετρονίων (σχήμα αριστερά), ο Μετρητής Νετρονίων του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου της Αθήνας (φωτο κεντρική) και οι διορθωμένες μετρήσεις του όπως δίνονται στο διαδίκτυο (.<http://cosray.phys.uoa.gr>)

#### α. Αναλογικοί απαριθμητές

Συγκεκριμένα ο σταθμός της Αθήνας τύπου Super 6NM64 διαθέτει 6 αναλογικούς απαριθμητές τύπου BP28 Chalk River Neutron Counter που περιέχουν  $^{10}\text{BF}_3$  εμπλουτισμένο με  $^{10}\text{B}$  κατά 96%, σε πίεση 0.25 atm. Η αντίχνευση των νετρονίων στηρίζεται στις παρακάτω αντιδράσεις :



Όπως φαίνεται από τις αντιδράσεις, παράγεται κατά το μεγαλύτερο ποσοστό (94%) Li σε διεγερμένη κατάσταση, το οποίο κατόπιν αποδιεγείρεται εκλύοντας στο περιβάλλον ενέργεια 0.48 MeV. Το παραγόμενο σωματίο-α ανιχνεύεται από τον ενισχυτή και τον διευκρινιστή και καταγράφεται ως μία μέτρηση.

### β. Επιβραδυντής

Το σύστημα των ανιχνευτών περιβάλλεται από ένα λεπτό στρώμα πολυαιθυλενίου που ονομάζεται επιβραδυντής (moderator) γιατί ελαττώνει την ταχύτητα των νετρονίων μετά από έναν μικρό αριθμό συγκρούσεων και δεν τα απορροφά σε μεγάλο ποσοστό μετριάζοντας τις ενέργειές τους προς τις θερμικές (thermalisation) έτσι ώστε να διευκολύνεται η ανίχνευσή τους από τον απαριθμητή.

### γ. Παραγωγός σωματίων

Προκειμένου να καταγράφονται από τον ανιχνευτή μεγάλες εντάσεις, το σύστημα του ανιχνευτή-επιβραδυντή περιβάλλεται από δακτυλίους μολύβδου καθαρότητας 99.9% (σχήμα 4) που δρά σαν παραγωγός σωματιδίων (producer). Όταν υπο-ατομικά σωματία, όπως πρωτόνια και νετρόνια, συγκρούονται ή αλληλεπιδρούν με τον πυρήνα ενός ατόμου μολύβδου, τότε λαμβάνει χώρα το φαινόμενο του βομβαρδισμού (spallation). Ο πυρήνας του ατόμου εκπέμπει διάφορα δευτερογενή σωματία ανάμεσα στα οποία και πολλά νετρόνια.



Σχήμα 4. Δακτύλιοι μολύβδου καθαρότητας 99,9% από την εγκατάσταση του Σταθμού

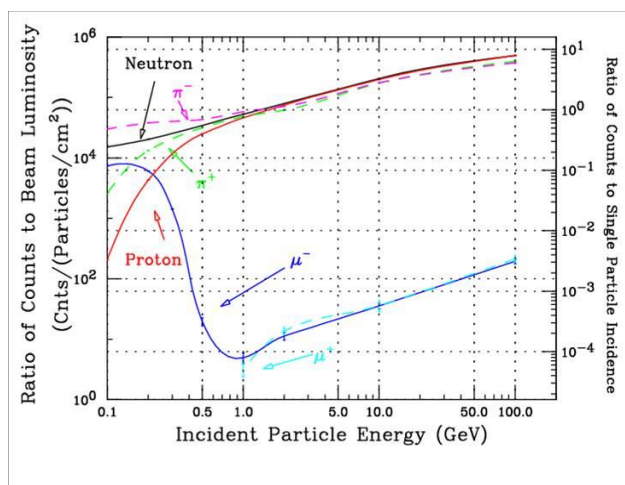
Ο μολύβδος επιλέχθηκε διότι έχει μεγάλο μαζικό αριθμό με αποτέλεσμα οι πυρήνες-στόχοι να είναι μεγάλοι προκαλώντας έτσι την παραγωγή πολλών νουκλεονίων εξάτμισης. Ο ρυθμός παραγωγής των σωματίων είναι  $\sim A^{0.7}$ , όπου A ο μαζικός αριθμός του μολύβδου, για νουκλεόνια αρχικής ενέργειας 100-700 MeV και ο οποίος ελαττώνεται για μεγαλύτερες ενέργειες (Clem and Dorman, 2000). Ο μολύβδος έχει επίσης σχετικά μικρή ενεργή διατομή θερμικής απορρόφησης ( $\sim 0.17$  barn).

### δ. Ανακλαστήρας σωματίων

Το όλο σύστημα περιβάλλεται από ένα παχύ στρώμα πολυαιθυλενίου που ονομάζεται ανακλαστήρας (reflector), ο οποίος ανακλά τα ανεπιθύμητα νετρόνια χαμηλής ενέργειας του περιβάλλοντος. Ο σκοπός του ανακλαστήρα είναι επίσης να



μετριάζει τις ενέργειες των νετρονίων που ανακλά. Έτσι κατασκευάζεται από ένα υλικό που περιέχει υδρογόνο, π.χ. παραφίνη ή πολυαιθυλένιο.



Όπως φαίνεται στο σχήμα 5, η απόκριση των Μετρητών Νετρονίων σε πρωτογενή αδρόνια ενέργειας >1 GeV είναι κατά τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από ό,τι σε μόνια της ίδιας ενέργειας (Clem&Dorman, 2000)

Σχήμα 5. Απόκριση του Μετρητή Νετρονίων στα διάφορα είδη σωματιδίων (Clem&Dorman, 2000)

### 3.2 Το Παγκόσμιο δίκτυο Μετρητών Νετρονίων

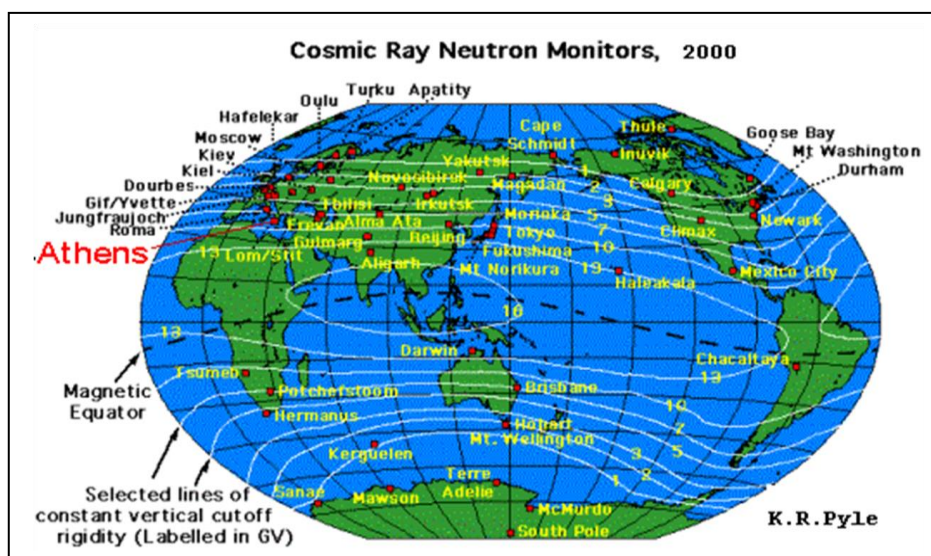
Το μέγεθος που καθορίζει την τροχιά ενός φορτισμένου σωματιδίου μέσα στο διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο που καταγράφεται στη Γη είναι η **μαγνητική δυσκαμψία R**, η οποία ορίζεται ως το πηλίκον της ορμής προς το φορτίο του σωματιδίου  $R$  και δίνεται από τη σχέση:  $R = \frac{pc}{Ze}$ , όπου  $p$  η ορμή του σωματιδίου,

και  $Ze$  το φορτίο του και  $c$  η ταχύτητα του φωτός. Σωματάρια με ίδια μαγνητική δυσκαμψία ακολουθούν όμοιες τροχιές, ενώ σωματάρια με την ίδια ορμή ή ενέργεια και διαφορετικά φορτία ακολουθούν ανόμοιες τροχιές. Κάθε τόπος πάνω στη Γη χαρακτηρίζεται από το κατώφλι κατακόρυφης μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_c$ , το οποίο εκφράζει την ελάχιστη ενέργεια που πρέπει να έχει για παράδειγμα, ένα πρωτογενές πρωτόνιο για να μπορεί να καταγραφεί στη Γη. Ενδεικτικά αξίζει να αναφερθεί ότι το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας του σταθμού της Αθήνας είναι  $R_c=8.53GV$ , ενώ ενός πολικού σταθμού, π.χ. του Apatity, είναι  $R_c= 0.55GV$ .

Εξαιτίας της διαμόρφωσης της ΚΑ που προκαλεί το μαγνητικό πεδίο της Γης, κάθε επίγειος σταθμός κοσμικής ακτινοβολίας καταγράφει σωματάρια που προέρχονται μόνο από ένα περιορισμένο τμήμα της ουράνιας σφαίρας. Το τμήμα αυτό αποτελεί τον **ασυμπτωτικό κώνο υποδοχής** του συγκεκριμένου σταθμού εκφράζοντας συγχρόνως τις ενέργειες/νουκλεόνιο που μπορούν να φτάσουν στη συγκεκριμένη περιοχή της ατμόσφαιρας.

Μετρήσεις της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας από σταθμούς με διαφορετικά κατώφλια κατακόρυφης μαγνητικής δυσκαμψίας αντιστοιχούν σε διαφορετικά τμήματα του πρωτογενούς ενεργειακού φάσματος στο όριο της ατμόσφαιρας. Κατά συνέπεια το παγκόσμιο δίκτυο Μετρητών Νετρονίων αποτελεί ένα ισχυρό διαγνωστικό εργαλείο του φάσματος των κοσμικών ακτίνων στις χαμηλές πρωτογενείς ενέργειες, χρησιμοποιώντας το γήινο μαγνητικό πεδίο σαν

φασματόμετρο. Επιπλέον μετρήσεις της έντασης ακτινοβολίας από σταθμούς με διαφορετικούς ασυμπτωτικούς κώνους παρατήρησης αντιστοιχούν σε ροές σωματίων που καταφτάνουν από διαφορετικά σημεία του ουρανού. Οι μετρητές με μεγάλο κατώφλι κατακόρυφης μαγνητικής δυσκαμψίας, όπως είναι ο Μετρητής Νετρονίων του Πανεπιστημίου της Αθήνας ( $R_c=8.53$  GV) είναι λίγοι και οι μετρήσεις τους έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τη μελέτη ανισοτροπιών της κοσμικής ακτινοβολίας που σχετίζονται με την έρευνα του Διαστημικού Καιρού, που είναι η Μετεωρολογία του Διαστήματος. Από τα παραπάνω διαπιστώνεται ότι για τη μελέτη των μεταβολών της έντασης της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι απαραίτητη η δημιουργία ενός δικτύου Μετρητών Νετρονίων κατανεμημένων πάνω στη Γη. Το πρώτο δίκτυο που δημιουργήθηκε ήταν το παγκόσμιο δίκτυο Μετρητών Νετρονίων που αριθμεί σήμερα 60 περίπου σταθμούς κατανεμημένους σε διαφορετικά γεωγραφικά μήκη- πλάτη και κατώφλια μαγνητικής δυσκαμψίας πάνω στη Γη (σχήμα 6).



Σχήμα 6. Το παγκόσμιο δίκτυο Μετρητών Νετρονίων

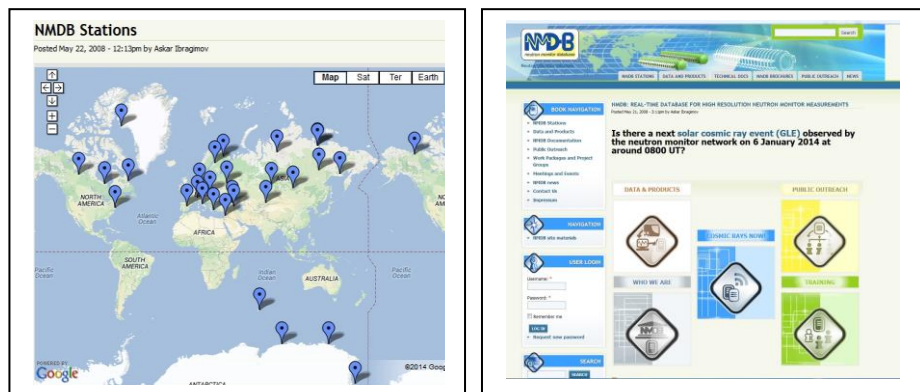
Επίσης δημιουργήθηκαν τα Παγκόσμια Κέντρα Συλλογής Δεδομένων (World Data Centers): WDC-A (Boulder, Colorado Η.Π.Α), WDC-B (Μόσχα, Ρωσία), WDC-C (Ibaraki, Ιαπωνία).

Μια καινούργια εποχή για τους Μετρητές Νετρονίων ξεκίνησε από το 1997 με την εισαγωγή της τεχνολογίας ‘πραγματικού χρόνου’ (real-time), όπου η καταγραφή, διόρθωση και η διάθεση των μετρήσεων στο διαδίκτυο γίνεται σε ‘πραγματικό χρόνο’. Από το Νοέμβριο του 2000 το Φυσικό Τμήμα του Πανεπιστημίου Αθηνών απέκτησε ένα σύγχρονο Σταθμό καταμέτρησης Κοσμικής Ακτινοβολίας, ο οποίος λειτουργεί σε 24ωρη βάση στην ηλεκτρονική διεύθυνση <http://cosray.phys.uoa.gr>. Είναι ο τέταρτος στη σειρά σταθμός σε παγκόσμια κλίμακα που λειτούργησε σε ‘πραγματικό χρόνο’

Από το έτος 2003 δημιουργήθηκε στο Σταθμό της Αθήνας το Παγκόσμιο δίκτυο Λήψης & Επεξεργασίας δεδομένων των σταθμών Κοσμικής Ακτινοβολίας (Athens Neutron Monitor Data Processing Center – ANMODAP) που παρέχει δεδομένα από όλους τους σταθμούς καταμέτρησης κοσμικής ακτινοβολίας ‘πραγματικού χρόνου’ διασκορπισμένους σε ολόκληρη τη Γη, καθώς και μετρήσεις

‘πραγματικού χρόνου’ από τους δορυφόρους ACE και οι GOES (Μανρωμιχαλάκη et al., 2005a; 2005b).

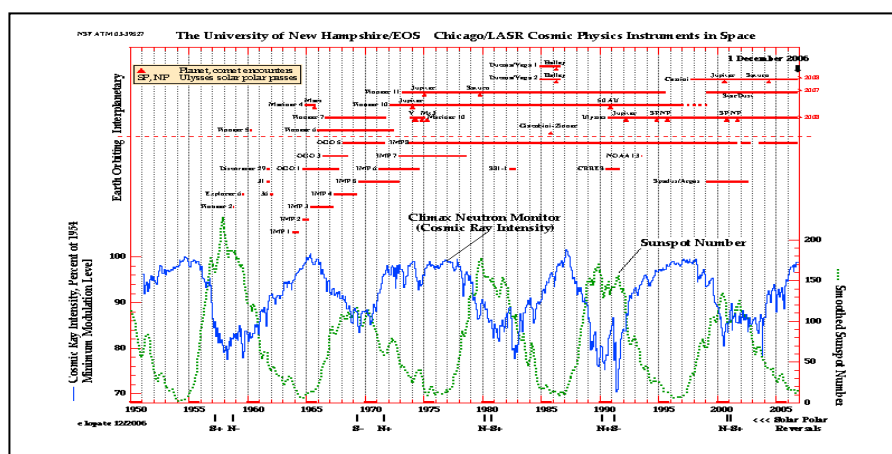
Από το 2009 δημιουργήθηκε με τη συμμετοχή 12 Ευρωπαϊκών χωρών η Ευρωπαϊκή βάση υψηλής ανάλυσης δεδομένων κοσμικής ακτινοβολίας (high resolution database) που λειτουργεί στην ηλεκτρονική διεύθυνση <http://www.nmdb.eu> παρέχοντας δεδομένα χρονικής ανάλυσης από 1min τόσο σε ψηφιακή μορφή όσο και σε γραφήματα σε πραγματικό χρόνο από 50 σταθμούς καταμεμημένους στη Γη, ο αριθμός των οποίων συνεχώς διευρύνεται (σχήμα 7). Αυτή η βάση θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα άσκηση.



Σχήμα 7. Η Ευρωπαϊκή βάση δεδομένων υψηλής ανάλυσης των Μετρητών Νετρονίων (<http://www.nmdb.eu>).

### 3.3 Γεγονότα Κοσμικής Ακτινοβολίας

**α) Μακρόχρονη διαμόρφωση:** Κατά τη διάρκεια του 11-ετούς κύκλου της ηλιακής δραστηριότητας συμβαίνουν μεταβολές και μέσω χαρακτηριστικών της Κ.Α.



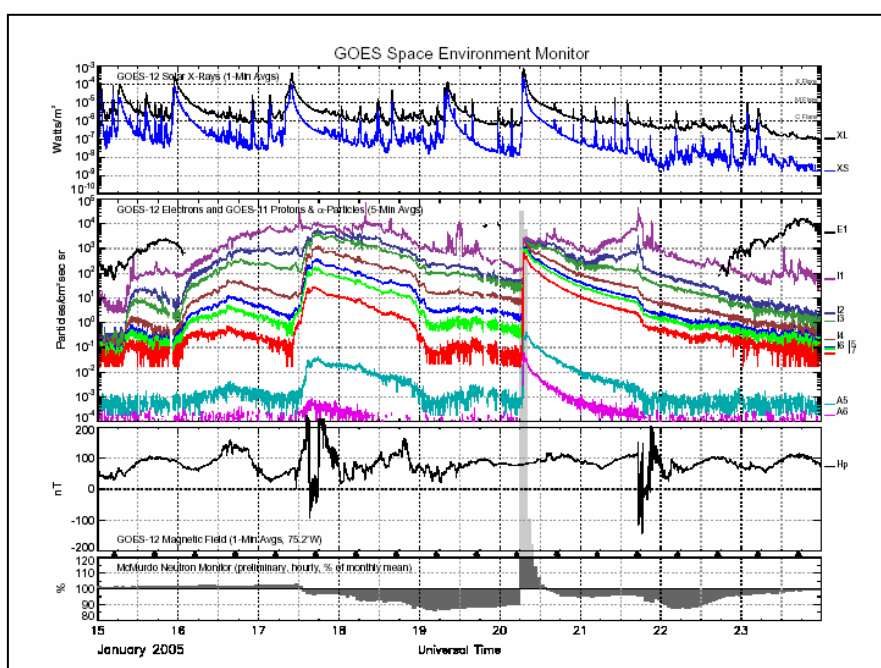
Σχήμα 8. Διαμόρφωση της έντασης της Κ.Α. από την ηλιακή δραστηριότητα (11-ετής κύκλος)

Η μείωση της έντασης της Κ.Α. όταν έχουμε έντονη ηλιακή δραστηριότητα, οφείλεται στο ότι τότε ο μαγνητικός θώρακας της ηλιόσφαιρας γίνεται λιγότερο διαπερατός. Πρώτος ο Forbush το 1958 έδειξε ότι η Κ.Α. βρίσκεται σε

Μέτρηση νουκλεονικής συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας  
(Ε. Μαυρομιχαλάκη, Μ. Γεροντίδου, Οκτώβριος 2017)

αρνητική συσχέτιση με τη δραστηριότητα του ήλιου, με μια χρονική υστέρηση αρκετών μηνών αν ληφθεί σα μέτρο της ηλιακής δραστηριότητας ο αριθμός των ηλιακών κηλίδων (σχήμα 8). Η μείωση της έντασης της Κ.Α. οφείλεται όταν έχουμε εντονη ηλιακή δραστηριότητα οφείλεται στο ότι τότε ο μαγνητικός θώρακας της ηλιόσφαιρας είναι λιγότερο διαπερατός, όταν το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρεται παγωμένο μέσα στο πλάσμα είναι ισχυρότερο. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, όσο η ηλιόσφαιρα καταλαμβάνει μεγαλύτερη έκταση, τόσο λιγότερα σωματίδια να μπορούν να φτάσουν στην περιοχή της Γης. Η θεωρία του ηλιακού ανέμου ερμηνεύει μόνο τη μεταβολή του ηλιακού κύκλου, ενώ ο βασικός μηχανισμός είναι ο μηχανισμός μεταφοράς – διάχυσης των ΚΑ. Σύμφωνα με αυτόν οι γαλαξιακές ΚΑ μεταφέρουν τις μαγνητικές ανωμαλίες έξω από τον ήλιο με το σταθερό ηλιακό άνεμο.

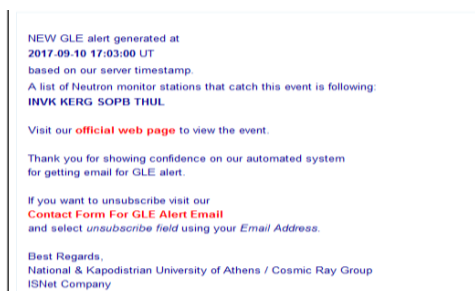
**β) Επίγειες Επαυξήσεις Κοσμικής Ακτινοβολίας:** Με τον όρο επίγεια επαύξηση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας (Ground Level Enhancement –GLE) εννοούμε την απότομη αύξηση του ρυθμού καταμέτρησης των σωματιών που καταγράφουν οι επίγειοι ανιχνευτές, η οποία προκαλείται από την άφιξη σχετικιστικών σωματιών ηλιακής προέλευσης (ηλιακές κοσμικές ακτίνες) επιταχυνόμενα σε υψηλές ενέργειες και διαδιδόμενα στο ηλιομαγνητικό πεδίο (Γεροντίδου, 2005; Πλαϊνάκη και Μαυρομιχαλάκη, 2007). Χαρακτηριστικό παράδειγμα ενός GLE είναι το γεγονός της 20<sup>ης</sup> Ιανουαρίου 2005, όπου καταγράφηκε αύξηση στον πολικό σταθμό McMurdo ~3000% (σχήμα 9).



Σχήμα 9. Επίγεια επαύξηση ΚΑ στις 20 Ιανουαρίου 2005 (GLE69)

Σε κάθε γεγονός που καταγράφεται από το Παγκόσμιο δίκτυο Μετρητών δίνεται διεθνώς μια ονομασία ανάλογα με τον αύξοντα αριθμό του. Έτσι μέχρι σήμερα έχουν καταγραφεί 72 GLEs, με το πιο πρόσφατο το γεγονός της 6<sup>ης</sup> Ιανουαρίου 2014, το οποίο βρίσκεται υπό μελέτη. Τα γεγονότα που έχουν καταγραφεί από το 2000 ως σήμερα δίνονται στον Πίνακα I.

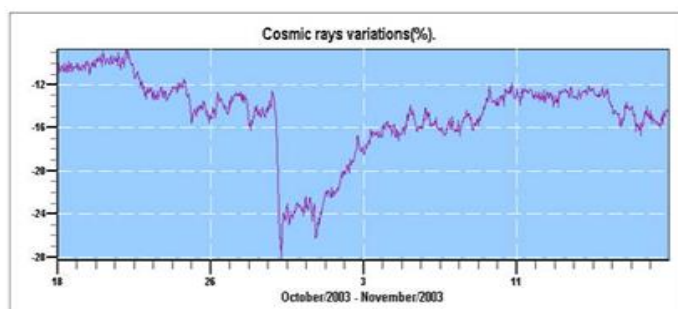
Ο Σταθμός της Αθήνας, τα τελευταία χρόνια έχει αναπτύξει σύστημα προειδοποίησης των γεγονότων αυτών που ονομάζεται GLE Alert . Συγκεκριμένα το πρώτο GLE του 24ου ηλιακού κύκλου στις 17 Μαΐου 2012 καταγράφηκε απο το GLE Alert της Αθήνας 39 min πριν από το σήμα που δοθηκε απο τους δορυφόρους GOES. Πρόσφατα, στις 10 Σεπτεμβριου 2017 ο σταθμός κοσμικής ακτινοβολίας της Αθήνας κατέγραψε σε πραγματικό χρόνο και έστειλε σήμα προειδοποίησης μεσω ηλεκτρονικού ταχυδρομείου σε όλους τους εγγεγραμένους χρήστες της υπηρεσίας GLE Alert 43 min πριν από το αντίστοιχο σήμα που δοθηκε απο τους δορυφόρους GOES. Η παρακάτω εικόνες αφορούν το σήμα Alert όπως δόθηκε σε πραγματικό χρόνο στο διαδίκτυο και το e-mail notification που στάλθηκε.



Συνοτομογραφία γεγονότος	Ημερομηνία
GLE 59	14 Ιουλίου 2000
GLE 60	15 Απριλίου 2001
GLE 61	18 Απριλίου 2001
GLE 62	04 Νοεμβρίου 2001
GLE 63	26 Δεκεμβρίου 2001
GLE 64	24 Αυγούστου 2002
GLE 65	28 Οκτωβρίου 2003
GLE 66	29 Οκτωβρίου 2003
GLE 67	02 Νοεμβρίου 2003
GLE 68	17 Ιανουαρίου 2005
GLE 69	20 Ιανουαρίου 2005
GLE 70	13 Δεκεμβρίου 2006
GLE71	17 Μαΐου 2012
GLE 72	10 Σεπτεμβρίου 2017

Πίνακας 1. Επίγειες Επαυξήσεις Κοσμικής ακτινοβολίας από το 2000 ως σήμερα

**γ) Μείωση Forbush:** Η μείωση Forbush είναι μια βραχύχρονη μεταβολή της ΚΑ που ανακαλύφθηκε από τον Forbush και παρουσιάζεται με απότομη ελάττωση στην ένταση της ΚΑ. κατά τουλάχιστον 5% σε διάστημα λίγων ωρών μέχρι 2 μέρες και επάνοδο σε μερικές μέρες ή εβδομάδες. Έχουν παρατηρηθεί μειώσεις μέχρι και 15 – 20%. Η επαλληλία μερικών μειώσεων Forbush ονομάζεται καταιγίδα και είναι συυφασμένη με την μαγνητική καταιγίδα, αλλά δεν είναι αμφιμονοσήμαντη η αντιστοιχία. Τα δύο φαινόμενα εμφανίζονται 1 – 2 μέρες μετά από μία ηλιακή έκλαμψη. Η μείωση Forbush οφείλεται σε μηχανισμό ανάλογο με την ενδεκαετή μεταβολή.



Σχήμα 10. Καταγραφή της Μείωσης Forbush της 29<sup>ης</sup> Οκτωβρίου 2003 από το Σταθμό της Αθήνας (πλάτος 21%)

Συντομογραφία γεγονότος	Ημερομηνία
FD 39	17 Σεπτεμβρίου 2000
FD 40	11 Απριλίου 2001
FD 41	25 Σεπτεμβρίου 2001
FD 42	26 Νοεμβρίου 2001
FD 43	24 Νοεμβρίου 2001
FD 44	29 Οκτωβρίου 2003
FD 45	22 Ιανουαρίου 2004
FD 46	26 Ιουλίου 2004
FD 47	9 Νοεμβρίου 2004
FD 48	18 Ιανουαρίου 2005
FD 49	21 Ιανουαρίου 2005
FD 50	15 Μαΐου 2005
FD 51	11 Σεπτεμβρίου 2005
FD 52	14 Δεκεμβρίου 2006
FD 53	18 Φεβρουαρίου 2011

Πίνακας II. Τυπικές μειώσεις Forbush από το 2000 έως σήμερα

Το μαγνητικό πεδίο που φέρεται παγωμένο στον ηλιακό άνεμο, θωρακίζει μαγνητικά τη γη και τα φορτισμένα σωματίδια της γαλαξιακής ΚΑ εκτρέπονται προς τα έξω. Η εκτροπή είναι τόσο μεγαλύτερη, όσο εντονότερη είναι η εκπομπή του ηλιακού πλάσματος. Είναι αυξημένη κατά το μέγιστο της ενδεκαετούς περιόδου και κατά τις έκτακτες δραστηριότητες του ήλιου. Ένα τυπικό παράδειγμα μείωσης Forbush δίνεται στο σχήμα 10.

**δ) Μαγνητοσφαιρικά γεγονότα:** Όταν η σύζευξη του ηλιακού ανέμου με τη μαγνητόσφαιρα της Γης γίνεται ισχυρή, τότε έχουμε έντονη μεταβολή του γήινου μαγνητικού πεδίου που καταγράφεται από το δείκτη Dst που είναι η παγκόσμια μέση τιμή της διαταραχής στους ισημερινούς σταθμούς. Τότε αναπτύσσεται μια μαγνητική καταιγίδα (magnetic storm) που διαρκεί συνήθως μερικές ώρες.

Η καταιγίδα αυτή 'αποτυπώνεται' και στην καταγραφή των Μετρητών Νετρονίων όπου παρατηρείται μια απότομη αύξηση της έντασης της νουκλεονικής συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας. Η πιο φανερή εκδήλωση της καταιγίδας είναι το σέλας. Μεταξύ άλλων ένα τέτοιο μαγνητοσφαιρικό γεγονός καταγράφηκε στις 20 Νοεμβρίου του 2003 στο Σταθμό της Αθήνας με το μεγαλύτερο πλάτος 7% και μάλιστα για πρώτη φορά παρατηρήθηκε σέλας στην Αθήνα, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.



*Σχήμα 11. Το μαγνητοσφαιρικό γεγονός της 20<sup>ης</sup> Νοεμβρίου 2003, όπως καταγράφηκε από το Σταθμό του Πανεπιστημίου της Αθήνας που είχε σαν αποτέλεσμα την εμφάνιση σέλαος στην Αθήνα για πρώτη φορά!*

## ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

### A) Προσδιορισμός χαρακτηριστικών των Μετρητών Νετρονίων

1. Υπολογίστε το ποσοστό του  $^{10}\text{B}$  που θα έχει εξαντληθεί μετά από ένα χρόνο λειτουργίας του μετρητή νετρονίων, αν είναι γνωστά τα εξής:

- Ο ρυθμός καταγραφής ανά ανιχνευτή είναι  $2.63 \cdot 10^8$  μετρήσεις / έτος
- Η πίεση και ο όγκος του απαριθμητή BP28 είναι 200mmHg και  $3.3 \cdot 10^{-2}\text{m}^3$  αντίστοιχα.
- Η παγκόσμια σταθερά R είναι  $8.315 \text{ N m mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
- Η απόλυτη θερμοκρασία T είναι  $293 \text{ }^\circ\text{K}$
- Τα  $0.41 \text{ mol BF}_3$  αντιστοιχούν σε  $2.5 \cdot 10^{23}$  μόρια

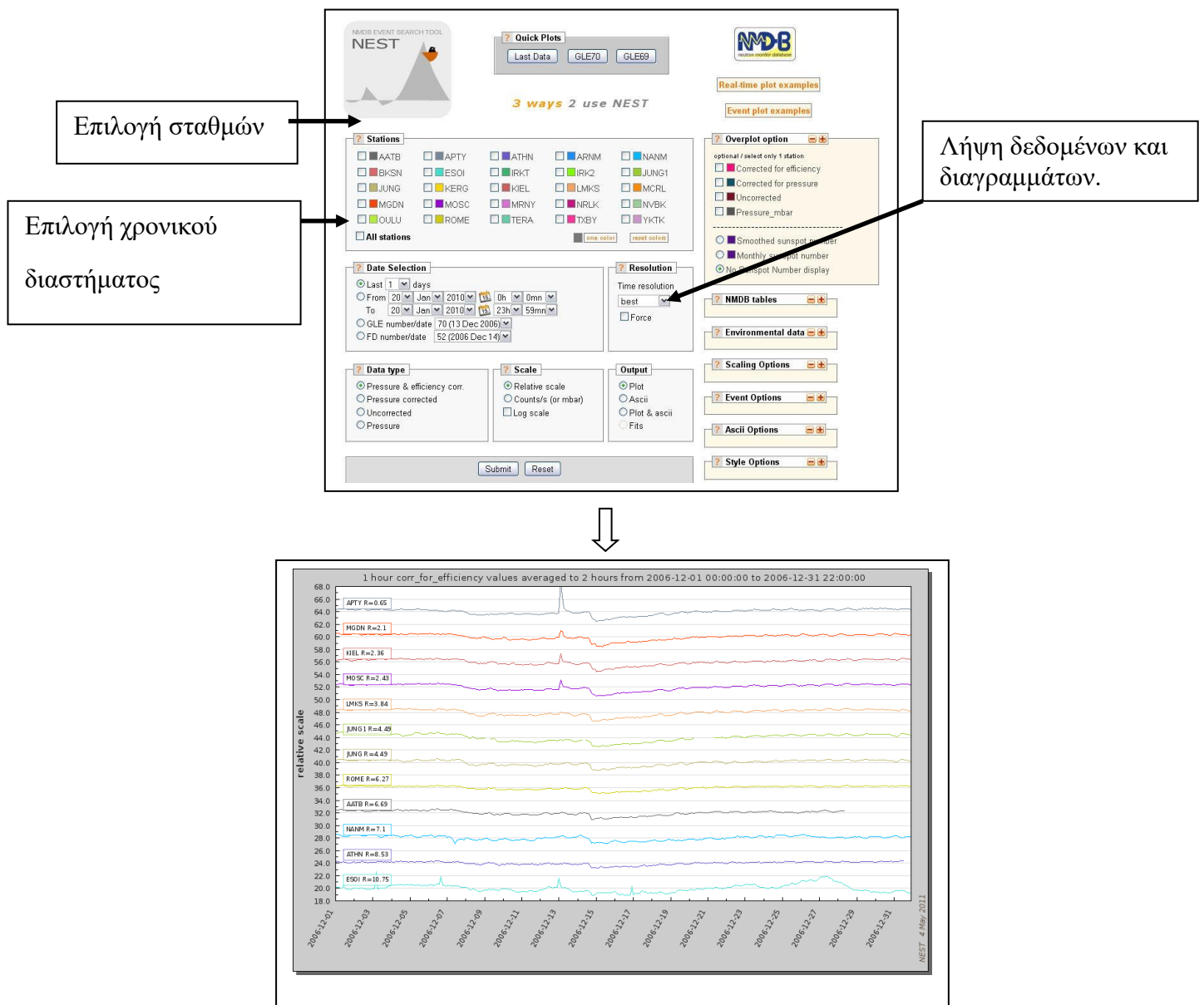
2. Νετρόνιο με ενέργεια  $10^{20}\text{eV}$  και χρόνο ζωής 917 sec καταγράφεται στους επίγειους Μετρητές Νετρονίων. Είναι δυνατόν να προέρχεται από τον εξωγαλαξιακό χώρο; (Μάζα νετρονίου  $m_n=939 \text{ MeV}$ , Διάμετρος Γαλαξία  $\Delta=10^{22-23} \text{ cm}$ )

### B) Αναγνώριση γεγονότων από τη βάση NMDB

#### a. Επίγεια Επαύξηση Κοσμικής Ακτινοβολίας (GLE)

1. Επιλέξτε ένα γεγονός GLE από τον Πίνακα I.
2. Πληκτρολογήστε την ηλεκτρονική διεύθυνση <http://www.nmdb.eu/>
3. Κάντε κλικ στην καρτέλα DATA AND PRODUCTS → NMDB EVENT Search Tool. Αφού εμφανιστεί το εργαλείο Nest, κατεβάστε τις μετρήσεις για την ένταση της Κ.Α. από ένα πολικό σταθμό (γεωγραφικό πλάτος  $>60^\circ$ ). Περιγράψτε το χρονικό προφίλ του γεγονότος.
4. Επαναλάβετε την παραπάνω διαδικασία για όλους τους σταθμούς που παρέχονται από τη βάση NMDB. Δώστε τις παρατηρήσεις σας.





5. Με τη βοήθεια του εργαλείου NEST και για το GLE που έχετε επιλέξει, πάρτε τα “ pressure and efficiency corrected data” της έντασης της K.A. σε ASCII μορφή από έξι σταθμούς μετρητών νετρονίων, εκ των οποίων οι δύο να είναι πολικοί, δύο ισημερινοί και δύο μεσαίου πλάτους. Αποθηκεύστε τα σε txt.files σε ένα δικό σας φάκελο στο Desktop .
6. Μετατρέψτε τα xls. files με τη βοήθεια του προγράμματος Excel. Παραστήστε γραφικά το GLE και για τους έξι σταθμούς στο ίδιο σχήμα.
7. Σύμφωνα με τον τύπο  $(I_i - I_m) / I_m$ , κανονικοποιήστε τα δεδομένα  $I_i$  κάθε σταθμού χρησιμοποιώντας σαν επίπεδο αναφοράς  $I_m$  τα δεδομένα 1-2 ωρών πριν την έναρξη του γεγονότος. Παραστήστε γραφικά τις κανονικοποιημένες τιμές στο ίδιο σχήμα και για τους έξι σταθμούς.

8. Προσδιορίστε το χρόνο έναρξης, το χρόνο και το πλάτος της μέγιστης έντασης, ως και τη διάρκεια του γεγονότος σε κάθε σταθμό. Δώστε τα αποτελέσματα σας σε πίνακα.
9. Ποιος σταθμός κατέγραψε το γεγονός με το μεγαλύτερο πλάτος και γιατί; Εξηγήστε από φυσικής πλευράς τα αποτελέσματά σας. Γράψτε τις παρατηρήσεις σας.

**β) Μείωση Forbush της έντασης της Κοσμικής Ακτινοβολίας**

1. Επιλέξτε το γεγονός της μείωσης Forbush του Φεβρουαρίου 2011 από τον Πίνακα II .
2. Από τον κεντρικό server του σταθμού του Πανεπιστημίου της Αθήνας μέσω της τοπικής του βάσης ([cosray.phys.uoa.gr/index.php/data/nm\\_database](http://cosray.phys.uoa.gr/index.php/data/nm_database)) πάρτε τα αδιόρθωτα και διορθωμένα με πίεση και efficiency δεδομένα της έντασης της Κ.Α, ως επίσης και δεδομένα πίεσης με ανάλυση μιας ώρας. Μετατρέψτε τα σε επεξεργάσιμη μορφή (βήματα 5 και 6 της ανάλυσης του GLEγεγονότος) και παραστήστε τα γραφικά.
3. Υπολογίστε το βαρομετρικό συντελεστή  $\alpha$  για το μήνα Φεβρουάριο του 2011 με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων εφαρμόζοντας τον τύπο της διόρθωσης της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας με την πίεση

$$I_c = I_{unc} e^{-\alpha (P_i - P_m)}$$

όπου  $I_c$  η διορθωμένη με την πίεση ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας,  $I_{unc}$  η αδιόρθωτη ένταση,  $\alpha$  ο βαρομετρικός συντελεστής,  $P_i$  η στιγμιαία πίεση και  $P_m$  η μέση πίεση της Αθήνας. Δίνεται η μέση πίεση της Αθήνας  $P_m = 980$  mb. Γιατί είναι απαραίτητη η διόρθωση με τη πίεση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας που μετριέται από επίγειους μετρητές νετρονίων;

4. Συγκρίνετε το αποτέλεσμα με τη τιμή του βαρομετρικού συντελεστή που προκύπτει από την εφαρμογή Barometric Coefficient ([cosray.phys.uoa.gr/index.php/data/nm\\_barometric\\_coefficient](http://cosray.phys.uoa.gr/index.php/data/nm_barometric_coefficient)) χρησιμοποιώντας ως σταθμό αναφοράς το γειτονικό σταθμό της Ρώμης.
5. Συγκρίνετε τα γεγονότα της επίγειας επαύξησης και της μείωσης Forbush που μελετήσατε. Δώστε ομοιότητες και τις διαφορές των δύο γεγονότων της Κοσμικής Ακτινοβολίας.

Πίνακας III: Χαρακτηριστικά των Σταθμών Μετρητών Νετρονίων που θα χρησιμοποιηθούν στην άσκηση.

	NM station	Abbrev	Latitude (deg)	Longitude (deg)	R <sub>c</sub> (GV)	Altitude (m)
1	Almaty	AATB	43.1	76.6	6.69	3340
2	Apatity	APTY	67.55	33.40	0.65	177
3	Aragats	ARNM	40.28	44.1	7.1	3200
4	Athens	ATHN	37.58	23.47	8.53	260
5	Baksan	BKSN	43.28	42.69	5.6	2003
6	ESOI-TAU	ESOI	33.3	35.8	10.75	2055
7	Irkutsk	IRKT	52.47	104.02	3.66	433
8	Irkutsk	IRK2	52.47	104.02	3.64	2000
9	IGY NM Jungfraujoch	JUNG	46.55	7.98	4.5	3570
10	NM64 Jungfraujoch	JUNG1	46.55	7.98	4.5	3475
11	Kerguelen	KERG	-49.35	70.25	1.14	33
12	Kiel	KIEL	54.34	10.12	2.36	54
13	Lomnický štít	LMKS	49.20	20.22	3.84	2634
14	Mobil Cosmic Ray Laboratory	MCRL	55.47	37.32	2.43	200
15	Magadan	MGDN	60.12	151.02	2.10	0
16	Moscow	MOSC	55.47	37.32	2.46	200
17	Mirny	MRNY	-66.55	-93.02	0.03	30
18	Norilsk	NRLK	69.26	88.05	0.63	0
19	Novosibirsk	NVBK	54.48	83.00	2.91	163
20	Oulu	OULU	65.02	25.50	0.81	15
21	Rome	ROME	41.86	12.47	6.27	0
22	Terre Adélie	TERA	-66.65	140.00	0.00	32
23	Tixie Bay	TXBY	71.60	128.9	0.53	0
24	Yakutsk	YKTK	62.02	129.73	1.70	105

## Βιβλιογραφία

Clem, J. and Dorman, L.I : "Neutron Monitor Response Functions", *Space Science Rev.*, 93, 335-359, 2000.

Dorman, L.I: "Cosmic ray interactions, propagation and acceleration in space plasmas" *Astrophys. Space Sci. Library*, Springer, 2006

Gruppen, C: 'Astroparticle Physics', Springer, 2005.

Γεροντίδου, Μ: "Πηγές και Μηχανισμοί επιτάχυνσης ηλιακών πρωτονικών γεγονότων" *Διδακτορική Διατριβή*, Πανεπιστήμιο Αθηνών, 2006.

Mavromichalaki, H.: ' World-wide Integration of Neutron Monitors ' , EOS AGU 91, 35, 305, 2010.

Mavromichalaki, H., Souvatzoglou, G., Sarlanis, C. et al.: "The new Athens center on data processing from the neutron monitor network in real time", *Annales Geophysicae*, 23, 1-8, 2005a

Mavromichalaki, H., Gerontidou, M., Mariatos, G., et al. : "Space Weather forecasting at the New Athens Center: The recent events of January 2005", *IEEE NSREC TNS* 52,6, 2307-2312, 2005b.

Mavromichalaki, H., Papaioannou, A., Plainaki, C., et al. for the NMDB team : "Applications and usage of the Real-time Neutron Monitor database", *Adv. Space Res.*, 47, 2210-2222, 2011.

Longair, M.S.: High Energy Astrophysics I, II, *Cambridge University Press/New York*, 1992

Μαυρομιχαλάκη, Ε: "Κοσμική Ακτινοβολία", *Πανεπιστημιακό Σύγγραμμα*, Εκδόσεις ΣΥΜΜΕΤΡΙΑ, 2008.

Miroshnichenko, L.: "Solar cosmic rays" *Kluwer Academic Publisher*, Dordrecht/ Boston/ London, 2001.

Simpson, J.: " Cosmic ray nucleonic component: The invention and the scientific uses of Neutron Monitors", *Space Science Reviews*, 93, 11-32, 2000.

## Ιστοσελίδες

<http://cosray.phys.uoa.gr>

<http://www.nmdb.eu>

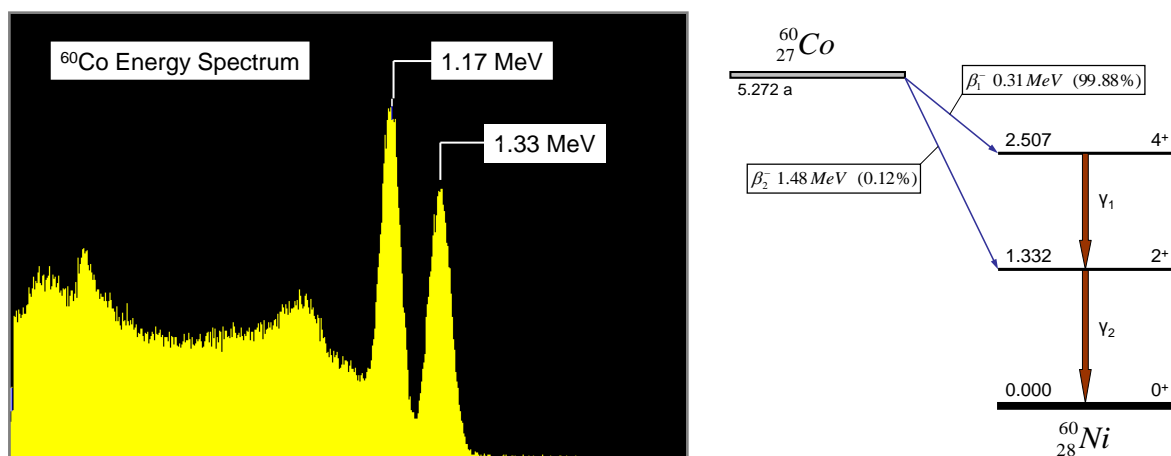
## ΑΣΚΗΣΗ 2: $\gamma$ - $\gamma$ ΓΩΝΙΑΚΗ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ

### Σκοπός

Στην πειραματική αυτή ενότητα μελετάται η γωνιακή συσχέτιση των δύο ακτίνων  $\gamma$  που εκπέμπονται από τον πυρήνα  $^{60}\text{Co}$  με τη βοήθεια της μεθόδου της χρονικής σύμπτωσης.

### Θεωρία

Το συνολικό spin και η ομοτιμία  $J^\pi$  μιας κατάστασης σχετίζεται με τη στροφορμή  $L$  της κατάστασης αυτής. Σε μια πυρηνική αντίδραση, για παράδειγμα, το spin και η ομοτιμία των καταστάσεων που συμμετέχουν στην αντίδραση συχνά καθορίζουν την ενεργό διατομή ή την πιθανότητα της αντίδρασης σε μια ορισμένη διεύθυνση, σχετικά με τη διεύθυνση της προσπίπτουσας δέσμης. Σε κάθε περίπτωση, πολλά από τα spin που είναι καταγεγραμμένα στον Πίνακα των Ισοτόπων έχουν προσδιοριστεί με κατευθυντική γωνιακή συσχέτιση  $\gamma$ - $\gamma$  που είναι ακριβώς ότι θα γίνει σ' αυτήν την πειραματική ενότητα.



**Σχήμα 1:** Ενεργειακό φάσμα της ακτινοβολίας  $\gamma$  της διασπάσεως του  $^{60}\text{Co}$  με σπινθηριστή NaI(Tl) και το αντίστοιχο διάγραμμα διάσπασής του.

Το Σχήμα-1 δείχνει το ενεργειακό φάσμα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας  $\gamma$  από τον ραδιενεργό πυρήνα  $^{60}\text{Co}$ , όπως αυτό μετράται με έναν κλασικό σπινθηριστή NaI(Tl). Επίσης στο ίδιο σχήμα φαίνεται το διάγραμμα διάσπασης του  $^{60}\text{Co}$  στη στάθμη  $4^+$  των 2.507 MeV του πυρήνα  $^{60}\text{Ni}$ , με εκπομπή  $\beta^-$  των 0.31 MeV. Αυτή η στάθμη διασπάται (με μέσο χρόνο ζωής  $\tau_1=9.7\times 10^{-12}$  s) μέσω ηλεκτρικής αποδιέγερσης E2 με ένα γάμα ( $\gamma_1$ ) στη στάθμη  $2^+$  και μετά στη βασική στάθμη, επίσης μέσω E2 με ένα δεύτερο γάμα ( $\gamma_2$ ) φωτόνιο. Αν ο χρόνος μέσης ζωής της στάθμης των 1.332 MeV είναι αρκετά μικρός, τότε μπορεί να υπάρχει μια σίγουρη συσχέτιση μεταξύ της διεύθυνσης του  $\gamma_2$  σχετικά με το  $\gamma_1$ . Πράγματι, η μέση ζωή της κατάστασης αυτής είναι συγκριτικά μικρή ( $\tau_2=0.7\times 10^{-12}$  s) και έτσι ένα μέρος από την ευθυγράμμιση που πιθανώς να είχε αν ήταν σχηματισμένη από την εκπομπή του  $\gamma_1$  θα μπορούσε να διατηρηθεί στη διεύθυνση του  $\gamma_2$ . Αυτή είναι σίγουρα η περίπτωση για τα  $\gamma_1$  και  $\gamma_2$  στο  $^{60}\text{Co}$ . Συγκρινόμενη με μια ισοτροπική κατανομή, η εν λόγω αποδιέγερση E2 στο  $^{60}\text{Co}$  δείχνει μια απόκλιση 17%, η οποία είναι αρκετά απλή να μετρηθεί στο εργαστήριο. Αυτή η συνάρτηση συσχέτισης μετράται με τη σταθεροποίηση του ενός

*$\gamma$ - $\gamma$  Γωνιακή Συσχέτιση*

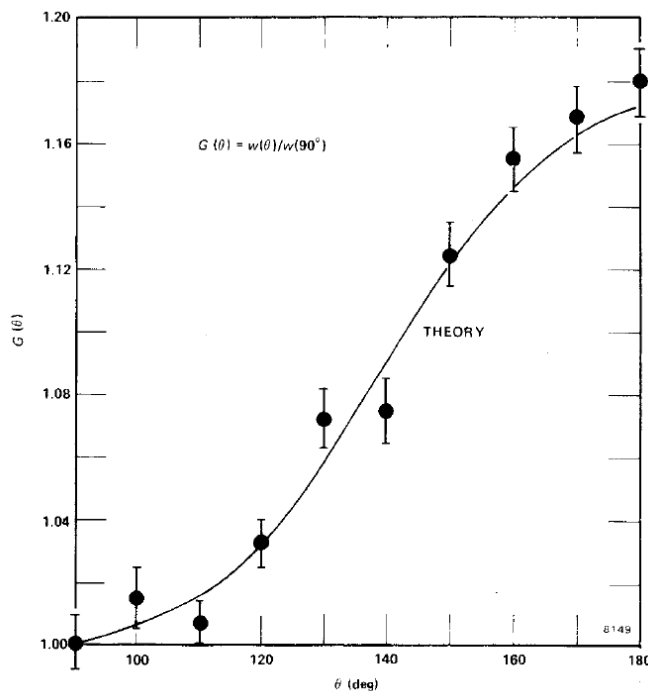
(Ε. Στυλιάρης, Α. Καραμπαρμπούνης, Ν. Γιοκάρης, 2011-2012)

ανιχνευτή σχετικά με τον διασπώμενο πυρήνα, την απαίτηση μιας σύμπτωσης μεταξύ των  $\gamma_1$  και  $\gamma_2$ , έτσι ώστε να εξασφαλιστεί η μέτρηση των παραγώγων διάσπασης του ίδιου μητρικού πυρήνα, και τέλος τη μέτρηση του ρυθμού της σύμπτωσης σαν συνάρτηση της γωνίας μεταξύ των δύο ανιχνευτών. Μια πιο ολοκληρωμένη θεωρία δίνεται από τις αναφορές [1] και [2].

Η γωνιακή συσχέτιση των ακτίνων  $\gamma_1$  και  $\gamma_2$  περιγράφεται γενικά από μια συνάρτηση  $W(\theta)$  της μορφής:

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cdot \cos^2 \theta + a_4 \cdot \cos^4 \theta + \dots + a_{2L} \cdot \cos^{2L} \theta \quad (1)$$

Οι συντελεστές  $a_2, a_4 \dots a_{2L}$  είναι συναρτήσεις του spin της αρχικής, της ενδιάμεσης και της τελικής κατάστασης της αποδιέγερσης. Για τον πυρήνα  $^{60}\text{Co}$  είναι  $a_2=0.125$ ,  $a_4=0.0417$ , ενώ οι άλλοι όροι ανώτερης τάξης μηδενίζονται. Γενικά, η μεγαλύτερη δύναμη του  $\cos\theta$  στην παραπάνω εξίσωση (1) καθορίζεται από τη συνθήκη ότι το  $2L$  πρέπει να είναι ίσο ή μικρότερο από τη μικρότερη τιμή των πολυπολικοτήτων  $2I_1, 2I_2$  των δύο αποδιεγέρσεων και του  $2J$ , όπου  $J$  το spin της ενδιάμεσης κατάστασης. Στην περίπτωση του  $^{60}\text{Co}$  οι  $2I_1$  και  $2I_2$  είναι οι πολυπολικότητες των  $\gamma_1$  και  $\gamma_2$  αντίστοιχα (και οι δύο είναι E2) και  $J$  είναι το spin της ενδιάμεσης στάθμης ( $2^+$  για την κατάσταση των 1.332 MeV). Το Σχήμα-2 δείχνει ένα διάγραμμα γι' αυτή τη θεωρητική συνάρτηση για τιμές της γωνίας  $\theta$  από  $90^\circ$  ως  $180^\circ$ .



**Σχήμα 2:** Θεωρητική καμπύλη και πειραματικά δεδομένα για την γωνιακή συσχέτιση των δύο εκπεμπόμενων  $\gamma_1$  και  $\gamma_2$  φωτονίων κατά την διάσπαση του  $^{60}\text{Co}$  (E2 αποδιεγέρσεις του θυγατρικού πυρήνα  $^{60}\text{Ni}$ ).

Στην περίπτωσή μας,  $2I_1=4$ ,  $2I_2=4$  και  $2J=4$  και επομένως η συνάρτηση γωνιακής συσχέτισης θα περιέχει όρους μόνο μέχρι τον  $\cos^4 \theta$ . Προκειμένου να δούμε πώς δουλεύει αυτό, ας υποθέσουμε ότι δεν ξέραμε το spin του  $J$ , αλλά ξέραμε όλους τους άλλους όρους στους κανόνες επιλογής. Οι μόνες αποδεκτές τιμές για το spin  $J$  της στάθμης των 1.332 MeV είναι 0, 1 και 2. Αν το spin ήταν  $J=0$  δεν θα έδινε καμιά συσχέτιση αλλά θα επέφερε μια ιστροπική κατανομή [ $W(\theta)=1$ ]. Εάν ήταν  $J=1$  θα έδινε:

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cdot \cos^2 \theta \quad (2)$$

που δεν παρατηρείται πειραματικά. Το μόνο αποδεκτό spin γι' αυτή τη στάθμη είναι επομένως  $J=2$ , που είναι η σωστή τιμή. Οι μετρήσεις γωνιακής συσχέτισης  $\gamma$  μας δίνουν, έτσι, πληροφορίες σχετικά με τις πολυπολικότητες των  $\gamma$  που συμμετέχουν, πράγμα που μας βοηθά στην αντιστοίχιση των spin των πυρηνικών σταθμών. Είναι μια από τις πιο δυνατές πυρηνικές τεχνικές.

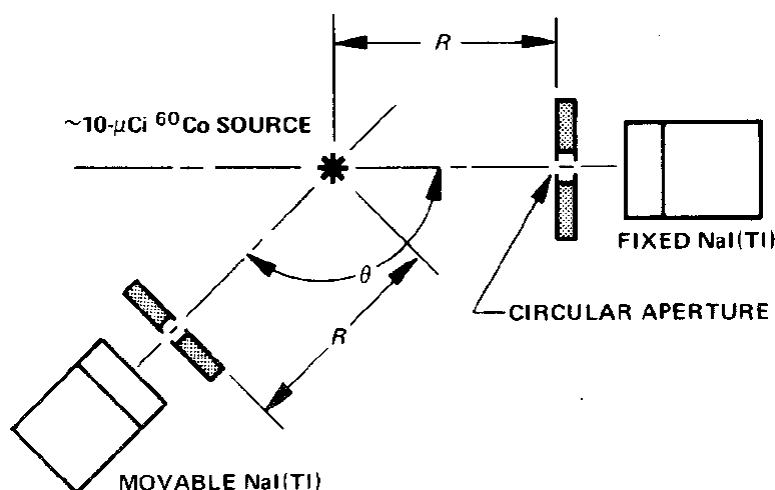
### **Πείραμα: Επιβεβαίωση της γωνιακής συσχέτισης $\gamma_1$ - $\gamma_2$ στο $^{60}\text{Co}$ χρησιμοποιώντας τεχνική σύμπτωσης**

#### **Συζήτηση**

Το Σχήμα-1 δείχνει ένα φάσμα ύψους παλμού του  $^{60}\text{Co}$  (ενεργειακό φάσμα) που μετρήθηκε με έναν κλασικό ανιχνευτή NaI(Tl), κυλινδρικού σχήματος (5.08cm×5.08cm). Φαίνεται ακόμα στο σχήμα το μερικό διάγραμμα διάσπασης για το ισότοπο. Το  $^{60}\text{Co}$  διασπάται με την εκπομπή ενός  $\beta^-$  0.319 MeV στη στάθμη των 2.507 MeV ( $4^+$ ) του  $^{60}\text{Ni}$ . Αυτή η στάθμη διασπάται γρήγορα με εκπομπή E2  $\gamma$  στη στάθμη  $2^+$  των 1.332 MeV. Αυτό μας δίνει το φωτόνιο  $\gamma_1$  των 1.17 MeV που μετράται στο φάσμα. Η στάθμη των 1.332 MeV ( $2^+$ ) διασπάται με τη σειρά της κατόπιν εκπομπής E2  $\gamma$  (φωτόνιο  $\gamma_2$ ) κατευθείαν στη βασική στάθμη ( $0^+$ ) του  $^{60}\text{Ni}$ . Η μετάβαση αυτή έχει μια μέση ζωή  $\tau_2=0.7 \times 10^{-12}$  s που είναι μικρή σχετικά με ό,τι μας ενδιαφέρει. Στο Σχήμα-3, όπου δίνεται σχηματικά η διάταξη των ανιχνευτών στο εν λόγω πείραμα, αν το  $\gamma_1$  κατευθυνθεί προς τον σταθερό ανιχνευτή, τότε είναι κατά προσέγγιση αλήθεια ότι το  $\gamma_2$  θα φύγει προς οποιαδήποτε διεύθυνση. Αυτό σημαίνει ότι ένας μικρός τους αριθμός θα χτυπήσει τον δεύτερο ανιχνευτή και θα μετρηθεί. Επομένως, υπάρχει ένας καθορισμένος ρυθμός σύμπτωσης που θα συμβεί μεταξύ των δύο ανιχνευτών. Στην περίπτωση που δεν υπάρχει γωνιακή συσχέτιση (ισοτροπική κατανομή) ο ρυθμός των καταγραφόμενων συμπτώσεων δεν θα παρουσιάζει αλλαγή με την γωνία. Στην περίπτωση του  $^{60}\text{Co}$  είδαμε όμως πως αναμένεται μια διαφοροποίηση κατά 17%, δηλαδή  $W(180^\circ)/W(90^\circ)=1.17$ . Επομένως, ο ρυθμός των συμπτώσεων μεταξύ των  $\gamma_1$ - $\gamma_2$  πρέπει να παρουσιάζει μέγιστο για την γωνία των δύο ανιχνευτών  $\theta=180^\circ$  (back-to-back) και να βαίνει ελαττούμενος μέχρι τη γωνία  $\theta=90^\circ$ . Η γωνιακή αυτή συσχέτιση είναι και το πειραματικό ζητούμενο. Θα επιβεβαιώσουμε πειραματικά ότι ο αριθμός των συμπτώσεων που καταγράφονται συμφωνεί με την θεωρητικά αναμενόμενη καμπύλη του Σχήματος-2.

#### **Πειραματική Διαδικασία**

Στο Σχήμα-3 φαίνεται μια σχηματική άποψη της διάταξης της γωνιομετρικής τράπεζας που θα χρησιμοποιηθεί στο πείραμα αυτό. Οι βαριές μολύβδινες θωρακίσεις περιέχουν τους ανιχνευτές NaI(Tl) και τοποθετούνται σε σταθερή απόσταση από την πηγή. Το κυκλικό άνοιγμα του κατευθυντήρα εμπρός από τους ανιχνευτές έχει τις ίδιες διαστάσεις, έτσι ώστε ο παράγοντας γεωμετρίας για ίσες αποστάσεις από την πηγή να είναι ο ίδιος και στα δύο συστήματα. Ένας των ανιχνευτών παραμένει σε σταθερή θέση, ενώ ο άλλος μπορεί να μετακινηθεί σε οποιαδήποτε γωνία  $\theta$  σχετικά με τον άλλον. Οι γωνίες  $\theta$  μπορούν να καθοριστούν με ακρίβεια  $\pm 5^\circ$ . Η απόσταση (R) από την πηγή μέχρι καθένα από τους δύο ανιχνευτές μπορεί να μεταβληθεί για να εξυπηρετήσει πηγές με ένα μεγάλο εύρος από ενεργότητες έως τα 100  $\mu\text{Ci}$ .

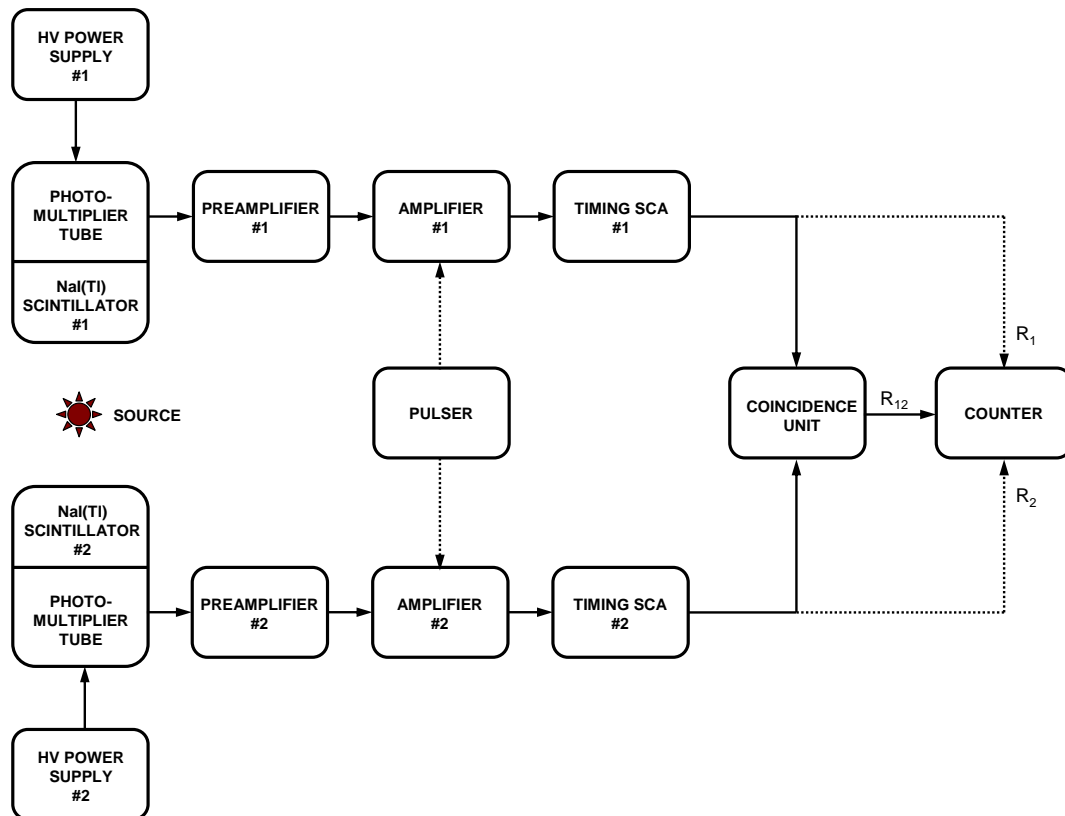


**Σχήμα 3:** Πειραματική διάταξη για τη μέτρηση της γωνιακής συσχέτισης των φωτονίων  $\gamma_1$ - $\gamma_2$  κατά τη διάσπαση του  $^{60}\text{Co}$ . Ο ένας των ανιχνευτών παραμένει σε σταθερή θέση, ενώ ο άλλος μπορεί να τοποθετηθεί με τη βοήθεια γωνιομετρικής τράπεζας σε διαφορετικές γωνίες γύρω από την ραδιενεργή πηγή του  $^{60}\text{Co}$ .

Η πειραματική διαδικασία της άσκησης αυτής περιλαμβάνει τα επόμενα τέσσερα στάδια:

### I. ΕΞΟΙΚΕΙΩΣΗ ΜΕ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΑ

1. Εξοικειωθείτε με τις ηλεκτρονικές μονάδες NIM της άσκησης με βάση και τη συνοπτική περιγραφή της λειτουργίας των (τεχνικές πληροφορίες βρίσκονται στο Παράρτημα στο τέλος της ενότητας).
2. Αρχίστε από τον **Pulser** (γεννήτρια παλμών). Συνδέστε την έξοδο του στον παλμογράφο - Παρατηρήστε τους παλμούς. Μετρήστε το ύψος και το εύρος τους μεταβάλλοντας τις διάφορες παραμέτρους της μονάδας.
3. Συνδέστε την έξοδο του Pulser στην είσοδο του **Ενισχυτή #1** (Spectroscopy Amplifier) - Παρατηρήστε την είσοδο και την έξοδο του ενισχυτή στα δύο κανάλια του παλμογράφου, μεταβάλλοντας την ενίσχυση, την πολικότητα και τη μορφή του παλμού εξόδου.
4. Επανάληψη του 2 (ανωτέρω) με τον **Ενισχυτή #2**.
5. Πραγματοποιείτε τη συνδεσμολογία **Pulser**  $\rightarrow$  **Ενισχυτή #1**  $\rightarrow$  **Single Channel Analyzer #1** - (SCA#1)  $\rightarrow$  **Παλμογράφο** (2 κανάλια, είσοδος και έξοδος από τον SCA). Κατανοείτε τη λειτουργία του SCA, μεταβάλλοντας τις διάφορες τιμές των παραμέτρων του (lower level, window, delay). Ιδιαίτερα προσπαθήστε να δείτε τις δύο εξόδους του (Θετική-Αρνητική) και σημειώστε τους χαρακτηριστικούς χρόνους των σημάτων.
6. Επανάληψη του βήματος (4) με **Pulser**  $\rightarrow$  **Ενισχυτή #2**  $\rightarrow$  **Single Channel Analyzer #2** - (SCA#2)  $\rightarrow$  **Παλμογράφο**.
7. Κατασκευάστε τη συνδεσμολογία του Σχήματος-4, όπου οι είσοδοι των **Ενισχυτών #1 και #2** είναι από τον ίδιο **Pulser**. Από την (+) έξοδο των **SCA's**  $\rightarrow$  **Dual Counter/ Timer**. Κατανοείτε τη λειτουργία της μονάδας σύμπτωσης και μετρείστε τους ρυθμούς **R<sub>1</sub>**, **R<sub>2</sub>** (singles) καθώς και **R<sub>12</sub>** (coincidence). Είναι οι ίδιοι;



**Σχήμα 4:** Ηλεκτρονική συνδεσμολογία (block diagram) της πειραματικής διάταξης για την μέτρηση της γωνιακής συσχέτισης  $\gamma$ - $\gamma$  του  $^{60}\text{Co}$  με τεχνική σύμπτωσης. Η γεννήτρια παλμών (Pulsar) χρησιμοποιείται βοηθητικά για την αρχική ρύθμιση των ενισχυτών και του χρονισμού της μονάδας σύμπτωσης.

## II. ΡΥΘΜΙΣΗ ΕΝΙΣΧΥΣΗΣ & SCA ΜΕ ΠΗΓΗ $^{60}\text{Co}$

8. Τοποθετείστε προσεκτικά την πηγή  $^{60}\text{Co}$  στη θέση της κατασκευάζοντας και ένα μικρό τοίχο θωράκισης από τα ειδικά τούβλα μόλυβδου της άσκησης. Η ονομαστική υψηλή τάση (H.V.) των φωτοπολλαπλασιαστών τόσο στον **Ανιχνευτή #1** όσο και στον **Ανιχνευτή #2** είναι **-1000Volts**. Από την έξοδο του ενισχυτή δείτε τους παλμούς του **PMT#1** στο ένα κανάλι του παλμογράφου. Ρυθμίστε την υψηλή τάση του **Ανιχνευτή #2** έτσι ώστε το ύψος των παλμών του **PMT#2** (όπως θα φαίνεται στο δεύτερο κανάλι του παλμογράφου) να είναι περίπου ίσο με του **PMT#1**.
9. Παρατηρείστε στον παλμογράφο τις εξόδους των **Ενισχυτών # 1 και #2** και των λογικών παλμών από τους **SCA#1 και SCA#2**.
10. Η έξοδος του **Ενισχυτή #1** να συνδεθεί στην είσοδο του **MCA** (Multi Channel Analyzer - Αναλυτής Πολλών Καναλιών) χωρίς **Gate**. Παρατηρείστε το φάσμα. Είναι αυτό που αναμένετε;
11. Επαναλάβετε το βήμα (10) για τον **PMT#2**. Ρυθμίστε την ενίσχυση του **Ενισχυτή #2** έτσι ώστε οι δύο φωτοκορυφές του φάσματος να είναι περίπου στην ίδια θέση με αυτές του **PMT#1**.
12. Στη συνέχεια θα χρειαστεί να χρησιμοποιήσετε έναν **Καθυστερητή-Μορφοποιητή** (μονάδα ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ) μετά τους **SCA's**. Η μορφοποιημένη αυτή έξοδος (λογικός παλμός) οδηγείται στην είσοδο **Gate** του **MCA** και δρα βοηθητικά για τη σωστή επιλογή των επιθυμητών ενεργειών ( $\gamma_1$  ή  $\gamma_2$ ). Χρησιμοποιείται μόνο στο στάδιο ρύθμισης καθενός **SCA**. Ρυθμίστε, λοιπόν, τον **SCA#1** έτσι ώστε να επιτρέπει τη δίοδο μόνο της **φωτοκορυφής  $\gamma_1$**  (1.17

*$\gamma$ - $\gamma$  Γωνιακή Συσχέτιση*

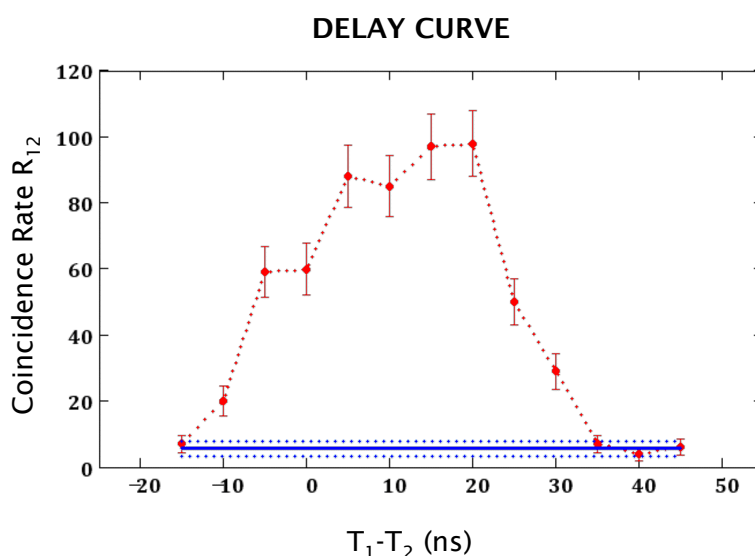
(Ε. Στυλιάρης, Α. Καραμπαρμπούνης, Ν. Γιόκαρης, 2011-2012)



MeV). Σημειώστε τον αριθμό καναλιού στο ελάχιστο, στο μέγιστο και στη κορυφή της  $\gamma_1$ . Ρυθμίστε ομοίως τον **SCA#2** έτσι ώστε να επιτρέπει τη δίοδο μόνο της **φωτοκορυφής  $\gamma_2$**  (1.33 MeV).

### III. ΚΑΤΑΝΟΗΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΤΗΣ ΜΟΝΑΔΑΣ ΣΥΜΠΤΩΣΗΣ - ΚΑΜΠΥΛΗ ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΣΗΣ

13. Συνεχίζοντας την άσκηση διαφορετική ημέρα υπάρχει περίπτωση οι αριθμοί των καναλιών να έχουν μετακινηθεί στον άξονα των ενεργειών. Ίσως χρειαστεί επαναρύθμιση του κατωφλίου και του παραθύρου των δύο **SCA's**. Επαναλάβετε, εν συντομία, το βήμα (12) της προηγούμενης ενότητας (II) και επαναρυθμίσατε τους **SCA#1** και **SCA#2**.
14. Παρατηρείστε στον παλμογράφο τα αρνητικά και τα θετικά λογικά σήματα των εξόδων των **SCA#1** και **SCA#2**. Καταγράψτε το πλάτος τους  $\Delta\tau$  και το ύψος τους.
15. Χρησιμοποιήστε την **αρνητική** (γρήγορη) έξοδο του **SCA#1** στην **είσοδο A** της **Μονάδας Σύμπτωσης** (Coincidence Unit). Η αρνητική έξοδος του **SCA#2** συνδέεται στην **είσοδο B** της **μονάδας σύμπτωσης**. Βεβαιωθείτε ότι τα υπόλοιπα κανάλια εισόδου της Μονάδας Σύμπτωσης είναι ανενεργά.
16. Μετρήστε τους απλούς ρυθμούς (**single rates**)  $R_1$  και  $R_2$  για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά καθώς και τον ρυθμό σύμπτωσης  $R_{12}$ . Υπολογίστε τον αναμενόμενο ρυθμό  $R_{12}^{acc}$  των τυχαίων συμπτώσεων ( $R_{12}^{acc} = 2R_1R_2 \cdot \Delta\tau$ ) με το σφάλμα του και συγκρίνετέ τον με τον μετρούμενο.
17. Στη συνέχεια να λάβετε δεδομένα για την καμπύλη καθυστέρησης  $R_{12} = f(T_1 - T_2)$  μεταβάλλοντας μέσω της **καθυστερήσης (delay)** τους απόλυτους χρόνους  $T_1$  και  $T_2$  των σημάτων από τους **SCA#1** και **SCA#2**. Καθυστερώντας πρώτα τον **SCA#1** σε σχέση με τον **SCA#2** και μετά τον **SCA#2** σε σχέση με τον **SCA#1** και με βήματα των 5 ns. Μετρήστε τον ρυθμό των τυχαίων συμπτώσεων και κάντε σύγκριση με τον αναμενόμενο. Μια χαρακτηριστική καμπύλη καθυστέρησης του πειράματος αυτού φαίνεται στο Σχήμα-5.



**Σχήμα 5:** Καμπύλη καθυστέρησης από πειραματικά δεδομένα σύμπτωσης  $\gamma_1$ - $\gamma_2$  πηγής  $^{60}\text{Co}$  με την πειραματική διάταξη της ενότητας αυτής. Ο βηματισμός στην σχετική καθυστέρηση είναι 5 ns ενώ ο

χρόνος λήψης δεδομένων για κάθε σημείο είναι 200 s. Το εύρος της καμπύλης αντιστοιχεί σε  $2\Delta t$ .

#### IV. ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΓΩΝΙΑΚΗΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ $\gamma_1$ - $\gamma_2$ ΑΠΟ ΤΟ $^{60}\text{Co}$

18. Συνεχίζοντας το πείραμα, πιθανότατα άλλη χρονική στιγμή, είναι δυνατόν κάτι να έχει μεταβληθεί. Για το σκοπό αυτό επιβάλλεται ένας γρήγορος έλεγχος ότι οι **SCA#1** και **SCA#2** απομονώνουν σωστά τις **φωτοκορυφές 1 και 2** αντίστοιχα. Προχωρήστε σε επαναρύθμιση των κατωφλίων και παραθύρων αν κριθεί αναγκαίο.
19. Πραγματοποιήστε επίσης ένα γρήγορο έλεγχο των  $R_1$ ,  $R_2$  και  $R_{12}$  για δύο ή τρεις ενδεικτικές τιμές της καθυστέρησης. Συμφωνούν οι μετρήσεις με αυτές που ελήφθησαν στο τέλος της ενότητας (III);
20. Μέτρηση της γωνιακής εξάρτησης: Μετρήστε τους ρυθμούς σύμπτωσης  $R_{12}$  για  $\theta = \{180^\circ, 160^\circ, 140^\circ, 120^\circ, 90^\circ\}$  (διάρκεια περίπου μιας ώρας η κάθε μία). Καταγράψτε επιπλέον τα **singles  $R_1$ ,  $R_2$**  (για 1 λεπτό) στην αρχή και στο τέλος κάθε μέτρησης. Οι μετρήσεις σας για την αποφυγή σφαλμάτων αντιγραφής θα γίνουν μετρώντας τον αριθμό κρούσεων ( $N_{12}$ ,  $N_1$  και  $N_2$ ) για το προκαθορισμένο χρονικό διάστημα. Ο υπολογισμός των ρυθμών  $R_{12}$ ,  $R_1$  και  $R_2$  θα γίνει στην επεξεργασία μαζί με την εκτίμηση των **τυχαίων συμπτώσεων**  $R_{12}^{acc} = 2R_1R_2 \cdot \Delta\tau$  για κάθε σημείο. Ένας ενδεικτικός πίνακας μετρήσεων έχει την μορφή:

Γωνία $\theta$	$N_1$ (πριν singles (1min))	$N_2$ (πριν singles (1min))	$N_{12}$ coincidence (1h)	$N_1$ (μετά singles (1min))	$N_2$ (μετά singles (1min))
180°					
160°					
140°					
120°					
90°					

21. Μετρήστε όλα τα γεωμετρικά μεγέθη, τα αναγκαία για τον υπολογισμό του αριθμού των φωτονίων  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  που εισέρχονται στους **κρυστάλλους #1 και #2** και συγκρίνετε με τους καταμετρούμενους ρυθμούς. Σχολιάστε.
22. Προχωρήστε στους αναγκαίους υπολογισμούς και γραφικές παραστάσεις και γράψτε ο καθένας ξεχωριστά μια πλήρη έκθεση, με τα συμπεράσματα, τις παρατηρήσεις και τα σχόλια.
23. Αναφέρατε τρόπους - προτάσεις για βελτίωση της άσκησης.

#### **Σημείωση**

Προκειμένου να υπολογίσουμε τον πραγματικό ρυθμό σύμπτωσης, θα πρέπει πρώτα για κάθε σημείο να υπολογίσουμε τον τυχαίο ρυθμό σύμπτωσης  $R_{12}^{acc}$ . Αυτός δίνεται από τη σχέση:

$$R_{12}^{acc} = 2\Delta\tau \cdot R_1R_2 \quad (3)$$

όπου  $\Delta\tau$  είναι το εύρος (FWHM) της εξόδου του λογικού παλμού του SCA που οδηγείται στην μονάδα σύμπτωσης και τα  $R_1, R_2$  είναι ο μέσος όρος των μετρήσεων (πριν-μετά) που έχουν καταγραφεί στους μετρητές #1 και #2 στον παραπάνω Πίνακα (βήμα 20). Η πειραματική τιμή για το  $W(\theta)$  δίνεται στη συνέχεια από τη σχέση:

$$W(\theta)_{\text{exp}} = R_{12}(\theta) - R_{12}^{\text{acc}}(\theta) = R_{12}(\theta) - 2\Delta\tau \cdot R_1(\theta) \cdot R_2(\theta) \quad (4)$$

Υπολογίστε το  $W(\theta)_{\text{exp}}$  για όλες τις προτεινόμενες γωνίες του Πίνακα. Για τη σύγκριση των πειραματικών τιμών με τη θεωρία, είναι απαραίτητο οι πειραματικές αυτές τιμές να κανονικοποιηθούν. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούμε στην περαιτέρω επεξεργασία των μετρήσεών μας την κανονικοποιημένη ποσότητα  $G(\theta)_{\text{exp}}$ , η οποία ορίζεται ως ο λόγος:

$$G(\theta)_{\text{exp}} = \frac{W(\theta)_{\text{exp}}}{W(90^\circ)_{\text{exp}}} \quad (5)$$

Υπολογίστε τις τιμές του  $G(\theta)_{\text{exp}}$  και τοποθετήστε τις στον πίνακα δεδομένων σας. Σημειώστε ότι  $G(\theta)_{\text{the}}$  έχει την ίδια αριθμητική τιμή με την θεωρητική κατανομή  $W(\theta)_{\text{the}}$ , αφού  $W(90^\circ)_{\text{the}}=1$ . Σχεδιάστε μια καμπύλη του  $G(\theta)_{\text{the}}$  ως προς  $\theta$  και τοποθετήστε τα πειραματικά σας σημεία στην καμπύλη. Το Σχήμα-2 δείχνει ένα διάγραμμα από μερικά τυπικά πειραματικά δεδομένα γι' αυτό το πείραμα.

## Βιβλιογραφία

1. Εισαγωγή στη Πυρηνική Φυσική: W.N. Cottingham and D.A. Greenwood, τυπωθήτω (1996).
2. Εισαγωγή στη Φυσική Υψηλών Ενεργειών: D. Perkins, τυπωθήτω (1996).
3. Radiation Detection and Measurement: G. Knoll, Wiley, 4<sup>th</sup> Edition (2010).
4. Experiments in Modern Physics: A. Melissinos and J. Napolitano, Academic Press, 2<sup>nd</sup> Edition (2003).
5. Βιβλίο Εργαστηριακών Ασκήσεων Πυρηνικής Φυσικής, Τμήμα Φυσικής, Ε.Κ.Π.Α. (2009).

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

### *NIM (Nuclear Instrumentation Methods) Modules*



#### Features

- NIM standard, IEC 801 compliant
- 150 W capability (96 W for Model 2000)
- 90-130 V or 193-260 V operation
- $\pm 12$  V at 3 A,  $\pm 24$  V at 1.5 A,  $\pm 6$  V at 10 A\*

\* $\pm 6$  V supply provided only on the Model 2100.

## Model 2000/2100 Bin/Power Supply

#### Description

The CANBERRA Models 2000 and 2100 Bin/Power Supplies provide mounting space and power sources for up to 12 standard Nuclear Instrument Modules (NIM) conforming to DOE/ER-0457T. Multiple

width NIM modules are also accommodated in any combination up to a total of 12 single widths. Modern circuit design and thermal management allow a high level of performance to be delivered in an adjustment-free, low-profile package that allows easy access to the NIM rear panels.

Connectors for each module position provide the standard NIM power supply voltages of  $\pm 6^*$ ,  $\pm 12$  and  $\pm 24$  V dc, and 117 V ac. Up to 150 W of total dc power is available to a balanced load at ambient temperatures up to 50 °C, with derating up to 60 °C. The power supply is EMI filtered, short-circuit proof, thermally protected, tightly regulated and exceptionally stable. It includes over-voltage protection for the  $\pm 6$  V supplies\*. In addition, the ac inrush current is controlled to reduce transients in sensitive systems as well as to enhance reliability.

The control panel includes an on/off switch, a power monitor lamp, voltage test points and a temperature warning lamp which indicates temperatures approaching the design limit of the power supply.

The Bin is preconfigured at the factory for the standard line power of the destination country. However, an externally accessible line-entry module facilitates selection of 100, 120, 220 or 240 V ac nominal input power.

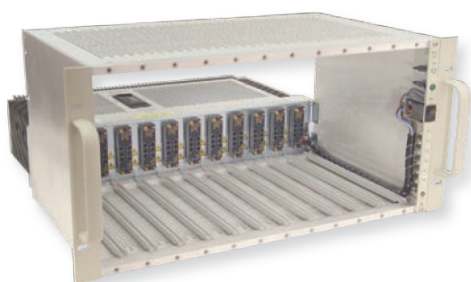
#### Specifications

##### INPUT

- 90-113 V, 103-130 V, 193-243 V or 220-260 V (externally selectable); 47-63 Hz, 400 VA. EMI filtered per IEC 801. Overvoltage category: II; Pollution degree: 2.

##### OUTPUTS

- REGULATED DC – 150 W balanced (72 W for Model 2000), 130 W unbalanced as follows:
  - $\pm 6$  V dc at 0–10 A; total 10 A\*
  - $\pm 12$  V dc at 0–3 A; total of both, 4 A
  - $\pm 24$  V dc at 0–1.5 A; total of both, 2 A
- Loads may be floated between any positive and any negative supply at currents up to that of the lower rated supply. All dc outputs are available simultaneously at maximum indicated current up to power limits up to 50 °C ambient. Total output power is derated 3%/°C up to 60 °C.
- UNREGULATED AC – 117 V nominal, 0.5 A maximum.
- TEST POINTS – The regulated voltages (ESD protected per IEC 801) and power ground are brought out to front panel jacks for test purposes.



## Model 814FP Pulser

### Features

- Fast rise time; variable repetition rate to 2 kHz
- Square wave or tail pulse outputs
- Will not degrade gamma spectrum resolution when used in square wave mode
- Can be calibrated to read directly in units of energy
- Direct and attenuated outputs
- Gold-plated switch contacts
- Disable input for remote or computer gated operation

### Description

The CANBERRA 814FP Pulser is a single width NIM module designed to simulate the output from a solid-state or scintillation detector preamplifier combination, thereby providing a means of testing and calibrating the electronics in a nuclear counting system.

The 814FP offers a fast rise time (typically 10 ns) signal and variable repetition rates of up to 2 kHz. Either square wave or tail pulse outputs are selectable. The 814FP is unique in that the square wave output will not degrade the resolution of a gamma spectroscopy system even if it is run simultaneously with a germanium detector. Other tail pulsers introduce an additional pole into the preamplifier/amplifier combination, preventing the amplifier from properly pole/zeroing the system. This results in spectrum broadening, especially on the low energy side.

The 814FP can be calibrated to read directly in terms of energy with the ten-turn precision PULSE HEIGHT potentiometer, NORMALize control and ATTENUATOR switches. The PULSE HEIGHT control has a maximum nonlinearity of +0.25% and the ATTENUATORS use 1% resistors.

Calibration of nuclear spectroscopy systems and multichannel analyzers, evaluation of system stability, measurement of the integral nonlinearity and noise of amplifiers, and selection of delays in coincidence timing systems are typical of the wide range of applications for the CANBERRA 814FP Pulser. The variable repetition rate is also useful in determining the system's count rate performance.

The 814FP offers either a direct output or an attenuated output. When all the ATTENUATOR switches are in the "out" position, the output is direct. Attenuation factors of up to 1000:1 are selectable via two-position switches with gold-plated contacts. These contacts greatly improve both the reliability and the long-term stability of the attenuator section.

A DISABLE input is included on the 814FP for gated operation and is selectable as active High or active Low for interfacing with a wide variety of devices. It is also synchronized with the internal pulse generator to prevent erroneous outputs. The disable feature enables the 814FP to be turned on or off by remote or computer control.

A SYNC output is provided on the front panel for convenient oscilloscope triggering while monitoring either the system output or waveforms from the 814FP.



## Specifications

### INPUTS

- DISABLE – Accepts a dc control signal which enables or disables the pulser output signal. Internally selectable as active HI (>2 V to disable; <1.5 V to enable) or active LO (<1.5 V to disable; >2 V to enable). The DISABLE signal is synchronized to the internal pulse generator to terminate the current pulse at the correct time to prevent erroneous outputs; rear panel BNC.

### OUTPUTS

- OUT – Provides attenuated positive or negative tail pulses or square waves; pulse height 0 to  $\pm 10$  V open circuit (0 to  $\pm 5$  V when terminated into 50  $\Omega$ ); rise time <30 ns; fall time constants are independent of output terminations. Attenuation factors of up to 1000 may be selected;  $Z_{out} = 50 \Omega$ ; front panel BNC.
- SYNC – Provides positive- and negative-going pulses for oscilloscope triggering. Positive oscilloscope triggering syncs on the leading edge of the output waveform, while negative oscilloscope triggering syncs on the trailing edge of the output waveform. Sync pulses are approximately  $\pm 3.5$  V, 0.1  $\mu$ s wide;  $Z_{out} = 50 \Omega$ ; front panel BNC.

### CONTROLS

- PULSE HEIGHT – Front panel ten-turn potentiometer controls output pulse amplitude from 0 to  $\pm 10$  V, open circuit (0 to  $\pm 5$  V when terminated into 50  $\Omega$ ).

- NORM/CAL – Front panel multi-turn potentiometer allows a >2:1 variation of the output amplitude for normalization of the PULSE HEIGHT dial, enabling the user to calibrate the PULSE HEIGHT dial directly in units of energy. Setting the NORM control fully clockwise to the CAL position provides a calibrated 0 to  $\pm 10$  V output range.
- DECAY – Front panel three-position toggle switch selects one of three decay constants in Tail Pulse mode and multiplier for the RATE control. Maximum frequency is 2 kHz for the 50  $\mu$ s decay constant, 1 kHz for the 100  $\mu$ s decay constant, and 100 Hz for the 1 ms decay constant. The Square Wave output may be selected on any range.
- POLARITY – Front panel two-position toggle switch selects POSitive or NEGative output pulse polarity.
- Tail Pulse/OFF/Square Wave – Front panel three-position toggle switch selects the pulser's operating mode: the OFF position disables the output (overrides the rear-panel DISABLE input) and sets the output to 0 V; the Tail Pulse position outputs a tail pulse; the Square Wave position outputs a square wave.
- ATTENUATOR – Four front panel two-position toggle switches select attenuation factors of 2, 5, 10 and 10. Total attenuation is the product of the selected attenuators.
- DISABLE – Internal jumper selects DISABLE HI (>2 V) or DISABLE LO (<1.5 V) mode for rear panel DISABLE input.

*γ-γ Γωνιακή Συσχέτιση*

(Ε. Στυλιάρης, Α. Καραμπαρμπούνης, Ν. Γιόκαρης, 2011-2012)

# Model 2022 Spectroscopy Amplifier

## Features

- Six front panel selectable shaping time constants
- Noise  $\leq 4.0 \mu\text{V}$  RMS referred to input, gain  $\geq 100$  and  $2 \mu\text{s}$  shaping
- Drift  $\leq \pm 10 \mu\text{V}$  dc/ $^{\circ}\text{C}$
- Active baseline restorer for optimum performance

## Description

The Model 2022 Spectroscopy Amplifier offers excellent resolution performance in a low cost, single width NIM module. CANBERRA's well known filter shaping provides improved pulse symmetry, minimum sensitivity of output amplitude to variations in detector rise time, and maximum signal to noise ratio. Unipolar shaping is achieved with one differentiator and two active filter integrators. The differentiator is placed early in the amplifier to insure good overload recovery. The integrators are placed late to minimize noise contribution from the gain stages. The amplifier offers six front panel selectable pulse shaping time constants: 0.5, 1, 2, 4, 8 and  $12 \mu\text{s}$ .

The Model 2022 employs CANBERRA's unique baseline restorer for optimum performance with high resolution detector systems. The gated baseline restorer automatically adjusts the restoration rate and threshold optimizing performance to the incoming count rate and system noise level.

Simultaneous unipolar and bipolar outputs are available at both front and rear panel BNC connectors. The unipolar signal is used for spectral analysis. The bipolar output can be used for counting, timing, or gating.

The Model 2022 solid dc stability and low noise to provide a high performance spectroscopy amplifier in a single width NIM module.



## Specifications

### INPUTS

- INPUT – Accepts positive or negative pulses from an associated preamplifier; amplitude:  $\pm 10 \text{ V}$  divided by the selected gain for linear response;  $\pm 12 \text{ V}$  maximum; rise time: less than SHAPING time constant; decay time constant;  $40 \mu\text{s}$  to  $\infty$  for 0.5, 1, 2, 4 and  $8 \mu\text{s}$  shaping time constants,  $100 \mu\text{s}$  to  $\infty$  for  $12 \mu\text{s}$  shaping time constant;  $Z_{in} \approx 1 \text{ k}\Omega$ ; front and rear panel BNC connectors.

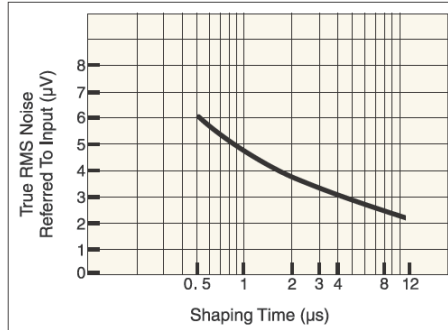


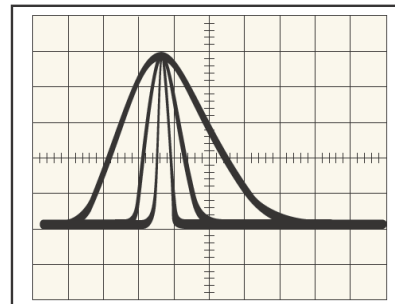
Figure 1  
Typical Unipolar Output True RMS Noise (referred to input for gain of 100) vs. Shaping Time Constant

### OUTPUTS

- UNIPOLAR OUTPUT – Provides positive linear active-filtered near-Gaussian shaped pulses; amplitude linear to  $+10 \text{ V}$ ,  $12 \text{ V}$  max.; dc restored; output dc level factory calibrated to  $0 \pm 5 \text{ mV}$ , front panel  $Z_{out} < 1 \Omega$  or  $\approx 93 \Omega$ , internally selectable; rear panel  $Z_{out} = 93 \Omega$ ; short circuit protected; front and rear panel BNC connectors.

## FRONT PANEL CONTROLS

- COARSE GAIN – Rotary switch selects gain factors of X10, X30, X100, X300, X1000 and X3000.
- FINE GAIN – Ten-turn locking-dial precision potentiometer selects variable gain factor of X0.3 to X1.3; resetability  $\leq 0.03\%$ .
- INPUT POLARITY – Toggle switch selects the polarity of the incoming preamplifier signal.
- P/Z – Multi-turn screwdriver adjustable pole/zero potentiometer optimizes amplifier baseline recovery and overload performance for the preamplifier fall time constant and the 2022's pulse shaping chosen;  $40 \mu\text{s}$  to  $\infty$  for 0.5, 1, 2, 4 and  $8 \mu\text{s}$  SHAPING time constants,  $100 \mu\text{s}$  to  $\infty$  for  $12 \mu\text{s}$  SHAPING time constant.
- SHAPING TIME – Rotary switch provides 0.5, 1, 2, 4, 8 and  $12 \mu\text{s}$  basic shaping time constants.



UNIPOLAR OUTPUT (10 V)

Vertical: 2V/div.

Horizontal: 10  $\mu\text{s}$ /div.

## Model 2037A Edge/Crossover Timing Single Channel Analyzer

### Features

- Leading edge or crossover-type timing derivation
- Dynamic range 100:1
- Pileup rejection logic
- Exceptional stability – dc-coupled input
- Positive and negative timing SCA outputs
- Source matched logic outputs
- Variable delay of up to 11  $\mu$ s

### Description

The CANBERRA Model 2037A analyzes the peak amplitude of energy pulses from nuclear pulse shaping amplifiers for compliance with energy levels determined by front panel controls, and generates logic outputs which are time derived by the leading edge or crossover techniques. The unit thus combines the conventional single channel analyzer function with that of an excellent but economical timing analyzer.

The leading edge timing technique finds best application in fast-shaped unipolar signals of a fairly narrow energy (pulse height) range. The crossover technique exploits the amplitude-insensitive zero voltage crossing of a bipolar pulse to provide a stable timing reference for a broad energy range. A front panel Mode switch allows selection of either timing derivation.

#### ENERGY

The logic output (SCA) is provided as both positive and negative NIM-level pulses for input analog pulses whose peak amplitude is between the levels determined by the Lower Level (E) and Window ( $\Delta E$ ) front panel ten-turn controls.

Energy discrimination in the Model 2037A is sharp, precise and stable (drift is less than  $\pm 0.005\%/^{\circ}\text{C}$ , full scale). The dc coupled input allows excellent baseline stability limited only by the shaping amplifier's restorer. These significant features permit excellent amplitude discrimination, even in high count rate spectra.

The LOWER LEVEL (E) threshold is calibrated by reference to the regulated NIM supply voltages, and is usable in a range from +0.1 to +10.0 V dc. Linearity of control is limited only by the specified  $\pm 0.25\%$  maximum integral nonlinearity of the front panel potentiometer.

The Window ( $\Delta E$ ) threshold is also calibrated by reference to the regulated NIM supply voltages, and is usable in a range from the Lower Level (E) setting to +10.0 V dc. A front panel  $\Delta E$  Range switch allows use of a 1.0 V full scale range for very fine adjustments of the desired energy window.

#### TIMING

For the leading edge mode, a true low level leading edge technique is employed to minimize timing jitter. To simplify setup and adjustment, the threshold level for the leading edge timing discriminator is set to track the Lower Level (E) control at 50%, up to a limit of 200 mV dc. For reasonably large input pulse heights, then, timing is referenced to the 200 mV dc level. To simplify adjustment of timing dwell for the rise time of the input pulse, that function has been incorporated in an extended range DELAY control. The user can simply set the selected delay for the known time-to-peak of the input pulse (or at least 2X the shaping time constant used in a near-Gaussian pulse) without the need for tedious oscilloscope trimming.



### Specifications

#### INPUTS

- SIGNAL INPUT – Accepts +0.1 to +10.0 V dc, unipolar or bipolar (positive lobe leading) pulses from shaping amplifier; dc coupled.  $Z_{in} = 1 \text{ k}\Omega$ , nominal; shaping time constant range, 0.1 to 10  $\mu$ s; front panel BNC.

#### OUTPUTS

- SCA (+) – Positive logic +5 V nominal pulse amplitude; adjustable to +8 V nominal pulse by removing socketed resistor;  $Z_{out} = 50 \Omega$ ; nominal; pulse width 0.5  $\mu$ s, nominal; rise time and fall time <25 ns; front panel BNC.
- SCA (–) – Negative logic 16 mA current pulse;  $Z_{out} = 50 \Omega$ ; nominal; pulse width 20 ns, nominal; rise time <5 ns; front panel BNC.

#### CONTROLS

- LOWER LEVEL (E) – Front panel ten-turn locking dial potentiometer to set lower discriminator threshold level.
- WINDOW ( $\Delta E$ ) – Front panel ten-turn locking dial potentiometer to set window width (upper discriminator threshold level above lower level).
- DELAY – Front panel ten-turn locking dial potentiometer to set delay of outputs.
- $\Delta E$  RANGE – Front panel toggle switch to set full scale range of the WINDOW ( $\Delta E$ ) control as +1.0 V dc or +10.0 V dc.
- DELAY RANGE – Front panel toggle switch to set full scale range of the DELAY control as 1.1  $\mu$ s or 11  $\mu$ s added delay.
- MODE – Front panel toggle switch to select timing derivation from leading edge or crossover of input pulse.

# Model 2040 Coincidence Analyzer

## Features

- Range from 10 ns to 1  $\mu$ s
- Three coincidence inputs
- Anti-coincidence input

## Description

The Model 2040 Coincidence Analyzer accepts the outputs from energy analysis and time discrimination modules, such as the Model 2037A Timing SCA. The Model 2040 produces an output when all of the coincidence inputs (selected by the front panel toggle switches) occur within the resolving time selected by the front panel controls.

The long-term stability of the selected resolving time is better than 5% of setting or 3 ns, whichever is larger.

## Specifications

### INPUT

- INPUTS – Accept positive 4-10 V pulses; rise time <40 ns; duration greater than 100 ns;  $Z_{in} \approx 2.2 \text{ k}\Omega$  shunted by 120 pF.

### OUTPUT

- OUTPUT – Positive 10 V pulse; rise time <50 ns; width 1  $\mu$ s;  $Z_{out} = 50 \Omega$ ; dc coupled.

### CONTROLS

- RANGE – 10 to 100 ns or 0.1 to 1.0  $\mu$ s, front panel switch selected.
- RESOLVING TIME – 1 to 10 within selected RANGE; front panel ten-turn potentiometer control.
- CHANNEL SELECTION – Each channel can be enabled (IN) or disabled (OUT) for coincidence evaluation using front panel switches. Input within selected RESOLVING TIME must be present at each enabled channel for an output to be generated.

### PERFORMANCE

- RESOLVING TIME STABILITY –  $\leq 5\%$  of setting or 3 ns, whichever is larger.

### CONNECTORS

- All signal connectors are front panel BNC type.

### POWER REQUIREMENTS

- +24 V dc – 35 mA      +12 V dc – 170 mA
- 24 V dc – 80 mA      -12 V dc – 12 mA

### PHYSICAL

- SIZE – Standard single-width NIM module 3.43 cm x 22.12 cm (1.35 x 8.71 in.) per DOE/ER-0457T.
- NET WEIGHT – 0.9 kg (2.0 lb).
- SHIPPING WEIGHT – 1.8 kg (4.0 lb).



## COINCIDENCE TECHNIQUES

There are many applications that require the measurement of events that occur in two separate detectors within a given time interval, or the measurement of the time delay between the two events. These two approaches are used in gamma-gamma or particle-gamma coincidence measurements, positron lifetime studies, decay scheme studies and similar applications, and are titled coincidence or timing measurements.

A coincidence system determines when two events occur within a certain fixed time period. However, in practice it's not possible to analyze coincidence events with 100% confidence due to the uncertainties associated with the statistical nature of the process. Statistical timing errors may occur from the detection process and uncertainties in the electronics resulting from timing jitter, amplitude walk and noise, which lead to statistically variable time delays between processed events. A simple coincidence circuit solves this problem by essentially summing the two input pulses, passing the resultant sum pulse through a discriminator level, and generating an output



pulse when the two input pulses overlap. The Figure below (1.36) illustrates this process. Note that the period of time in which the two input pulses can be accepted is defined as the resolving time, which is determined by the width of the pulses,  $\tau$ , such that the resolving time is equal to  $2\tau$ .

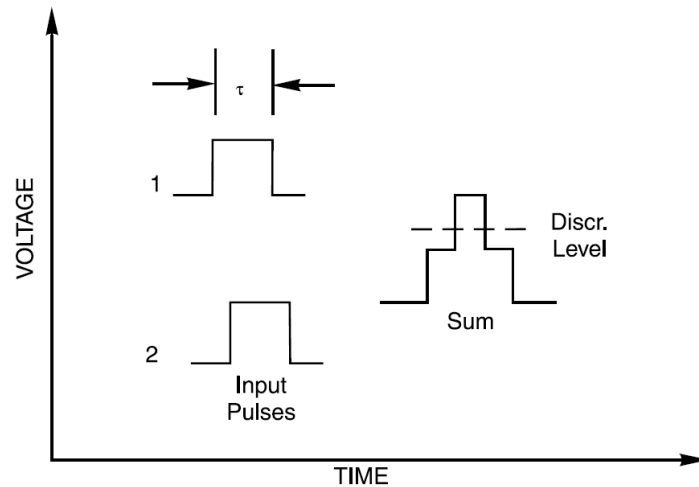


Figure 1.36 Coincidence Pulses

The 2040 Coincidence Analyzer uses a more sophisticated scheme allowing analysis of several input signals. It produces a logic pulse output when the input pulses, on the active inputs, occur within the resolving time window selected by the front panel control.

Since detector events occur at random times, accidental coincidences can occur between two pulses which produce background in the coincidence counting. The rate of accidental or random coincidences is given by:

$$N_{acc} = N_1 N_2 (2\tau)$$

Where:

$N_1$  = Count rate in detector number 1

$N_2$  = Count rate in detector number 2

$2\tau$  = The resolving time of the coincidence circuit

The number of counts in the detectors depends upon the experiment and the detectors, so the best way to reduce accidental coincidences is to make the resolving time as small as possible. However, the resolving time cannot be reduced below the amount of time jitter in the detector pulses without losing true coincidences, so the type of detector determines the minimum resolving time usable.

## ΑΣΚΗΣΗ 3: ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ COMPTON

### I. Σκοπός της άσκησης

Σκοπός της παρούσας άσκησης είναι η μελέτη της σκέδασης Compton και πιο συγκεκριμένα, η πειραματική επιβεβαίωση

- ✓ των κινηματικών εξισώσεων σκέδασης Compton
- ✓ των εξισώσεων Klein-Nishina για την διαφορική ενεργό διατομή σκέδασης Compton
- ✓ της εξάρτησης της ενεργού διατομής για σκέδαση Compton από το υλικό σκέδασης

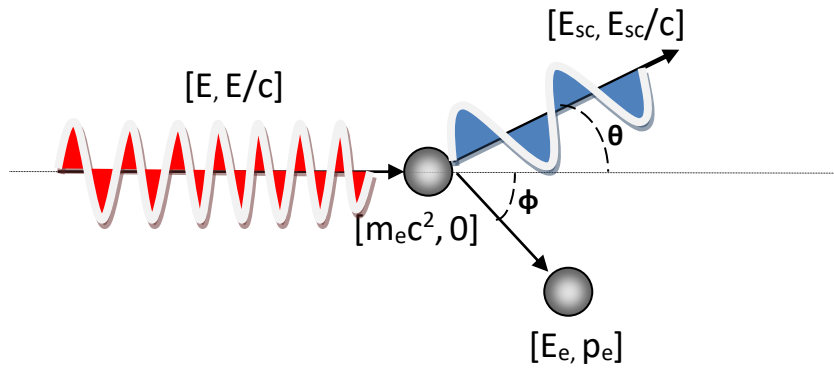
### II. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σύμφωνα με την κλασική θεωρία κυμάτων για την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, όπως περιγράφεται από τις εξισώσεις του Maxwell, τα κύματα φωτός, όταν σκεδάζονται από ένα φορτισμένο σωματίδιο, όπως ένα ηλεκτρόνιο, πρέπει να έχουν το ίδιο μήκος κύματος μετά σκέδασή τους σε σχέση με το αρχικό. Στις αρχές της δεκαετίας του 1900, εντούτοις, τα αποτελέσματα διαφόρων πειραμάτων άρχισαν να θέτουν υπό αμφισβήτηση τις προβλέψεις του κλασικού κυματικού μοντέλου. Οι παρατηρήσεις φαινομένων όπως το φωτοηλεκτρικό και το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από μέλανα σώματα, υποδείκνυαν ότι, τουλάχιστον σε ορισμένες περιπτώσεις, το φως επιδεικνύει σωματιδιακή συμπεριφορά (φωτόνιο). Τα αποτελέσματα μιας σειράς πειραμάτων από τον Arthur Compton που ξεκίνησαν το 1920 επιβεβαίωσαν αυτό το συμπέρασμα αποδεικνύοντας ότι το μήκος κύματος του φωτός (άρα και η ενέργειά του) μεταβάλλεται, καθώς σκεδάζεται από ένα ηλεκτρόνιο.

### III. Θεωρητικό υπόβαθρο

Ασύμφωνη σκέδαση ή σκέδαση Compton είναι η μη ελαστική σκέδαση των φωτονίων από τα άτομα κατά την οποία ένα μέρος της ενέργειας του φωτονίου μεταφέρεται σε ένα από τα ατομικά ηλεκτρόνια το οποίο εκπέμπεται από το άτομο ενώ το φωτόνιο σκεδάζεται υπό γωνία  $\theta$  σε σχέση με την αρχική του διεύθυνση έχοντας το υπόλοιπο της ενέργειας του.

Σε πολύ καλή προσέγγιση, η σκέδαση Compton περιγράφεται θεωρώντας ότι το ηλεκτρόνιο είναι ελεύθερο και, αρχικά, ηρεμεί (βλ. Σχήμα 1).



**Σχήμα 1:** Σχηματική απεικόνιση της κινηματικής κατά την σκέδαση φωτονίου αρχικής ενέργειας  $E$  από ελεύθερο ηλεκτρόνιο το οποίο, αρχικά, ηρεμεί.

Σε αυτήν την περίπτωση, η αρχή διατήρησης της ενέργειας δίνει:

$$E + m_e c^2 = E_{sc} + E_e \Leftrightarrow (E_e)^2 = (E + m_e c^2 - E_{sc})^2 \quad (\Sigma 1)$$

όπου,  $E$  η αρχική ενέργεια του φωτονίου,  $m_e c^2$  η ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου,  $E_{sc}$  η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου και  $E_e$  η ενέργεια του ανακρουόμενου ηλεκτρονίου.

Αντίστοιχα από τη διατήρηση της ορμής έχουμε:

$$\begin{aligned} \vec{p} + \vec{0} &= \vec{p}_{sc} + \vec{p}_e \Leftrightarrow (\vec{p}_e)^2 = (\vec{p} - \vec{p}_{sc})^2 \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow p_e^2 = p^2 + p_{sc}^2 - 2pp_{sc} \cos\theta \end{aligned} \quad (\Sigma 2)$$

όπου,  $\vec{p}$  και  $\vec{p}_{sc}$  είναι τα διανύσματα ορμής του φωτονίου πριν και μετά τη σκέδαση, αντίστοιχα,  $\vec{p}_e$  το διάνυσμα της ορμής για το ανακρουόμενο ηλεκτρόνιο, και  $\theta$  η γωνία σκέδασης του φωτονίου.

Είναι επίσης γνωστό ότι η ενέργεια και το μέτρο της ορμής του ηλεκτρονίου συνδέονται σύμφωνα με τη σχέση:

$$E_e^2 = (p_e c)^2 + (m_e c^2)^2 \quad (\Sigma 3)$$

Αντικαθιστώντας στην  $\Sigma 3$  τις  $\Sigma 1$  και  $\Sigma 2$  (λαμβάνοντας υπόψη ότι  $E = pc$  και  $E_{sc} = p_{sc}c$ ) βρίσκουμε τη σχέση που συνδέει την ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου,  $E_{sc}$ , με την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου,  $E$ , και την γωνία σκέδασης,  $\theta$ :

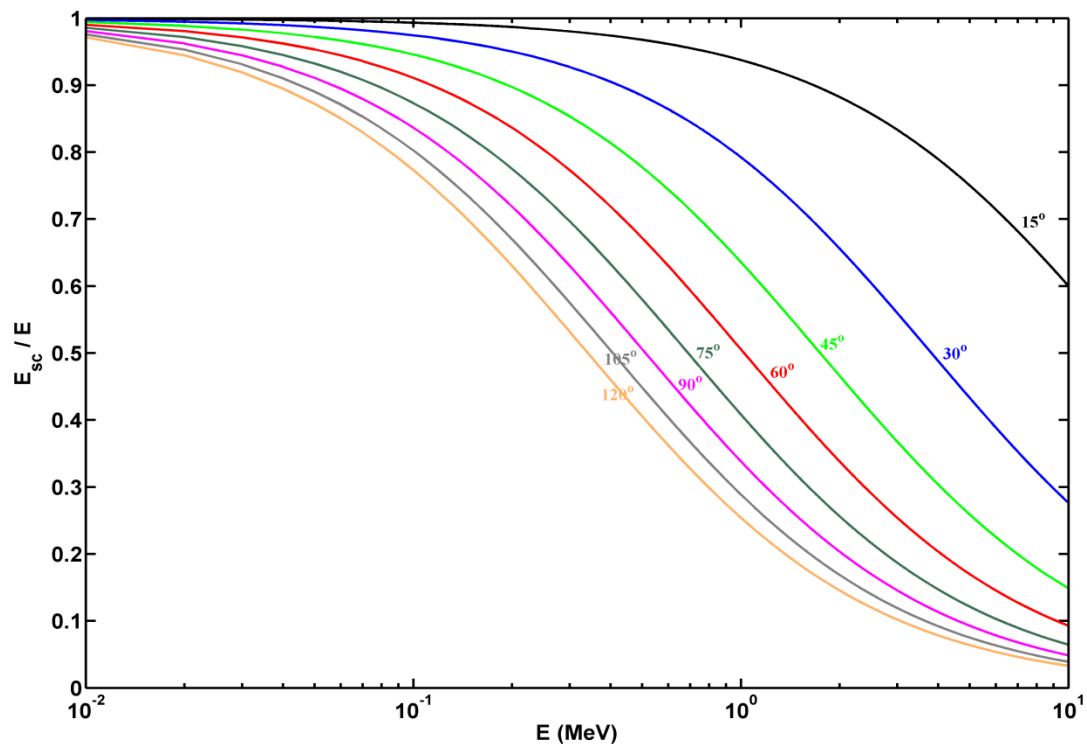
$$E_{sc} = E \frac{1}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (\Sigma 4)$$

Η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου μετά τη σκέδαση δίνεται από τη σχέση :

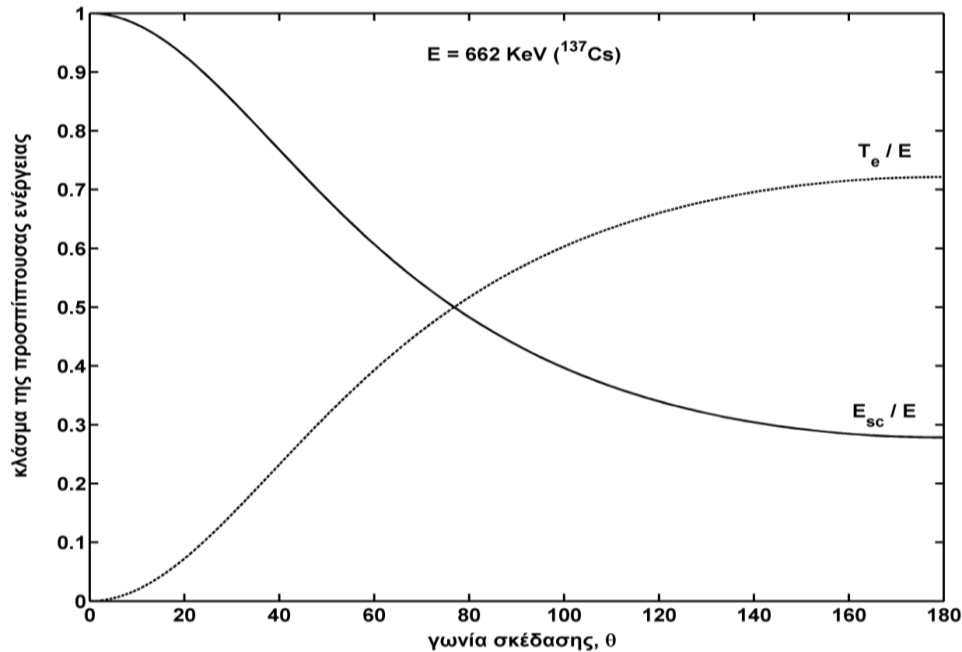
$$T_e = E - E_{sc} = E \frac{(E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (\Sigma 5)$$

Οι σχέσεις Σ4 και Σ5 δείχνουν ότι τόσο η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου όσο και η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου Compton εξαρτώνται από την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου,  $E$ , και από την γωνία σκέδασης,  $\theta$ . Η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια από το φωτόνιο στο ηλεκτρόνιο υφίσταται για γωνία σκέδασης  $\theta = 180^\circ$  (οπισθοσκέδαση του φωτονίου). Για παράδειγμα, για ενέργεια προσπίπτοντος φωτονίου ίση με 1 MeV η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να πάρει το ηλεκτρόνιο είναι  $T_e = 796,5 \text{ keV}$  (80%) ενώ για ενέργεια φωτονίου 60 keV είναι  $T_e = 11,4 \text{ keV}$  (19%). Αυτοί οι υπολογισμοί δείχνουν ότι ένα φωτόνιο με μεγάλη ενέργεια μπορεί να χάσει ένα μεγάλο ποσοστό της ενέργειάς του σε μια αλληλεπίδραση σε αντίθεση με ένα μικρής ενέργειας φωτόνιο το οποίο μπορεί να χάσει μικρό μόνο ποσοστό της ενέργειάς του.

Το Σχήμα 2 παρουσιάζει την εξάρτηση της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου,  $E_{sc}$ , από την προσπίπτουσα ενέργεια,  $E$ , όπως περιγράφεται από την Σ4 για οκτώ διαφορετικές γωνίες σκέδασης  $\theta$ . Εναλλακτικά, στο Σχήμα 3 παρουσιάζεται η εξάρτηση της  $E_{sc}$  καθώς και της κινητικής ενέργειας του ηλεκτρονίου,  $T_e$ , από την γωνία σκέδασης,  $\theta$ , θεωρώντας την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου ίση με 662



**Σχήμα 2:** Η εξάρτηση της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου (εκπεφρασμένης ως κλάσμα της προσπίπτουσας ενέργειας,  $E_{sc}/E$ ) από την προσπίπτουσα ενέργεια,  $E$ , όπως περιγράφεται από την σχέση Σ4 για οκτώ διαφορετικές γωνίες σκέδασης  $\theta$ .



**Σχήμα 3:** Η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου καθώς και η κινητική ενέργεια του ανακρουόμενου ηλεκτρονίου, εκπερασμένες ως κλάσμα της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου ( $E_{sc}/E$  και  $T_e/E$ , αντίστοιχα) συναρτήσει της γωνίας σκέδασης  $\theta$  όπως περιγράφεται από την Σ4 θεωρώντας την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου ίση με 662 keV.

keV (όση η ενέργεια του φωτονίου που εκπέμπεται ανά διάσπαση ραδιενεργού πυρήνα  $^{137}\text{Cs}$ ).

Η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης Compton από ελεύθερο ηλεκτρόνιο δίνεται από την εξίσωση των Klein και Nishina (KN) :

$$\frac{d_{e\sigma}^{KN}}{d\Omega} = \frac{d_{e\sigma}^{Th}}{d\Omega} \left( \frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)^2 \left( 1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)(1+\alpha(1-\cos\theta))} \right) \quad (\Sigma 6)$$

όπου:

$\frac{d_{e\sigma}^{Th}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta)$ , η διαφορική ενεργός διατομή Thomson που περιγράφει την ελαστική σκέδαση φωτονίου από ελεύθερο ηλεκτρόνιο

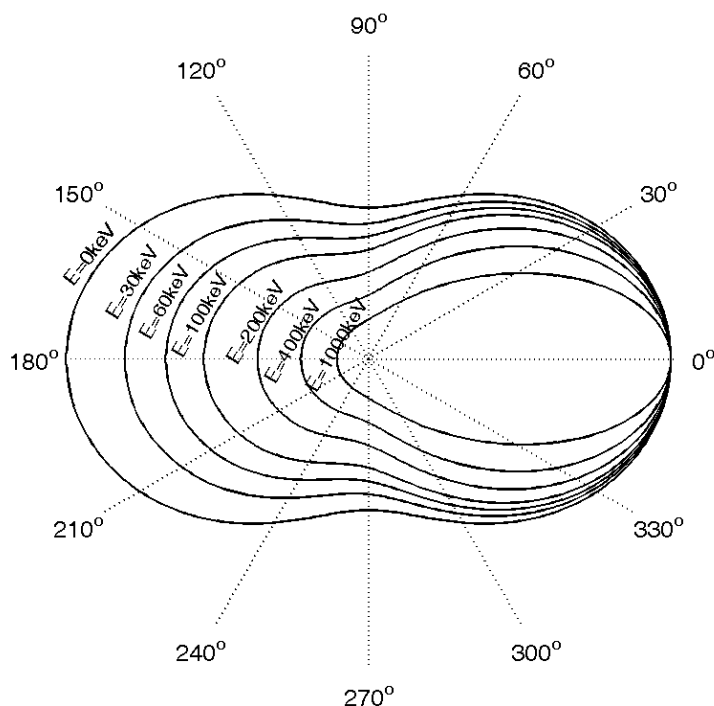
$r_e = 2.818 \cdot 10^{-15} m$ , η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου

$\theta$ , η γωνία σκέδασης, και

$\alpha = E/m_e c^2$ , αδιάστατη ποσότητα η οποία δίνει την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου σαν κλάσμα της ενέργειας ηρεμίας του ηλεκτρονίου.

Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων παρουσιάζεται στο Σχήμα 4 για τιμές ενεργειών του προσπίπτοντος φωτονίου μέχρι και 1 MeV. Σημειώνεται ότι η

περίπτωση για  $E = 0$  αντιστοιχεί στην ελαστική σκέδαση Thomson. Αυτό που παρατηρείται στο Σχήμα 4, είναι ότι όσο η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου αυξάνεται, η γωνία σκέδασης μειώνεται (σκέδαση σε γωνίες κοντά στην αρχική τροχιά του φωτονίου)

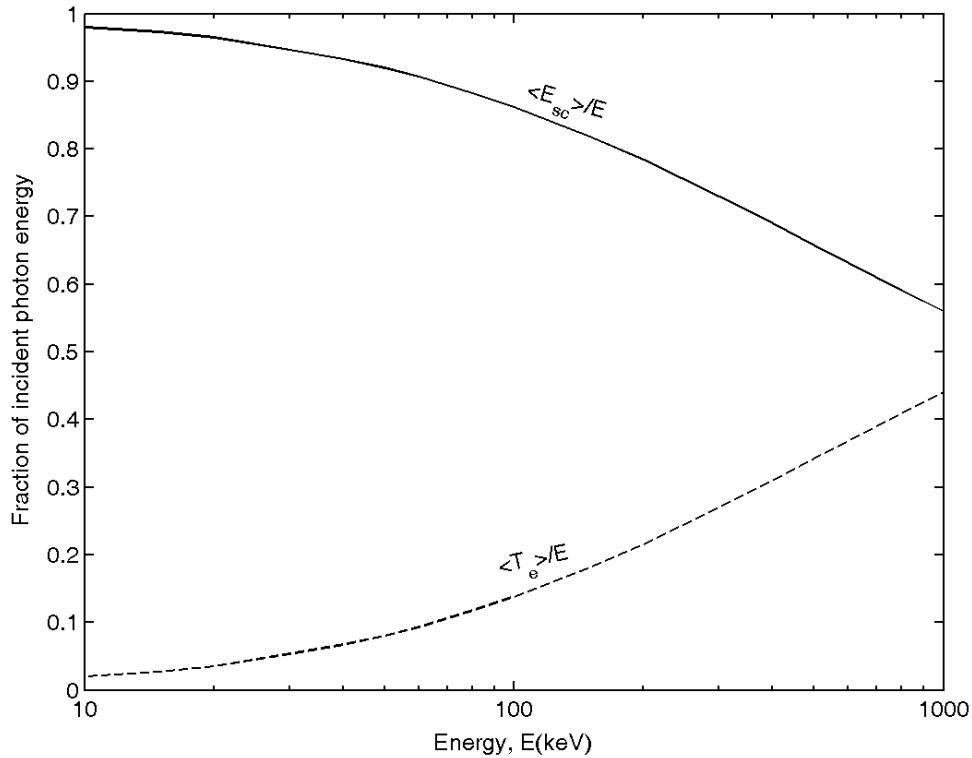


**Σχήμα 4 :** Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων.

Οι σχέσεις Σ4 και Σ5 δίνουν την ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου και την κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου συναρτήσει της γωνίας σκέδασης του φωτονίου  $\theta$ , αντίστοιχα. Επομένως, η μέση τιμή της ενέργειας του **σκεδαζόμενου φωτονίου** μπορεί να υπολογιστεί με βάση το ολοκλήρωμα :

$$\langle E_{sc} \rangle = \int_{\Omega} E_{sc} d_s \sigma^{KN} \quad (\Sigma 7)$$

Το Σχήμα 5 παρουσιάζει αποτελέσματα για τη μέση τιμή της ενέργειας που μεταφέρεται ανά σκέδαση Compton τόσο στο σκεδαζόμενο φωτόνιο ( $\langle E_{sc} \rangle$ ) όσο και στο ηλεκτρόνιο Compton ( $\langle T_e \rangle$ ) υπό τη μορφή κλασμάτων της ενέργειας,  $E$ , του προσπίπτοντος φωτονίου ( $\langle E_{sc} \rangle / E$  και  $\langle T_e \rangle / E$ , αντίστοιχα) για ενέργειες  $E$  από 10 έως 1000 keV. Όπως μπορεί να παρατηρηθεί, για φωτόνια υψηλών ενεργειών σημαντικό ποσοστό της ενέργειας τους μεταφέρεται κατά μέσο όρο στο ηλεκτρόνιο Compton με αποτέλεσμα η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου να μειώνεται σημαντικά. Αντίθετα, σε χαμηλές ενέργειες, το ποσοστό της ενέργειας του φωτονίου που πηγαίνει κατά μέσο όρο στο ηλεκτρόνιο είναι μικρό και, επομένως, απαιτούνται πολλές αλληλεπιδράσεις ώστε το φωτόνιο τελικά να απορροφηθεί.



**Σχήμα 5 :** Η μέση ενέργεια των σκεδαζόμενων φωτονίων και η μέση κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων, εκπεφρασμένες ως κλάσμα της προσπίπτουσας ενέργειας, συναρτήσει της προσπίπτουσας ενέργειας  $E$ .

Η ηλεκτρονική ενεργός διατομή Klein-Nishina,  $\sigma^{KN}$ , η οποία περιγράφει την ανελαστική σκέδαση φωτονίου ενέργειας  $E$  από ελεύθερο ηλεκτρόνιο που ηρεμεί υπολογίζεται ολοκληρώνοντας σε όλες τις στερεές γωνίες την  $\Sigma 6$  :

$$\begin{aligned} {}_e\sigma^{KN} &= \int_0^\pi \frac{d{}_e\sigma^{KN}}{d\Omega} 2\pi \sin\theta d\theta = \\ &= \frac{3}{4} {}_e\sigma^{Th} \left\{ \frac{1+a}{a^2} \left[ \frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{\ln(1+2a)}{a} \right] + \frac{\ln(1+2a)}{2a} - \frac{1+3a}{(1+2a)^2} \right\} \quad (\Sigma 8) \end{aligned}$$

όπου :  ${}_e\sigma^{Th} = 0.662 \text{ barns}$  η ηλεκτρονική ενεργός διατομή σκέδασης Thomson.

Υποθέτοντας ότι όλα τα ηλεκτρόνια συμμετέχουν ισότιμα στη σκέδαση Compton η ατομική ενεργός διατομή μπορεί εύκολα να υπολογιστεί πολλαπλασιάζοντας την ηλεκτρονική ενεργό διατομή,  ${}_e\sigma^{KN}$ , με τον αριθμό των ηλεκτρονίων στο άτομο :

$${}_a\sigma^{KN} = Z {}_e\sigma^{KN} \quad (\Sigma 9)$$

και, επομένως, για τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης λόγω σκέδασης Compton (δηλαδή λαμβάνοντας υπόψη μόνο την σκέδαση Compton) θα ισχύει :

$$\mu^{KN} / \rho = N_A (Z/A) {}_e\sigma^{KN} \quad (\Sigma 10)$$

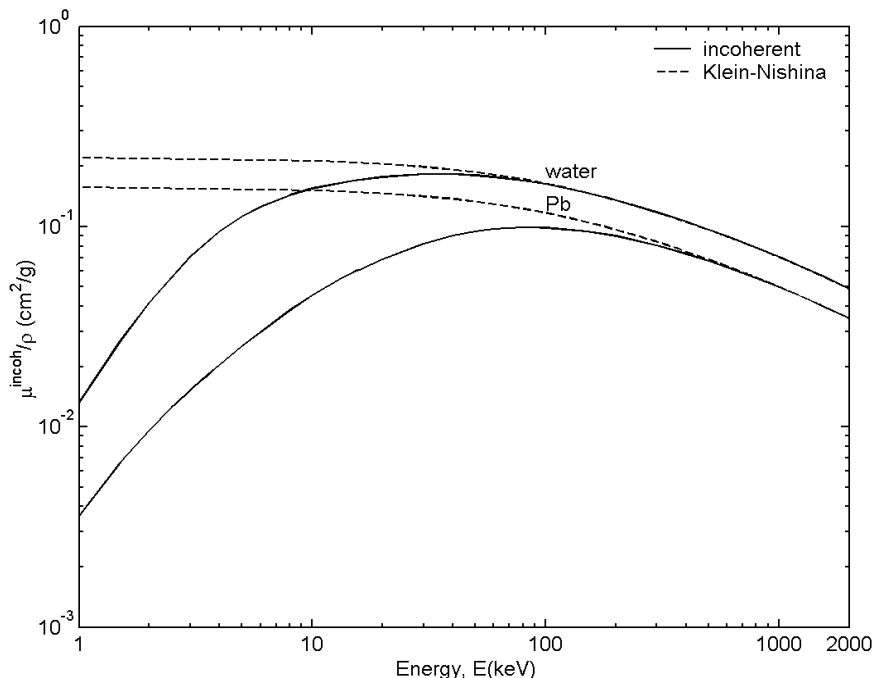
Αντίστοιχα, για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής ανά μόριο λόγω σκέδασης Compton σύμφωνα με την ΚΝ αρκεί να πολλαπλασιάσουμε την ηλεκτρονική ενεργό διατομή με τον συνολικό αριθμό των ηλεκτρονίων στο μόριο.

Οι εξισώσεις ΚΝ περιγράφουν την ανελαστική σκέδαση φωτονίου από ελεύθερο ηλεκτρόνιο που αρχικά ηρεμεί. Προκειμένου να ληφθεί υπόψη ότι στη σκέδαση Compton τα ηλεκτρόνια είναι δέσμια σε άτομα (δηλαδή να ληφθεί υπόψη η επίδραση της ενέργειας σύνδεσης των ηλεκτρονίων και η ανάκρουση του ατόμου μετά τη σκέδαση), χρησιμοποιούνται κατάλληλες συναρτήσεις σκέδασης,  $S$  (Scatter Functions). Έτσι, η ενεργός διατομή ανά άτομο για σκέδαση Compton (ή ασύμφωνη σκέδαση, incoherent) δίνεται από την σχέση :

$$\alpha \sigma^{incoh} = \int S d_e \sigma^{KN} \quad (\Sigma 11)$$

Στο Σχήμα 6 παρουσιάζονται τιμές του μαζικού συντελεστή εξασθένησης υπολογισμένες i) με την υπόθεση ΚΝ,  $\mu^{KN} / \rho$ , και ii) λαμβάνοντας υπόψη ότι τα ηλεκτρόνια είναι δέσμια,  $\mu^{incoh} / \rho$ , υποθέτοντας υλικό εξασθένησης το νερό (υπάρχουν 10 ηλεκτρόνια στο μόριο του νερού, επομένως  $Z = 10$ ) και το μολύβι ( $Pb$ ,  $Z = 82$ ), συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου,  $E$ .

Όπως φαίνεται, ο μαζικός συντελεστής λόγω σκέδασης Compton για το νερό είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο για το μολύβι και αυτό οφείλεται στο ότι ο λόγος  $Z/A$  είναι περίπου  $1/2$  για τα μικρού ατομικού αριθμού υλικά (για το νερό  $\sim 0,55$ ) και έχει τη τάση να μειώνεται με την αύξηση του ατομικού αριθμού (για το

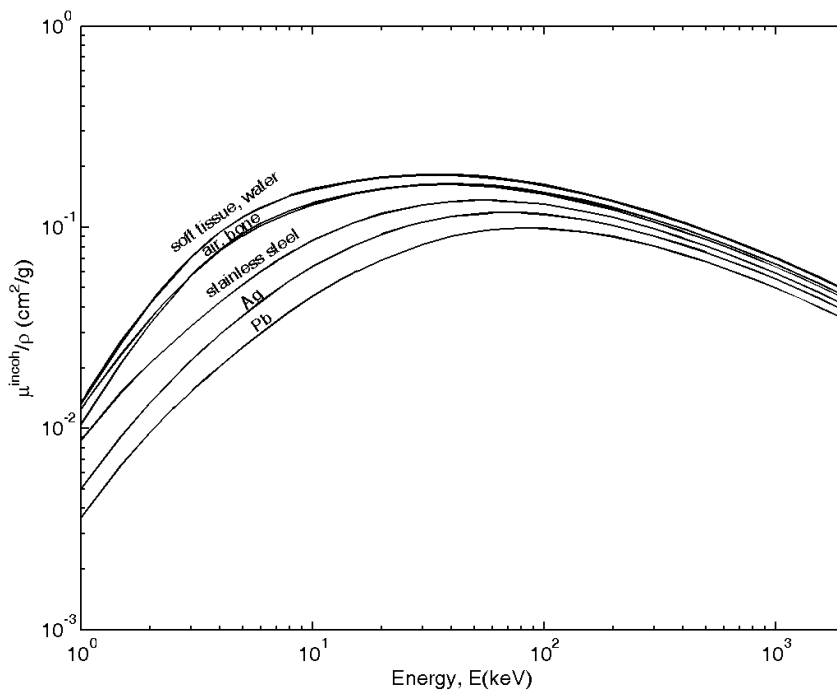


**Σχήμα 6 :** Τιμές του μαζικού συντελεστή εξασθένησης λόγω ασύμφωνης σκέδασης συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου, υιοθετώντας την προσέγγιση ελεύθερου ηλεκτρονίου (Klein-Nishina) και διορθώνοντας για δέσμιο ηλεκτρόνιο (incoherent), για υλικά εξασθένησης νερό και μολύβι.



μολύβι ~0,40) [Σ10]. Επιπλέον, στο Σχήμα 6 παρατηρείται ότι οι τιμές του μαζικού συντελεστή εξασθένισης που προκύπτουν από τη θεώρηση KN (σκέδαση από ελεύθερο ηλεκτρόνιο) είναι σχεδόν ίδιες με τις αντίστοιχες τιμές που προκύπτουν διορθώνοντας για δέσμιο ηλεκτρόνιο για μεγάλες τιμές ενεργειών ενώ καθώς η ενέργεια μειώνεται η υπόθεση KN υπερεκτιμά την τιμή του συντελεστή εξασθένισης. Για το νερό αυτό συμβαίνει για ενέργειες φωτονίων μικρότερες από ~20 keV ενώ για το μολύβι μικρότερες από ~100 keV.

Στο Σχήμα 7 παρουσιάζονται τιμές του μαζικού συντελεστή εξασθένισης λόγω ασύμφωνης σκέδασης,  $\mu^{incoh}/\rho$ , για επιλεγμένα στοιχεία, ενώσεις και μίγματα συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων, E. Μια μικρή εξάρτηση των τιμών από την ενέργεια και τον ατομικό αριθμό μπορεί να παρατηρηθεί. Η εξάρτηση από το υλικό οφείλεται στην αναλογία Z/A, η οποία όπως αναφέρθηκε είναι μεγαλύτερη για χαμηλού ατομικού αριθμού στοιχεία και μειώνεται καθώς ο ατομικός αριθμός αυξάνεται.



**Σχήμα 7 :** Τιμές του μαζικού συντελεστή εξασθένισης λόγω ασύμφωνης σκέδασης,  $\mu^{incoh}/\rho$  για επιλεγμένα στοιχεία, ενώσεις και μίγματα, συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων, E.

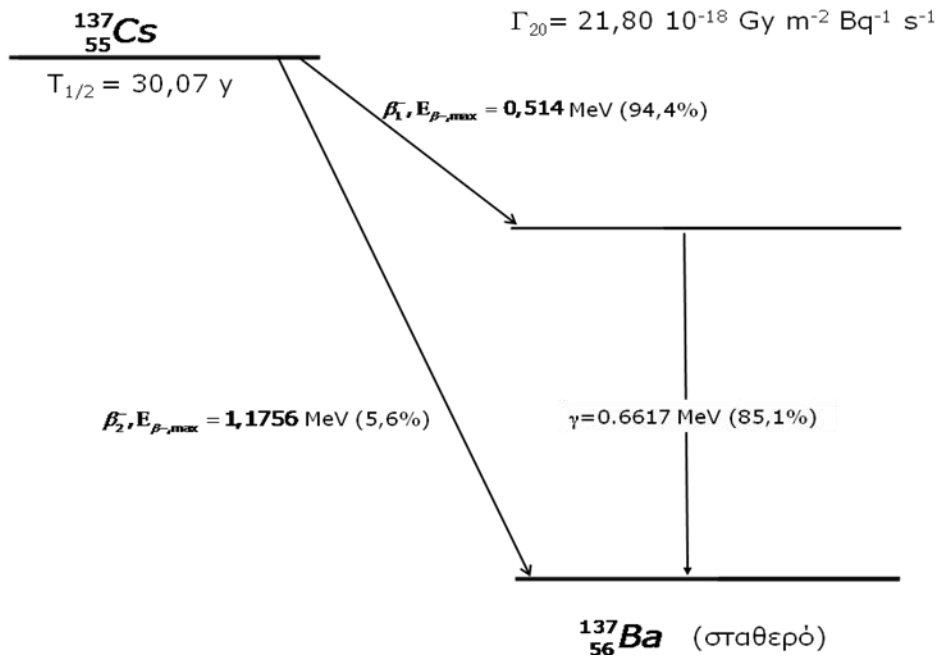
#### IV. Πειραματική διάταξη

Στο Σχήμα 8 παρουσιάζεται μια φωτογραφία της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιείται, η οποία περιλαμβάνει :

- 1 πηγή  $^{137}\text{Cs}$  η οποία είναι τοποθετημένη σε σταθερή μολύβδινη κατασκευή-κατευθυντήρα, ώστε η εξερχόμενη  $\gamma$ -ακτινοβολία να είναι διαμορφωμένη σε γεωμετρία παράλληλης δέσμης φωτονίων διαμέτρου 1 cm. Η διάταξη που περιέχει την πηγή είναι τοποθετημένη πίσω από ισχυρή θωράκιση, για λόγους ακτινοπροστασίας, ώστε ο ρυθμός δόσης στους φοιτητές που εκτελούν την άσκηση να είναι τελείως αμελητέος (μικρότερος από 10 nGy/h). Η αρχική ενεργότητα της πηγής είναι  $C_0 = 37 \text{ MBq}$  στον χρόνο κατασκευής της  $t_0 = 1/1/1972$ . Το Σχήμα 9 παρουσιάζει το διάγραμμα διάσπασης για το  $^{137}\text{Cs}$ .
- 4 ράβδους από Plexiglas (PMMA,  $Z_{\text{eff}} = 6,25$ ), Αλουμίνιο (Al,  $Z = 13$ ), Σίδηρο (Fe,  $Z = 26$ ) και Μπρούτζο ( $Z_{\text{eff}} \approx 29,5$ ), οι οποίες τοποθετούνται σε ειδική υποδοχή που βρίσκεται στην διεύθυνση της εκπεμπόμενης δέσμης φωτονίων και απέχει περίπου 20 cm από την πηγή  $^{137}\text{Cs}$ . Οι ράβδοι αυτές (κυλινδρικοί στόχοι) χρησιμοποιούνται ως υλικά εξασθένισης της δέσμης  $^{137}\text{Cs}$ .
- Δύο φύλλα Αλουμινίου (Al)  $12 \times 12 \text{ cm}^2$ , πάχους 0,8 cm το καθένα, τα οποία επίσης χρησιμοποιούνται ως υλικά εξασθένισης (βλ. ενότητα B.V.).
- 1 ανιχνευτή σπινθηρισμών στερεάς μορφής NaI(Tl), κυλινδρικού σχήματος (διαμέτρου 5 cm και ύψους 5 cm), ο οποίος συνοδεύεται από κατάλληλο φωτοπολλαπλασιαστή (PhotoMultiPlier, PMT). Η ανιχνευτική διάταξη (σπινθηριστής + PMT) βρίσκεται εντός κυλινδρικής θωράκισης (μπορείτε να σκεφτείτε για ποιο λόγο?) η οποία είναι προσαρτημένη σε ειδική βάση περιστροφής, επιτρέποντας την τοποθέτηση του ανιχνευτή στην επιθυμητή γωνία ως προς την διεύθυνση των εκπεμπόμενων φωτονίων από την πηγή.
- 1 πολυκαναλικός αναλυτή ύψους παλμών (Multi Channel Analyzer, MCA) για την καταγραφή του φάσματος της ακτινοβολίας που προσπίπτει στον σπινθηριστή. Η απαραίτητη υψηλή τάση για τη λειτουργία του PMT, παρέχεται (και ρυθμίζεται) απευθείας από τον MCA χρησιμοποιώντας κατάλληλη έξοδο που διαθέτει.
- 1 υπολογιστή, ο οποίος διαθέτει κατάλληλο λογισμικό για την εξεργασία δεδομένων φασματοσκοπίας που λαμβάνονται από τον MCA και είναι συνδεδεμένος με εκτυπωτή

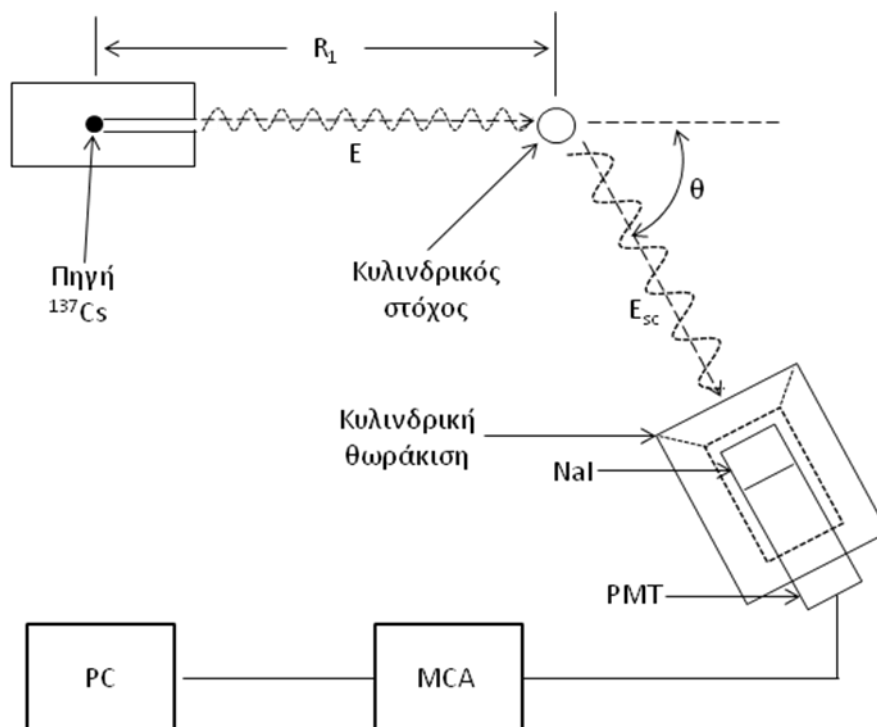


Σχήμα 8 : Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιείται στο εργαστήριο



Σχήμα 9 : Το διάγραμμα διάσπασης για το  $^{137}\text{Cs}$

Το Σχήμα 10 παρουσιάζει μια απλουστευμένη σχηματική απεικόνιση της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης.



Σχήμα 10 : Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης

## V. Πειραματική διαδικασία

### A. Βαθμονόμηση του MCA

1. Τοποθετήστε τον ανιχνευτή NaI σε γωνία  $0^\circ$  σε σχέση με την πηγή και λάβετε μετρήσεις του φάσματος του  $^{137}\text{Cs}$ , **χωρίς** απορροφητή (κυλινδρικό στόχο), διάρκειας 300 sec. Στο φάσμα που θα λάβετε αναγνωρίστε τα κανάλια του MCA που αντιστοιχούν στην φωτοκορυφή του  $^{137}\text{Cs}$  (ενέργειας 662 keV) και στην χαρακτηριστική ακτινοβολία X του Βαρίου ( $^{137}\text{Ba}$ , ενέργειας 32 keV).
2. Σχεδιάστε την ενέργεια ως προς τον αριθμό καναλιού του MCA από τα σημεία των δεδομένων. Θεωρώντας την απόκριση του ανιχνευτή γραμμική στο εύρος ενεργειών (32 – 662) keV, βαθμονομήστε τον άξονα καναλιών του MCA υπό όρους ενέργειας, χρησιμοποιώντας γραμμική προσαρμογή στα δεδομένα του γραφήματος σας.

Σημείωση : Στο φάσμα που θα λάβετε στην οθόνη του MCA θα παρατηρήσετε την ύπαρξη μιας ακόμα αιχμής, πριν από αυτήν που αντιστοιχεί στη χαρακτηριστική ακτινοβολία X του  $^{137}\text{Ba}$ . Χρησιμοποιείστε τα αποτελέσματα βαθμονόμησης του MCA και βρείτε την ενέργεια στην οποία αντιστοιχεί η αιχμή αυτή. Που αποδίδετε την ύπαρξή της;

3. Σημειώστε τον αριθμό κρούσεων που αντιστοιχούν στο μέγιστο της φωτοκορυφής του  $^{137}\text{Cs}$ .

### B. Μετρήσεις του μαζικού συντελεστή εξασθένισης λόγω σκέδασης Compton

Υποθέτοντας σκέδαση από ελεύθερο ηλεκτρόνιο (υπόθεση Klein-Nishina) ο μαζικός συντελεστής εξασθένισης λόγω σκέδασης Compton, για δεδομένο υλικό, μπορεί να υπολογιστεί συναρτήσει της συνολικής (ολοκληρωμένης) ενεργού διατομής ανά ηλεκτρόνιο σύμφωνα με τη σχέση Σ10. Ένα σχετικά απλό πείραμα για την πειραματική επαλήθευση της θεωρητικής τιμής του μαζικού συντελεστή εξασθένισης,  $\mu^{\text{KN}}/\rho$ , είναι το ακόλουθο :

1. Επαναλάβετε την μέτρηση που πραγματοποιήσατε για την βαθμονόμηση του MCA, παρεμβάλλοντας, αυτή τη φορά, δύο φύλλα Αλουμινίου ( $Z = 13$ ,  $A = 27$ ) συνολικού πάχους 1,6 cm μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή σπινθηρισμών. Τοποθετήστε τα φύλλα αλουμινίου σε στοίχιση (το ένα πίσω από το άλλο) και με τέτοιο τρόπο ώστε να καλύπτεται εξολοκλήρου η οπή της κυλινδρικής κατασκευής που περιβάλλει την πηγή  $^{137}\text{Cs}$ .
2. Σημειώστε τον (εξασθετισμένο) αριθμό κρούσεων που αντιστοιχούν στο μέγιστο της φωτοκορυφής του  $^{137}\text{Cs}$ .

Για γεωμετρία «λεπτής» δέσμης φωτονίων, η ένταση της δέσμης που εξέρχεται από απορροφητή πάχους  $x$  δίνεται από το γνωστό εκθετικό νόμο  $I = I_0 e^{-\mu x}$ , όπου  $I_0$

η αρχική ένταση της δέσμης και  $\mu$  ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης για την ενέργεια της δέσμης και το υλικό του απορροφητή.

3. Υποθέτοντας γεωμετρία «λεπτής» δέσμης, υπολογίστε τον συνολικό γραμμικό συντελεστή εξασθένησης,  $\mu$ , για την δέσμη  $^{137}\text{Cs}$  του πειράματος μας και υλικό εξασθένησης το αλουμίνιο, χρησιμοποιώντας της μετρήσεις στη φωτοκορυφή του φάσματος του  $^{137}\text{Cs}$  που λάβατε με και χωρίς το φύλο Αλουμινίου. Γνωρίζοντας την πυκνότητα του Αλουμινίου ( $\rho = 2,699 \text{ gr/cm}^3$ ) εύκολα μπορείτε να υπολογίσετε τον αντίστοιχο μαζικό συντελεστή εξασθένησης,  $\mu/\rho$ .

Στον Πίνακα Π1, ο οποίος δίνεται σε Παράρτημα στο τέλος της άσκησης, παρουσιάζονται τιμές του συνολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένησης για το Αλουμίνιο και διάφορες ενέργειες. Στον ίδιο πίνακα, για κάθε ενέργεια παρουσιάζονται και οι επιμέρους γραμμικοί συντελεστές εξασθένησης για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και τη σκέδαση Compton.

4. Παρατηρείστε (από τον Πίνακα Π1) ότι για την ενέργεια του  $^{137}\text{Cs}$  (662 keV), ο συνολικός γραμμικός εξασθένησης είναι πρακτικά ίσος με τον συντελεστή εξασθένησης λόγω σκέδασης Compton (η συνεισφορά του φωτοηλεκτρικού αλλά και των άλλων φαινομένων είναι αμελητέα). Επομένως, ο συνολικός γραμμικός συντελεστής που υπολογίσατε βασιζόμενοι στις μετρήσεις με και χωρίς απορροφητή αλουμινίου που περιγράφηκαν είναι σε πολύ καλή προσέγγιση ίσος με τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης λόγω σκέδασης

$$\text{Compton} : \left( \frac{\mu^{\text{total}}}{\rho} \right)_{\text{exp}} = \left( \frac{\mu^{\text{incoh}}}{\rho} \right)_{\text{exp}}$$

5. Από τις σχέσεις Σ8 και Σ10 υπολογίστε, τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης λόγω σκέδασης Compton που προβλέπεται από την θεωρία Klein-Nishina  $\mu^{\text{KN}}/\rho$ . Σύμφωνα με τα δεδομένα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 6, δείτε ότι

για το αλουμίνιο (υλικό με ενδιάμεσο  $Z$  σε σχέση με το νερό και το μολύβι που παρουσιάζονται) και για ενέργεια ίση με 662 keV, ισχύει :  $\mu^{\text{KN}}/\rho = \mu^{\text{incoh}}/\rho$  (η διόρθωση για δέσμιο ηλεκτρόνιο είναι αμελητέα).

6. Συγκρίνετε την πειραματική τιμή που βρήκατε για το  $\mu^{\text{incoh}}/\rho$  σε σχέση με αυτήν που προκύπτει από τις εξισώσεις KN και σχολιάστε τυχόν αποκλίσεις (σκεφτείτε τις παραδοχές που κάνατε στους πειραματικούς υπολογισμούς σας).

### Γ. Μελέτη των εξισώσεων σκέδασης Compton (μετρήσεις της $E_{sc}$ συναρτήσει της γωνίας σκέδασης $\theta$ ).

Η σχέση Σ4 που δίνει την ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου,  $E_{sc}$ , συναρτήσει της αρχικής του ενέργειας,  $E$ , και της γωνίας σκέδασης,  $\theta$ , υποθέτοντας σκέδαση από ελεύθερο ηλεκτρόνιο, μπορεί να γραφεί και ως εξής :

$$\frac{1}{E_{sc}} = \frac{1}{E} + \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos\theta) \quad (\Sigma 12)$$

Η εξίσωση αυτή είναι της μορφής  $y = k \cdot x + c$ ,

όπου :

$$y = \frac{1}{E_{sc}},$$

$$k = \frac{1}{m_e c^2} = 1,957 \text{ MeV}^{-1},$$

$$x = (1 - \cos\theta) \text{ και}$$

$$c = \frac{1}{E} \text{ (για την ενέργεια των φωτονίων από πηγή } ^{137}\text{Cs, } c = 1,51 \text{ MeV}^{-1}\text{)}$$

Θεωρητικά, επομένως, το διάγραμμα του  $1/E_{sc}$  συναρτήσει του  $(1 - \cos\theta)$  είναι ευθεία γραμμή. Με μια σειρά απλών μετρήσεων, αυτή η θεωρητικά αναμενόμενη συμπεριφορά μπορεί να επιβεβαιωθεί πειραματικά :

1. Τοποθετήστε τον ανιχνευτή NaI υπό γωνία  $30^\circ$  σε σχέση με την πηγή. Τοποθετήστε την ράβδο από Plexiglas (PMMA) στην ειδική υποδοχή και πάρτε μετρήσεις του φάσματος σκέδασης ( $M_{sc}$ ). Μεταφέρετε και αποθηκεύστε τις μετρήσεις σας στον ηλεκτρονικό υπολογιστή χρησιμοποιώντας το εγκατεστημένο λογισμικό επικοινωνίας με τον MCA. Ο χρόνος λήψης των μετρήσεων πρέπει να είναι τόσοσ ώστε να διακρίνεται ευκρινώς στην οθόνη του MCA η φωτοκορυφή που αντιστοιχεί στην ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου για γωνία σκέδασης  $30^\circ$ .
2. Επαναλάβετε τις μετρήσεις για γωνία σκέδασης  $30^\circ$  αφαιρώντας την ράβδο από Plexiglas (μετρήσεις “υποβάθρου”, οι οποίες θα αναφέρονται στα επόμενα ως “ $M_{bg}$ ”) και προσέχοντας ώστε ο χρόνος μέτρησης να είναι **ο ίδιος** με αυτόν που επιλέξατε για τις μετρήσεις παρουσία της ράβδου από Plexiglas. Μεταφέρετε και αποθηκεύστε τις μετρήσεις  $M_{bg}$  στον ηλεκτρονικό υπολογιστή.
3. Χρησιμοποιώντας κατάλληλο λογισμικό (Root), που είναι εγκατεστημένο στον υπολογιστή, λάβετε το «καθαρό» φάσμα σκέδασης ( $M_{net}$ ) που προκύπτει

αφαιρώντας τις μετρήσεις “υποβάθρου”,  $M_{bg}$ , από τις αντίστοιχες μετρήσεις παρουσία του σκεδαστή,  $M_{sc}$  ( $M_{net} = M_{sc} - M_{bg}$ ). Στο προκύπτον φάσμα, προσαρμόστε μία γκαουσιανή καμπύλη στην φωτοκορυφή που αντιστοιχεί στην ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου και καταγράψτε :

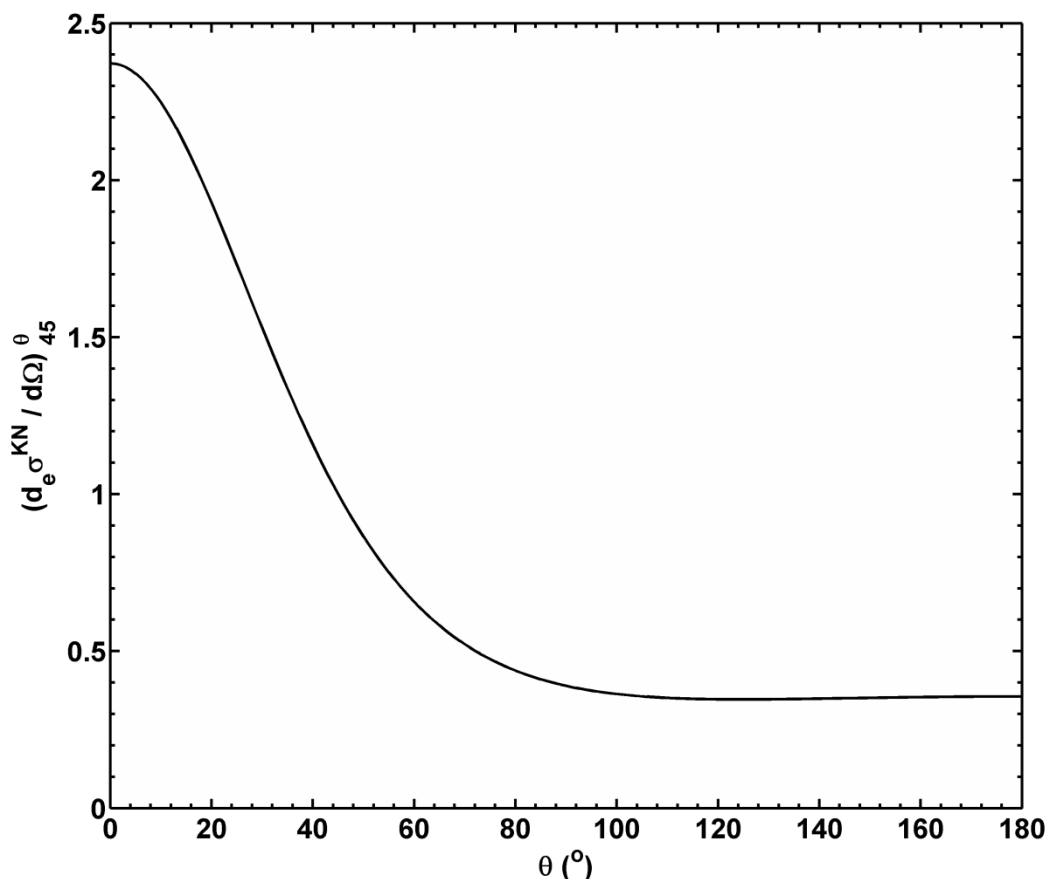
- την μετρούμενη  $E_{sc}$  από το κανάλι που αντιστοιχεί στη μέση τιμή της γκαουσιανής καμπύλης
- το ολοκλήρωμα των μετρήσεων  $M_{net}$  που βρίσκονται “κάτω” από την καμπύλη ( $\Sigma M_{net}$ )

4. Επαναλάβετε τα βήματα 1-3 για τις υπόλοιπες γωνίες σκέδασης που φαίνονται στον Πίνακα 1.

### ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Γωνία σκέδασης $\theta$ (°)	(1-cos $\theta$ )	$E_{sc}$ θεωρία (MeV)	$E_{sc}$ μέτρηση (MeV)	$\frac{\Sigma M_{net}}{t}$	$\frac{1}{\epsilon} \frac{\Sigma M_{net}}{t}$	$\left(\frac{d_{\epsilon}\sigma^{KN}}{d\Omega}\right)_{45}^{\theta}$	$\left(\frac{d_{\epsilon}\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{45}^{\theta}$
15						2,105	
30						1,529	
45						1,000	
60						0,657	
75						0,475	
90						0,390	
105						0,356	

5. Σχεδιάστε την θεωρητική καμπύλη  $1/E_{sc} = f([1-\cos\theta])$ , όπως περιγράφεται από την Σ12, για τις γωνίες σκέδασης που φαίνονται στον Πίνακα 1.
6. Πάνω στη θεωρητική καμπύλη, σχεδιάστε τα μετρημένα σημεία  $1/E_{sc}$  με τα αντίστοιχα σφάλματα. Στα πειραματικά δεδομένα προσαρμόστε μια ευθεία γραμμή. Υπολογίστε την μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου από την κλίση της ευθείας. Εντυπωσιακό;



**Σχήμα 11 :** Τιμές της διαφορικής ενεργού διατομής για σκέδαση Compton συναρτήσει της γωνίας σκέδασης  $\theta$ , υιοθετώντας την υπόθεση Klein-Nishina (σκέδαση από ελεύθερο ηλεκτρόνιο). Οι τιμές ενεργού διαφορικής διατομής έχουν κανονικοποιηθεί στην αντίστοιχη τιμή για γωνία σκέδασης  $45^\circ$ .

#### Δ. Μελέτη της διαφορικού ενεργού διατομής για σκέδαση Compton

Στο Σχήμα 11 παρουσιάζεται η εξάρτηση της διαφορικής ενεργού διατομής για σκέδαση Compton από την γωνία σκέδασης  $\theta$ , όπως περιγράφεται από την αντίστοιχη εξίσωση των Klein-Nishina (Σ6). Οι τιμές διαφορικής ενεργού διατομής έχουν κανονικοποιηθεί στην αντίστοιχη τιμή για γωνία σκέδασης  $45^\circ$  (βλ. αντίστοιχες τιμές  $\left(\frac{d_e \sigma^{KN}}{d\Omega}\right)_{45}^\theta$  στον Πίνακα 1).

Με βάση τα δεδομένα που έχετε ήδη συλλέξει μπορείτε να κατασκευάσετε την αντίστοιχη πειραματική καμπύλη. Πιο συγκεκριμένα, κανονικοποιώντας τις μετρήσεις  $\frac{\Sigma M_{net}}{t}$  στην αντίστοιχη μέτρηση για γωνία σκέδασης  $45^\circ$ , θα έχετε μια πρώτη εκτίμηση του λόγου  $\left(\frac{d_e \sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{45}^\theta$  (Θυμηθείτε ότι οι μετρήσεις σας αφορούν σε πραγματικές συνθήκες σκέδασης Compton, και όχι στην προσέγγιση σκέδασης από ελεύθερο ηλεκτρόνιο). Προκειμένου να αποκτήσετε πιο ακριβή αποτελέσματα, θα



πρέπει η μέτρηση  $\frac{\Sigma M_{net}}{t}$  για κάθε γωνία σκέδασης (άρα και ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου) να διορθωθεί προκειμένου να ληφθεί υπόψη η διαφορετική εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή NaI για διαφορετικές ενέργειες φωτονίων. Δηλαδή :

$$\left(\frac{d_{\epsilon}\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{45}^{\theta} \propto \left(\frac{1}{\epsilon_{\theta}} \frac{\Sigma M_{net}}{t}\right)_{45}^{\theta}, \text{ όπου}$$

$\epsilon_{\theta}$  είναι η εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή για την ενέργεια φωτονίων που αντιστοιχεί σε γωνία σκέδασης  $\theta$ .

Δεδομένης της γεωμετρίας της πειρατικής διάταξης που χρησιμοποιείται, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι τα σκεδαζόμενα φωτόνια που προσπίπτουν στον ανιχνευτή NaI είναι, σε καλή προσέγγιση, διαμορφωμένα σε γεωμετρία παράλληλης δέσμης. Σε αυτήν την περίπτωση, η εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή για δεδομένη ενέργεια (άρα και γωνία σκέδασης) δίνεται από την πιθανότητα που έχει ένα φωτόνιο να αλληλεπιδράσει μέσα στον ανιχνευτή :

$$\epsilon = (1 - e^{-\mu L}), \text{ όπου:}$$

L είναι το πάχος του ανιχνευτή (στην περίπτωση μας είναι  $L = 5 \text{ cm}$ )

$\mu$  είναι ο (συνολικός) γραμμικός συντελεστής εξασθένησης για το υλικό του ανιχνευτή (NaI) και τη δεδομένη ενέργεια.

1. Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα για τον γραμμικό συντελεστή εξασθένησης του NaI που δίνονται στον Πίνακα Π2, στο Παράρτημα της άσκησης, υπολογίστε την εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή για τις γωνίες του Πίνακα 1. Κατόπιν υπολογίστε τις τιμές του λόγου  $\left(\frac{1}{\epsilon_{\theta}} \frac{\Sigma M_{net}}{t}\right)_{45}^{\theta}$
2. Σχεδιάστε την πειραματική καμπύλη  $\left(\frac{d_{\epsilon}\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{45}^{\theta} = f(\theta)$ . Σχολιάστε και αιτιολογήστε την συμφωνία ή ασυμφωνία της καμπύλης αυτής σε σύγκριση με την αντίστοιχη θεωρητική που παρουσιάζεται στο Σχήμα 11 (μπορείτε να την ανακατασκευάσετε χρησιμοποιώντας τα δεδομένα  $\left(\frac{d_{\epsilon}\sigma^{KN}}{d\Omega}\right)_{45}^{\theta}$  που παρουσιάζονται στον Πίνακα 1).

**Ε. Μελέτη της εξάρτησης της ενεργού διατομής για σκέδαση Compton από τον ατομικό αριθμό Z του υλικού σκέδασης**

1. Για μία γωνία σκέδασης,  $\theta_0$ , επαναλάβετε τις μετρήσεις που περιγράφονται στα βήματα 1-3 της ενότητας Γ, χρησιμοποιώντας ως σκεδαστή την ράβδο Αλουμινίου. Υπολογίστε το  $\left(\frac{1}{\varepsilon\theta_0} \frac{\Sigma M_{net}}{t}\right)_{Al}^{\theta_0}$  διορθώνοντας για την απόδοση του ανιχνευτή.

2. Υπολογίστε τον λόγο : 
$$\frac{\left(\frac{d\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{Al}^{\theta_0}}{\left(\frac{d\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{PMMA}^{\theta_0}} = \frac{\left(\frac{1}{\varepsilon\theta_0} \frac{\Sigma M_{net}}{t}\right)_{Al}^{\theta_0}}{\left(\frac{1}{\varepsilon\theta_0} \frac{\Sigma M_{net}}{t}\right)_{PMMA}^{\theta_0}}$$

3. Επαναλάβετε τα βήματα 1-2 για τους άλλους δύο σκεδαστές (ράβδοι σιδήρου και μπρούτζου)

4. Σχεδιάστε τον λόγο  $\frac{\left(\frac{d\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{υλικό}^{\theta_0}}{\left(\frac{d\sigma^{incoh}}{d\Omega}\right)_{PMMA}^{\theta_0}}$  συναρτήσει του ατομικού αριθμού Z

κάθε υλικού. Σχολιάστε την εξάρτηση που παρατηρείτε με βάση τις θεωρητικές προβλέψεις.

## Βιβλιογραφία

- [1] Φυλλάδιο εργαστηριακών ασκήσεων Πυρηνικής Φυσικής (2009), ασκήσεις 2 (Μελέτη των Χαρακτηριστικών ενός Ανιχνευτή Σπινθηρισμών) και 3 (Φασματοσκοπία  $\gamma$ ).
- [2] D. Baltas, L. Sakelliou, N. Zamboglou, “The Physics of Modern Brachytherapy for Oncology”, Taylor and Francis Group, LLC, 2007.
- [3] Klein, O. and Nishina, Y. U“ ber die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, Z. Phy., **52**, 853, 1929
- [4] Hubbell, J.H. “Review of photon cross interaction section data in the medical and biological context”, Phys. Med. Biol., **44**, R1, 1999.
- [5] M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar and D. S. Zucker, XCOM: Photon Cross Sections Database (διαθέσιμο στο διαδίκτυο στη διεύθυνση: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899
- [6] Hubbell, J.H. and Seltzer, S.M., “Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients” (v.1.03, διαθέσιμο στο διαδίκτυο στη διεύθυνση: [http://www.nist.gov/pml/data/xray\\_gamma.cfm](http://www.nist.gov/pml/data/xray_gamma.cfm)), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899.
- [7] Hubbell, J.H., Veigele, Wm.J., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T., and Howerton, R.J., “Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross-sections, J. Phys. Chem. Ref. Data, **4**, 471, 1975.

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Στο Παράρτημα, δίνονται πίνακες του ολικού γραμμικού συντελεστή εξασθένισης για το Al και το NaI και ενέργειες από 1 keV έως 1 MeV. Σε κάθε περίπτωση οι επιμέρους γραμμικοί συντελεστές εξασθένισης για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και τη σκέδαση Compton παρουσιάζονται για κάθε ενέργεια επίσης.

**Πίνακας Π1 : Al ( $\rho = 2.699 \text{ g/cm}^3$ )**

<b>Ενέργεια φωτονίου (MeV)</b>	<b><math>\mu_{\text{Compton}}</math> (<math>\text{cm}^{-1}</math>)</b>	<b><math>\mu_{\text{Φωτοηλεκτρικό}}</math> (<math>\text{cm}^{-1}</math>)</b>	<b><math>\mu_{\text{εξασθένισης (ολικός)}}</math> (<math>\text{cm}^{-1}</math>)</b>
1.000E-02	2.861E-01	6.909E+01	6.936E+01
2.000E-02	3.698E-01	8.367E+00	8.745E+00
3.000E-02	3.941E-01	2.354E+00	2.753E+00
4.000E-02	4.022E-01	9.447E-01	1.350E+00
5.000E-02	4.049E-01	4.642E-01	8.664E-01
6.000E-02	3.995E-01	2.580E-01	6.586E-01
8.000E-02	3.887E-01	1.020E-01	4.912E-01
1.000E-01	3.752E-01	4.966E-02	4.237E-01
1.500E-01	3.428E-01	1.347E-02	3.563E-01
2.000E-01	3.158E-01	5.398E-03	3.212E-01
3.000E-01	2.753E-01	1.549E-03	2.780E-01
4.000E-01	2.472E-01	6.694E-04	2.480E-01
5.000E-01	2.259E-01	3.617E-04	2.264E-01
6.000E-01	2.092E-01	2.267E-04	2.094E-01
<b>6.617E-01</b>	<b>2.005E-01</b>	<b>1.773E-04</b>	<b>2.005E-01</b>
8.000E-01	1.838E-01	1.147E-04	1.841E-01
9.000E-01	1.741E-01	9.123E-05	1.741E-01
1.000E+00	1.654E-01	7.125E-05	1.654E-01
1.173E+00	1.528E-01	5.047E-05	1.530E-01
1.250E+00	1.479E-01	4.561E-05	1.482E-01
1.275E+00	1.466E-01	4.399E-05	1.466E-01
1.332E+00	1.430E-01	4.075E-05	1.433E-01
1.500E+00	1.344E-01	3.293E-05	1.350E-01
2.000E+00	1.147E-01	2.059E-05	1.166E-01
3.000E+00	9.042E-02	1.139E-05	9.554E-02
4.000E+00	7.530E-02	7.773E-06	8.394E-02
5.000E+00	6.505E-02	5.884E-06	7.665E-02
6.000E+00	5.749E-02	4.696E-06	7.152E-02
8.000E+00	4.696E-02	3.347E-06	6.586E-02
1.000E+01	3.995E-02	2.607E-06	6.262E-02

Πίνακας Π2 : NaI ( $\rho=3.67 \text{ g/cm}^3$ )

Ενέργεια φωτονίου (Mev)	$\mu_{\text{Compton}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\mu_{\text{Φωτοηλεκτρικό}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\mu_{\text{μεξασθένισης (ολικός)}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
1.000E-02	2.470E-01	5.065E+02	5.065E+02
2.000E-02	3.472E-01	7.560E+01	7.597E+01
3.000E-02	3.927E-01	2.426E+01	2.463E+01
3.317E-02	4.000E-01	1.094E+02	1.097E+02
4.000E-02	4.147E-01	6.679E+01	6.716E+01
5.000E-02	4.257E-01	3.707E+01	3.743E+01
6.000E-02	4.294E-01	2.242E+01	2.286E+01
8.000E-02	4.257E-01	1.009E+01	1.050E+01
1.000E-01	4.184E-01	5.358E+00	5.799E+00
1.500E-01	3.927E-01	1.685E+00	2.077E+00
2.000E-01	3.670E-01	7.413E-01	1.108E+00
3.000E-01	3.252E-01	2.378E-01	5.615E-01
4.000E-01	2.940E-01	1.097E-01	4.037E-01
5.000E-01	2.697E-01	6.166E-02	3.318E-01
6.000E-01	2.503E-01	3.964E-02	2.899E-01
<b>6.617E-01</b>	<b>2.400E-01</b>	<b>3.138E-02</b>	<b>2.716E-01</b>
8.000E-01	2.206E-01	2.052E-02	2.411E-01
9.000E-01	2.088E-01	1.607E-02	2.250E-01
1.000E+00	1.985E-01	1.281E-02	2.114E-01
1.173E+00	1.835E-01	9.248E-03	1.930E-01
1.250E+00	1.780E-01	8.221E-03	1.868E-01
1.275E+00	1.762E-01	7.927E-03	1.846E-01
1.332E+00	1.721E-01	7.303E-03	1.806E-01
1.500E+00	1.618E-01	5.872E-03	1.703E-01
2.000E+00	1.380E-01	3.582E-03	1.512E-01
3.000E+00	1.086E-01	1.901E-03	1.347E-01
4.000E+00	9.065E-02	1.259E-03	1.288E-01
5.000E+00	7.854E-02	9.285E-04	1.273E-01
6.000E+00	6.936E-02	7.340E-04	1.277E-01
8.000E+00	5.652E-02	5.138E-04	1.314E-01
1.000E+01	4.844E-02	3.927E-04	1.365E-01

## Άσκηση 4 - Ραδιενέργεια Περιβάλλοντος

### Εισαγωγικά

Το σύνολο του γνωστού σύμπαντος απαρτίζεται από **χημικά στοιχεία**. Οι ιδιότητες των χημικών στοιχείων είναι υπεύθυνες για τις διεργασίες που διαμορφώνουν το **φυσικό περιβάλλον** μέσα στο οποίο ζούμε και κινούμαστε καθημερινά. Οι πρωτοποριακές μελέτες του J.J. Thomson ανέδειξαν για πρώτη φορά το 1912 ότι τα χημικά στοιχεία μπορούν να υπάρξουν σε διαφορετικές μορφές **με τις ίδιες χημικές ιδιότητες, αλλά διαφορετικές πυρηνικές ιδιότητες**, γνωστές ως **ισότοπα**. Ο λόγος είναι ότι τα ισότοπα έχουν στον πυρήνα τους τον ίδιο αριθμό πρωτονίων (κι επομένως εξακολουθούν να είναι το ίδιο χημικό στοιχείο), αλλά διαφορετικό αριθμό νετρονίων (κι επομένως είναι διαφορετικοί πυρήνες).

Στην πλειονότητά τους, τα ισότοπα είναι **ασταθή (ή ραδιενεργά)**. Από τα περίπου 3500 γνωστά ισότοπα που υπάρχουν στη φύση ή έχουν παραχθεί μέσω πυρηνικών αντιδράσεων στο εργαστήριο παραπάνω από 3000 είναι ασταθή. Η θεμελιώδης ιδιότητα της αστάθειας στα ραδιενεργά ισότοπα εκφράζεται ως **αυθόρμητος μετασχηματισμός** προς άλλα ισότοπα. Το φαινόμενο αυτό λέγεται **μεταστοιχείωση**. Η μεταστοιχείωση στη φύση μπορεί να ανιχνευθεί και να μελετηθεί μέσω της **εκπομπής ακτινοβολίας**, ένα χαρακτηριστικό που είναι καθοριστικής σημασίας για την κατανόηση των ισοτοπικών ιδιοτήτων, τόσο σε θεμελιώδες, όσο και σε πρακτικό επίπεδο.

Η μελέτη των ραδιοϊσοτόπων ως συνιστώσα του ευρύτερου φυσικού περιβάλλοντος (Εικόνα 1) είναι πολύ σημαντική. Ενδεικτικά αναφέρουμε:

#### ➤ Προστασία του περιβάλλοντος:

Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία είναι εν δυνάμει απειλητική και επικίνδυνη για τα έμβια όντα, συμπεριλαμβανομένου του ανθρώπου, και τα επίπεδά της πρέπει να παρακολουθούνται, ώστε να υπάρχει αξιολόγηση των πιθανών επιπτώσεων.

#### ➤ Χρήση ραδιοϊσνηθετών για μελέτες βιωσιμότητας του περιβάλλοντος

Οι διάφορες συνιστώσες του περιβάλλοντος μπορούν να μελετηθούν μέσω της ανίχνευσης φυσικών ραδιοϊσοτόπων που βρίσκονται ήδη σε μικρές ποσότητες, αλλά η ευκολία ανίχνευσής τους πληροφορεί για τις δυναμικές διεργασίες σε διάφορα φυσικά φαινόμενα, π.χ. κινητική σε εδάφη, σεισμολογία, μεταφορά χημικών ουσιών σε υδάτινα και ατμοσφαιρικά οικοσυστήματα και πολλά άλλα.

#### ➤ Χρονολόγηση

Η ευρεία κλίμακα χρόνων ζωής των διάφορων ραδιοϊσοτόπων στο φυσικό περιβάλλον μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη χρονολόγηση συστημάτων ή αποτελεσμάτων φυσικών διεργασιών με ιδιαίτερα αξιόπιστα αποτελέσματα. Ιδιαίτερα γνωστή είναι η **ραδιοχρονολόγηση** με χρήση του ασταθούς ισότοπου του άνθρακα  $^{14}\text{C}$ , το οποίο δημιουργείται λόγω κοσμικής ακτινοβολίας (τα σταθερά ισότοπα του άνθρακα που βρίσκουμε στη φύση, π.χ. στις οργανικές ενώσεις, είναι ο  $^{12}\text{C}$  / 98.9% και ο  $^{13}\text{C}$  / 1.1%).



Εικόνα 1 - Πηγές ακτινοβολίας στο φυσικό περιβάλλον [1]

Η μελέτη των ραδιοϊσοτόπων έχει πολύ περισσότερες εφαρμογές, οι οποίες εφάπτονται του αντικειμένου της παρούσας άσκησης και χρησιμοποιούν τις ίδιες ή συναφείς μεθόδους ανίχνευσης, καταγραφής και αξιολόγησης. Οι σημαντικότερες είναι:

- Παραγωγή πυρηνικής ενέργειας
- Προστασία από ραδιολογικά ατυχήματα
- Ακτινοδιάγνωση και ακτινοθεραπεία στην ιατρική
- Χαρακτηρισμός υλικών και έλεγχος βιομηχανικής παραγωγής
- Μελέτη αστροφυσικών διεργασιών και εξέλιξης αστέρων

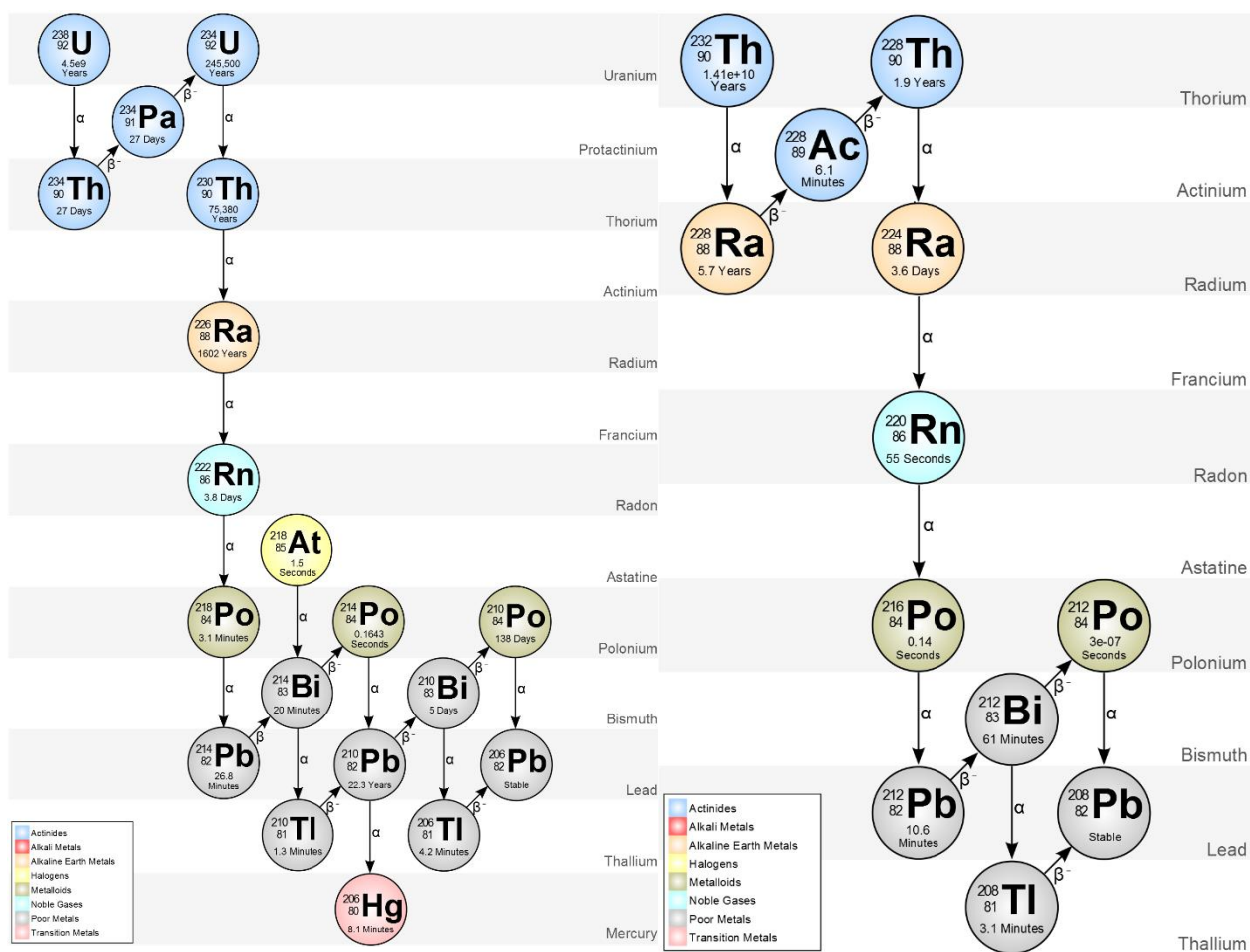
### Τρόποι μεταστοιχείωσης

Βασικοί τρόποι μεταστοιχείωσης είναι η **διάσπαση α**, στην οποία ένα ασταθές ισότοπο εκπέμπει έναν σωματίο άλφα (πυρήνας  $^4\text{He}$ ) και παράγει ένα νέο ισότοπο, καθώς και η **διάσπαση βήτα**, κατά την οποία ο αρχικός πυρήνας εκπέμπει είτε ένα ηλεκτρόνιο ( $e^-$  / διάσπαση  $\beta^-$ ) είτε ένα ποζιτρόνιο ( $e^+$  / διάσπαση  $\beta^+$ ). Υπάρχουν και άλλες διεργασίες, όπως η **ηλεκτρονική σύλληψη** και η **αυθόρμητη σχάση**, οι οποίες μπορούν να οδηγήσουν τα ραδιοϊσότοπα σε μεταστοιχείωση με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας. Ο αρχικός πυρήνας ονομάζεται **μητρικός**, ενώ ο παραγόμενος πυρήνας **θυγατρικός**.

Στην (πολύ συχνή) περίπτωση που ο θυγατρικός πυρήνας είναι και αυτός ασταθής ακολουθεί ένα ή περισσότερα στάδια διάσπασης, τα οποία σχηματίζουν μια **αλυσίδα διάσπασης**. Μια αλυσίδα διάσπασης δεν είναι απαραίτητο να παρουσιάζει αποκλειστικά ένα μόνο είδος διάσπασης σε κάθε στάδιο μεταστοιχείωσης. Στην πραγματικότητα οι γνωστές αλυσίδες στη

φύση παρουσιάζουν πολλαπλά στάδια με διασπάσεις α και β, με ακόλουθη εκπομπή ακτινοβολίας γ όταν οι θυγατρικοί πυρήνες δημιουργούνται σε διεγερμένες καταστάσεις.

Γνωρίζουμε ότι οι φυσικές αλυσίδες διάσπασης είναι τέσσερις συνολικά, έχοντας ως μητρικούς πυρήνες μακρόβια φυσικά ραδιοϊσότοπα (χρόνοι ημιζωής  $\sim 10^7$ - $10^{10}$  a). Από τις αλυσίδες αυτές οι πιο σημαντικές είναι του ουρανίου-238 ( $^{238}\text{U}$ ) και του θορίου-232 ( $^{232}\text{Th}$ ). Στις ποσότητες φυσικού ουρανίου που βρίσκουμε στο ηλιακό μας σύστημα, υπάρχει σε σχετική περιεκτικότητα 0.7% και το ισότοπο ουράνιο-235 ( $^{235}\text{U}$ ), το οποίο είναι ο μητρικός πυρήνας της τρίτης φυσικής αλυσίδας διάσπασης, ενώ το ποσειδώνιο-237 ( $^{237}\text{Np}$ ) είναι ο μητρικός πυρήνας της τέταρτης αλυσίδας. Η τελευταία αλυσίδα μας είναι γνωστή μόνο από τον τελικό θυγατρικό πυρήνα  $^{205}\text{Tl}$  που βρίσκουμε στη φύση, καθώς όλα τα υπόλοιπα ραδιοϊσότοπα που την αποτελούν έχουν εξαφανιστεί (γιατί;). Στην Εικόνα 2 εμφανίζονται οι σειρές  $^{238}\text{U}$  και  $^{232}\text{Th}$ .



Εικόνα 2 - Σχηματική αναπαράσταση των φυσικών αλυσίδων διάσπασης των μακρόβιων φυσικών ισότοπων  $^{238}\text{U}$  (αριστερά) και  $^{232}\text{Th}$  (δεξιά) [2]

### Πρόελευση ραδιοϊσοτόπων

Τα ραδιοϊσότοπα που υπάρχουν στο φυσικό περιβάλλον γύρω μας είναι είτε φυσικής, είτε ανθρωπογενούς προέλευσης. Η αρχική πηγή δημιουργίας εντοπίζεται στην πρωτογενή



πυρηνοσύνθεση κατά τη Μεγάλη Έκρηξη για τα πολύ ελαφρά στοιχεία (H, He, Li), ενώ για τα βαρύτερα απαιτούνται έντονες διεργασίες αστρικής πυρηνοσύνθεσης, όπως κατά τη διάρκεια εκρήξεων υπερκαινοφανών αστέρων ή κοσμικών συνενώσεων αστέρων νετρονίων με μαύρες τρύπες, οι οποίες μπορούν να διασπείρουν βαριά ισότοπα στο σύμπαν. Στην αστρική πυρηνοσύνθεση, απαιτείται ένα τεράστιο δίκτυο πυρηνικών αντιδράσεων για να περιγραφούν (~100'000 αντιδράσεις). Επίσης, πολλά από τα φυσικά ραδιοϊσότοπα είναι αποτέλεσμα αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας με τα χημικά στοιχεία που βρίσκονται στα εξωτερικά στρώματα της γήινης ατμόσφαιρας (π.χ.  $^{10}\text{B}$ ,  $^{14}\text{C}$ ).

Υπάρχουν ανθρώπινες δραστηριότητες που μπορούν να δημιουργήσουν και να διασπείρουν ραδιοϊσότοπα στο φυσικό περιβάλλον, όπως για παράδειγμα οι δοκιμές πυρηνικών όπλων κατά τις δεκαετίες 1950-60, η εναπόθεση ραδιενεργών καταλοίπων σε βαθιά σημεία των ωκεανών, ή πυρηνικά και ραδιολογικά ατυχήματα (π.χ. Chernobyl 1986). Τα περισσότερα από αυτά τα ραδιοϊσότοπα είναι βραχύβια και μεταστοιχειώνονται γρήγορα σε σταθερά, χωρίς να δημιουργούν περαιτέρω προβλήματα στη διαχείρισή τους ή την προστασία του οικοσυστήματος. Υπάρχουν όμως άλλα με σημαντικούς χρόνους ημιζωής, για τα οποία πρέπει να υπάρχει συνεχής καταγραφή και παρακολούθηση. Τα πιο σημαντικά είναι τα ανθρωπογενή ραδιοϊσότοπα  $^{137}\text{Cs}$  και  $^{90}\text{Sr}$ , που παράγονται κατά τη σχάση πυρηνικών καυσίμων και μπορούν να βρεθούν σε σημαντικές ποσότητες σε διάφορες συνιστώσες του οικοσυστήματος και εν δυνάμει να επιδράσουν αρνητικά τον ανθρώπινο πληθυσμό (εξωτερική ακτινοβόληση, τροφική αλυσίδα).

### Χρόνος ημιζωής, και ραδιενεργή ισορροπία

Πολύ σημαντική έννοια στη μελέτη των ραδιοϊσοτόπων είναι η έννοια της **ισορροπίας** μεταξύ του μητρικού και του θυγατρικού πυρήνα. Η ισορροπία σχετίζεται με το **χρόνο ημιζωής** των ισοτόπων (ισοδύναμα με το **μέσο χρόνο ζωής**,  $\tau$ , και τη **σταθερά διάσπασης**,  $\lambda$ ). Είναι γνωστό από τις αρχές του 1900 ότι η μεταστοιχείωση υπακούει στον νόμο της εκθετικής διάσπασης:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (4.1)$$

Από την παραπάνω σχέση είναι άμεσο πόρισμα ότι  $\lambda=1/\tau$  και ότι  $t_{1/2}=\tau \ln(2)$ , καθώς ο χρόνος ημιζωής εκφράζει το χρονικό διάστημα στο οποίο ο αρχικός πληθυσμός έχει μειωθεί στο μισό.

Δεδομένου ότι η **ενεργότητα** μιας πηγής ορίζεται ως  $A=\lambda N$  (και μετριέται σε  $\text{Bq}=1$  διάσπαση/s), μπορεί εύκολα ναδειχθεί ότι αν  $\lambda_{\text{μητ}} \ll \lambda_{\text{θυγ}}$  τότε σε πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα (πρακτικά μετά από  $\Delta t \sim 5\tau_{\text{θυγ}}$ ), επέρχεται εξίσωση των ενεργοτήτων  $A_{\text{μητ}}=A_{\text{θυγ}}$ . Την κατάσταση αυτή την ονομάζουμε **ραδιενεργή ισορροπία**. Παρόμοια ισχύουν και όταν  $\lambda_{\text{μητ}} \leq \lambda_{\text{θυγ}}$ , ενώ δεν υπάρχει ισορροπία όταν  $\lambda_{\text{μητ}} \gg \lambda_{\text{θυγ}}$ .

Στο φυσικό περιβάλλον, η ισορροπία εξετάζεται στις διάφορες συνιστώσες του και μπορούν να εξαχθούν σημαντικά συμπεράσματα για το μητρικό πυρήνα, μελετώντας τους θυγατρικούς του. Αντίστοιχα, η ύπαρξη ανοικτών συστημάτων που δυναμικές διεργασίες μπορούν να διαταράξουν την επίτευξη ισορροπίας, μπορούν να μελετηθούν πραγματοποιώντας τις αντίστοιχες μετρήσεις.

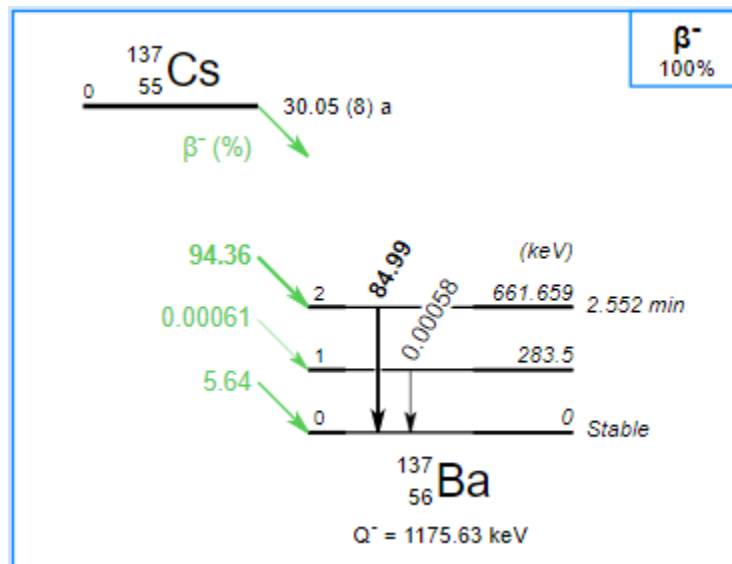
### Ακτινοβολίες $\alpha, \beta, \gamma$

Καθώς τα σωματίδια  $\alpha$  και  $\beta$ , τα οποία αποτελούν τους δύο βασικούς τύπους σωματιδιακής ακτινοβολίας έχουν πολύ μικρή εμβέλεια στον αέρα, η φωτεινή ακτινοβολία  $\gamma$  καταδεικνύεται ως σημαντική για την εκτίμηση της πιθανής επίπτωσης που έχει στους ανθρώπινους ιστούς. Οι

ακτινοβολίες α και β είναι σημαντικές όταν η απόσταση ακτινοβόλησης είναι μικρή (<1-10 cm), όπως στην περίπτωση της εσωτερικής ακτινοβόλησης.

Ένα παράδειγμα σημαντικής εσωτερικής ακτινοβόλησης είναι λόγω της εισπνοής του φυσικού ραδιενεργού ραδονίου ( $^{222}\text{Rn}$ ), το οποίο είναι θυγατρικό ισότοπο στην αλυσίδα του  $^{238}\text{U}$  και ως ευγενές αέριο εισέρχεται στους πνεύμονες, τους οποίους ακτινοβολεί με σωμάτια α μεγάλης ενέργειας. Η δόση από το ραδόνιο στον ευρύτερο πληθυσμό εξαρτάται από διάφορους παράγοντες (σύσταση γεωλογικού ορίζοντα, υγρασία κτλ.), αλλά είναι ένας από τους πιο σημαντικούς παράγοντες επικινδυνότητας για τον οποίο η διεθνής επιστημονική κοινότητα έχει καταδείξει ως βασική αναγκαιότητα την καταγραφή των επιπέδων του γενικότερα.

Η ακτινοβολία γ είναι φωτόνια υψηλής ενέργειας (0.1-10 MeV) και προκύπτει από τα ραδιοϊσότοπα ως αποτέλεσμα μετασχηματισμών στον πυρήνα που οδηγούν στην μετάβαση από μια διεγερμένη στάθμη σε κάποια χαμηλότερη. Η διαφορά της ενέργειας μεταφέρεται στο φωτόνιο γ (με κάποιο πολύ μικρό ποσοστό να δίδεται ως ενέργεια ανάκρουσης του αποδιεγειρόμενου πυρήνα). Καθώς ο πυρήνας πρέπει να είναι σε διέγερση, ώστε να εκπέμψει ακτινοβολία γ, οι αποδιεγέρσεις του είναι συνήθως απόρροια προγενέστερων διεργασιών που θα προκαλέσουν την αρχική διέγερση. Στο φυσικό περιβάλλον, συνήθως πρόκειται για διασπάσεις α και β που αφήνουν τους θυγατρικούς πυρήνες με πλεόνασμα ενέργειας, ώστε τελικά να αποδιεγερθούν μέσω εκπομπής φωτονίων γ. Ένα τέτοιο παράδειγμα απεικονίζεται στο διάγραμμα διάσπασης μια ραδιενεργού πηγής  $^{137}\text{Cs}$  (Εικόνα 3), παρόμοιας με αυτήν που χρησιμοποιείται στο εργαστήριο.



Εικόνα 3 - Διάγραμμα διάσπασης  $^{137}\text{Cs}$ . Η εκπομπή ακτινοβολίας γ έπεται της διάσπασης β του μητρικού πυρήνα προς διεγερμένη στάθμη στο θυγατρικό ισότοπο  $^{137\text{m}}\text{Ba}$  (με σχετική πιθανότητα 94.36%). Η εκπομπή του φωτονίου γίνεται με σχετική πιθανότητα 84.99% [3].

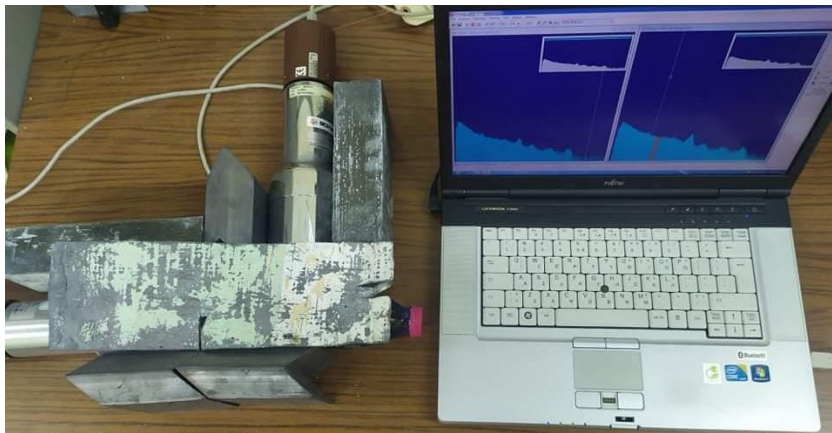
Η ανίχνευση της ακτινοβολίας γ πραγματοποιείται με κατάλληλα ανιχνευτικά συστήματα, των οποίων η αρχή λειτουργίας εκμεταλλεύεται την αλληλεπίδραση φωτεινής ακτινοβολίας με την ύλη. Υπάρχει ποικιλία οργάνων (αέριοι ανιχνευτές, σπινθηριστές κοκ) και οι βασικότεροι τύποι έχουν μελετηθεί ως προς τα χαρακτηριστικά τους στο Εργαστήριο Κορμού (Πυρηνική Φυσική). Οι ασκούμενοι/ες μπορούν να επισκεφθούν τις Ασκήσεις Π1 & Π2 στο αντίστοιχο φυλλάδιο [4].

Στην παρούσα άσκηση θα γίνει χρήση φορητού φασματόμετρου με κρύσταλλο σπινθηριστή NaI(Tl), αλλά και ενός ανιχνευτικού συστήματος με βάση ημιαγώγιμο κρύσταλλο υψηλής καθαρότητας γερμανίου (HPGe), ο οποίος αποκτά εξαιρετικές ανιχνευτικές ιδιότητες όταν ψυχθεί σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες με χρήση υγρού αζώτου (~80 K). Ακολουθεί σύντομη περιγραφή των ανιχνευτών και των ηλεκτρονικών μονάδων που τις συνοδεύουν.

### Φορητό σύστημα φασματομετρίας NaI(Tl)

Το σύστημα φασματομετρίας ακτίνων γ περιλαμβάνει κυλινδρικό κρύσταλλο σπινθηρισμού NaI(Tl) διαμέτρου 76.2 mm και μήκους 76.2 mm, εγκλεισμένο σε προστατευτικό περίβλημα αλουμινίου [5]. Ο σπινθηριστής έχει ενσωματωμένο φωτοπολλαπλασιαστή και ειδική ψηφιακή μονάδα digiSpec® [6]. Η τελευταία είναι κατασκευασμένη ώστε να:

- Παρέχει τροφοδοσία υψηλής τάσης στον ανιχνευτή
- Προενισχύει, ενισχύει και σταθεροποιεί το σήμα
- Ψηφιοποιεί τους παλμούς
- Καταγράφει τα φάσματα μέσω σύνδεσης USB με φορητό Η/Υ



Εικόνα 4 - Το φορητό φασματόμετρο NaI(Tl) που θα χρησιμοποιηθεί στην άσκηση, εδώ κατά τη διάρκεια μέτρησης στο εργαστήριο [8]. Η διάταξη περιλαμβάνει τον ανιχνευτή και θωράκιση μολύβδου για μείωση του υποβάθρου λόγω κοσμικής ακτινοβολίας. Η μονάδα digiSPEC® (καφέ χρώμα) απεικονίζεται περίπου στο κέντρο της φωτογραφίας, ενώ το φάσμα εμφανίζεται στην οθόνη του Η/Υ δεξιά

Ο έλεγχος του φασματόμετρου και όλων των παραπάνω βημάτων ελέγχου και λειτουργίας γίνεται μέσα από το ειδικό λογισμικό MAESTRO® [7] και χωρίς την παρεμβολή άλλων ηλεκτρονικών μονάδων. Ο χρήστης μπορεί να ελέγξει τις παραμέτρους των φασμάτων (πχ. ενεργειακή βαθμονόμηση, αριθμός καναλιών κτλ) και να επεξεργαστεί τα φάσματα και τις φωτοκορυφές ενδιαφέροντος κατά τη μέτρηση ή αργότερα. Η επίδειξη της χρήσης του λογισμικού θα πραγματοποιηθεί κατά τη διάρκεια της άσκησης.

### Σταθερό σύστημα φασματομετρίας HPGe

Το σταθερό σύστημα φασματομετρίας περιλαμβάνει κρύσταλλο γερμανίου υψηλής καθαρότητας (High-Purity Ge ή HPGe) με ενσωματωμένο προενισχυτή και κρυοστάτη σε οριζόντια διάταξη. Ο κρύσταλλος τροφοδοτείται από δοχείο Dewar με υγρό άζωτο (77 K), ώστε να ψύχεται σε χαμηλή θερμοκρασία και να αποκτά ημιαγώγιμες ιδιότητες. Η απαίτηση της χαμηλής θερμοκρασίας είναι

κρίσιμη ώστε να υπάρξουν οι συνθήκες που θα επιτρέψουν τον κρύσταλλο να λειτουργήσει ως ημιαγωγίμος ανιχνευτής ακτίνων γ.

Εν συντομία, η αρχή λειτουργίας του HPGe στηρίζεται στο ότι η αλληλεπίδραση μιας ακτίνας γ με το ημιαγωγίμο υλικό θα παράξει αρχικά ηλεκτρόνια με ενέργειες πολύ μεγαλύτερες από τις θερμικές ενέργειες. Η αλληλεπίδραση αυτών μπορεί να διεγείρει ηλεκτρόνια από βαθιά κατειλημμένες ζώνες πολύ κάτω από τη ζώνη σθένους σε ενεργειακά επίπεδα πολύ πάνω από τη βάση της ζώνης αγωγιμότητας. Αυτές οι βαθιά εντοπισμένες οπές και τα διεγερμένα ηλεκτρόνια τείνουν να ανακατανέμονται εντός των διαθέσιμων ενεργειακών ζωνών ώσπου οι οπές να βρεθούν στην κορυφή της ζώνης σθένους και τα ηλεκτρόνια στη βάση της ζώνης αγωγιμότητας (Εικόνα 5α). Σε αυτή τη διαδικασία, μπορεί να συμβεί περαιτέρω διέγερση, δίνοντας έναν κατακλυσμό ζευγών ηλεκτρονίων-οπών για κάθε αλληλεπίδραση αρχικού ηλεκτρονίου. Υπό κανονικές συνθήκες, τα επιπλέον διεγερμένα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας αναμένεται να αποδιεγερθούν τελικά και να επιστρέψουν στη ζώνη σθένους, αποκαθιστώντας τον πληθυσμό της ζώνης αγωγιμότητας σε αυτόν που αναμένεται μόνο από τη θερμική διέγερση. Παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, αντ' αυτού θα μεταναστεύσουν προς τα πάνω (ηλεκτρόνια) ή προς τα κάτω (τρύπες) (Εικόνα 5β). Ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών που παράγονται σχετίζεται άμεσα με την ενέργεια των ακτίνων γάμμα που απορροφάται,  $E_{abs}$ .

Βασιζόμενοι στα παραπάνω, στον ανιχνευτή HPGe μπορούμε να μετρήσουμε παλμούς διαφορετικού ύψους για διαφορετικές ενέργειες κι επομένως, όπως και στην περίπτωση του σπινθηριστή NaI(Tl), να έχουμε τις συνθήκες για φασματοσκοπία και όχι απλή ανίχνευση.

Βασικό πλεονέκτημα του HPGe είναι η πολύ καλύτερη διακριτική ικανότητα σε σχέση με τον σπινθηριστή NaI(Tl). Τυπική τιμή είναι 1% για την ακτίνα γ με 662 keV ( $^{137}\text{Cs}$ ) στον HPGe, ενώ αντίστοιχα στο σπινθηριστή είναι 7%. Ένα χρήσιμο μέτρο εκτίμησης της διακριτικής ικανότητας είναι το Full-Width at Half Maximum (FWHM) μιας φωτοκορυφής. Παρά το ότι η αβεβαιότητα γύρω από την κεντρική τιμή της ενέργειας μιας φωτοκορυφής εξαρτάται από την κατανομή Poisson, σε πρακτικό επίπεδο χρησιμοποιείται επιπλέον ένας παράγοντας (παράγοντας Fano), που εκφράζει την παρατηρούμενη διακύμανση στον αριθμό των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών που δημιουργούνται, διαιρούμενη με τη διακύμανση που προβλέπεται από την κατανομή Poisson. Τότε η διακύμανση ( $\sigma=2.35 \cdot \text{FWHM}$ ) εκφράζεται ως [10]:

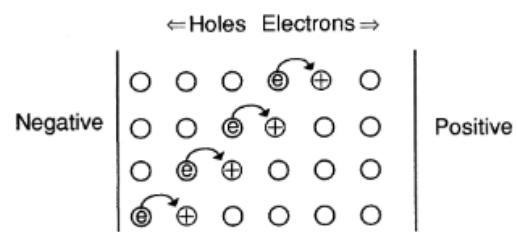
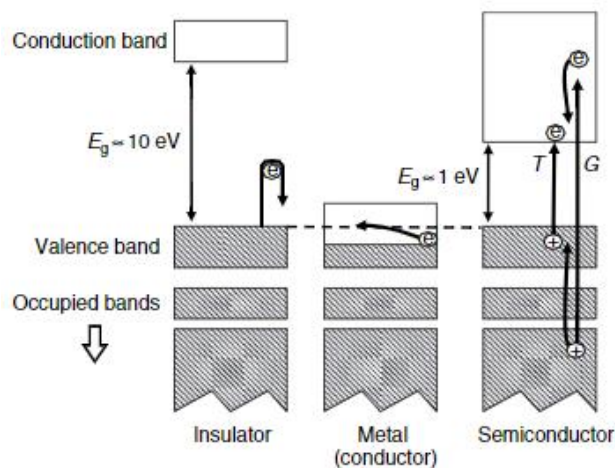
$$\sigma = \sqrt{F \times E \times \varepsilon} \quad (4.2)$$

όπου  $F$  είναι ο παράγοντας Fano,  $E$  (eV) η ενέργεια ενός φωτονίου και  $\varepsilon$  (eV) η μέση ενέργεια ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής. Τυπικές τιμές για το γερμάνιο, δίνουν  $F = 0.058$ .

Παρότι έχει σημαντικά καλύτερη διακριτική ικανότητα, η απόλυτη απόδοση ανίχνευσης ακτινοβολίας γ του HPGe είναι εν γένει χαμηλότερη από αυτήν του NaI(Tl). Συχνά, χρησιμοποιείται η έννοια της **σχετικής απόδοσης** για τους κρυστάλλους HPGe, δηλ. η απόδοση σε σχέση με ένα σπινθηριστή NaI(Tl) διαστάσεων 3"×3". Ο ανιχνευτής του εργαστηρίου είναι σχετικής απόδοσης 22% (ονομαστική τιμή κατασκευαστή).

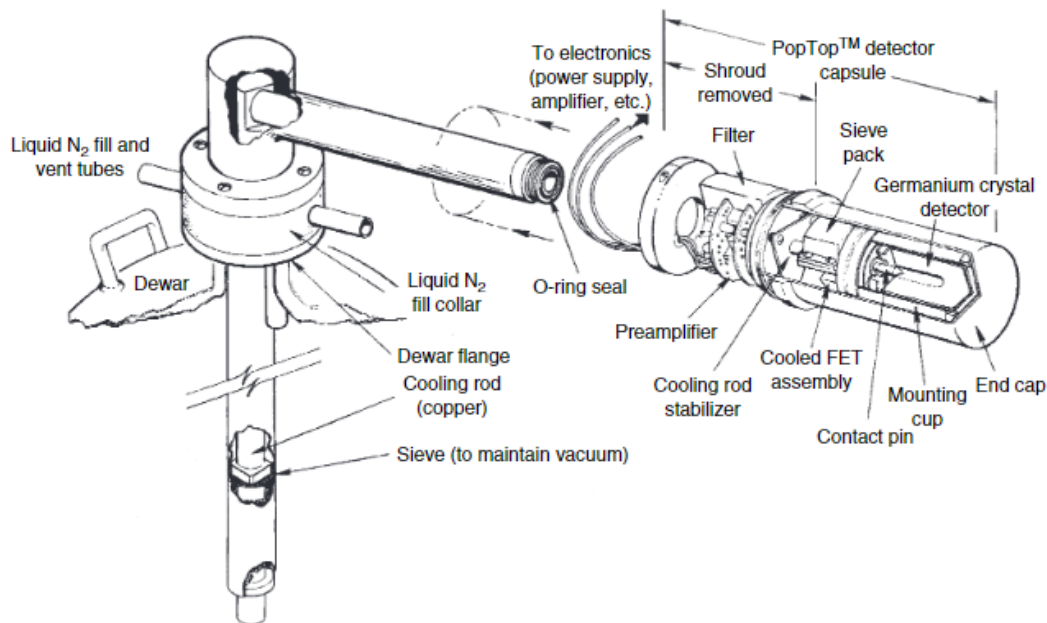
Ο χαρακτηρισμός ενός ανιχνευτή HPGe περιλαμβάνει το σύνολο των ηλεκτρονικών μονάδων/ ή στοιχείων που περιλαμβάνονται στη συνολική συνδεσμολογία (βλ. διάγραμμα τυπικής συνδεσμολογίας στην Εικόνα 7). Για τη σωστή χρήση του στη μέτρηση ακτίνων γ από περιβαλλοντικά ή άλλα δείγματα, υπάρχουν τρία βήματα χαρακτηρισμού τού ανιχνευτή:

1. Ενεργειακή βαθμονόμηση, δηλ. η σχέση ανάμεσα σε κανάλι και ενέργεια φωτονίου
2. Εύρεση διακριτικής ικανότητας, δηλ. η εξάρτησή της από την ενέργεια
3. Ενεργειακή απόδοση, δηλ. η εύρεση της σχέσης ανάμεσα στα καταγεγραμμένα γεγονότα στον ανιχνευτή και το ρυθμό διάσπασης κάποιου ραδιοϊσοτόπου στο δείγμα

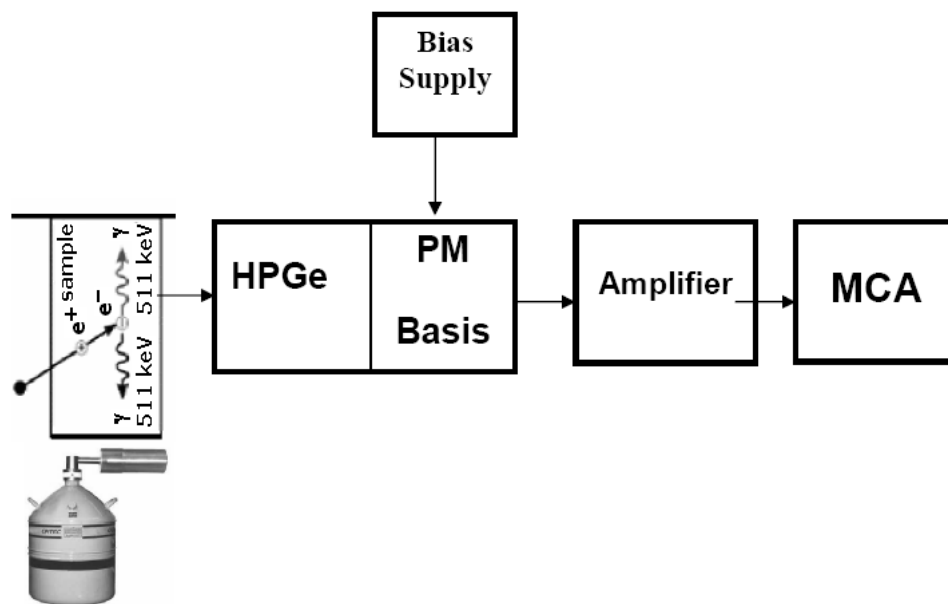


Εικόνα 5α – Σχηματική αναπαράσταση της κίνησης ηλεκτρονίων-οπών μεταξύ ζώνης σθένους (valence band) και ζώνης αγωγιμότητας (conduction band) σε μονωτή (insulator), αγωγό (conductor) και ημιαγωγό (semiconductor)

Εικόνα 5β – Πρότυπο κίνησης οπών σε στερεά



Εικόνα 6 - Μια σύγχρονη διάταξη ανιχνευτή και προενισχυτή εντός του περιβλήματος του κρουστάτη – με έναν οριζόντιο κρουστάτη και ένα δοχείο Dewar για το υγρό άζωτο. Ο ανιχνευτής που απεικονίζεται είναι πανομοιότυπος στα βασικά μέρη κοντά στον κρύσταλλο, διαφέρει μόνο στην τοποθέτηση του δοχείου σε σχέση με τον ανιχνευτή [9]



Εικόνα 7 – Τυπικό διάγραμμα συνδεσμολογίας ενός ανιχνευτή HPGe που περιλαμβάνει τροφοδοσία, ενίσχυση, ψηφιοποίηση και καταγραφή της ακτινοβολίας



Εικόνα 8 - Ο ανιχνευτής HPGe. Ο κρύσταλλος περιβάλλεται από μολυβδότουβλα συνολικού πάχους 10cm για μείωση του υποβάθρου λόγω κοσμικής ακτινοβολίας. Είναι εμφανές το δοχείο υγρού αζώτου (LN2) το οποίο διατηρεί τον κρύσταλλο σε χαμηλές θερμοκρασίες. Αριστερά διακρίνεται η κονσόλα NIM με τις μονάδες υποστήριξης (τροφοδοτικό υψηλής τάσης και ενισχυτής σήματος).

Και τα τρία βήματα πραγματοποιούνται με σχετικά απλό τρόπο χρησιμοποιώντας βαθμονομημένες ραδιενεργές πηγές, γνωστής ενεργότητας, με τρόπο πολύ παρόμοιο με αυτές των ασκήσεων στο εργαστήριο Κορμού (π.χ.  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ).

Για τον ανιχνευτή HPGe του εργαστηρίου (Εικόνα 8), τα βήματα 1 και 2 πραγματοποιούνται εύκολα μέσα από το λογισμικό ανάλυσης των φασμάτων. Για το βήμα 3 θα πρέπει να διευκρινιστεί ότι ενδιαφέρει η **ολική απόδοση φωτοκορυφής του ανιχνευτή**,  $\epsilon_{\text{abs}}$  (Full energy photopeak efficiency, FEPE). Αυτή ορίζεται ως ο λόγος του ρυθμού καταγραφής γεγονότων από τον ανιχνευτή σε κάποια ενέργεια  $E$ ,  $R$ , ως προς τον αριθμό των ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από την πηγή. Δηλαδή:

$$\epsilon = \frac{R}{S \cdot P_{\gamma}} \quad (4.3)$$

Energy (keV)	Intensity (%)	Type
40.1186 (-)	37.7 (5)	$X_{\text{Ka}1}$
121.7817 (3)	28.41 (13)	$\gamma$
344.2785 (12)	26.59 (12)	$\gamma$
1 408.013 (3)	20.85 (8)	$\gamma$
39.5229 (-)	20.8 (3)	$X_{\text{Ka}2}$
964.079 (18)	14.50 (6)	$\gamma$
1 112.076 (3)	13.41 (6)	$\gamma$
6.395 (-)	13.0 (4)	$X_{\text{L}}$
778.9045 (24)	12.97 (6)	$\gamma$
45.4777 (-)	11.78 (19)	$X_{\text{K}\beta 1}$
1 085.837 (10)	10.13 (6)	$\gamma$
244.6974 (8)	7.55 (4)	$\gamma$
867.380 (3)	4.243 (23)	$\gamma$
443.965 (3)	3.120 (28)	$\gamma$
46.6977 (-)	3.04 (8)	$X_{\text{K}\beta 2}$
411.1165 (12)	2.238 (10)	$\gamma$
1 089.737 (5)	1.73 (1)	$\gamma$
1 299.142 (8)	1.633 (9)	$\gamma$
1 212.948 (11)	1.416 (9)	$\gamma$
367.7891 (20)	0.862 (5)	$\gamma$
688.670 (5)	0.841 (6)	$\gamma$
1 005.272 (17)	0.665 (23)	$\gamma$
1 457.643 (11)	0.498 (4)	$\gamma$
678.623 (5)	0.470 (4)	$\gamma$
586.265 (3)	0.462 (4)	$\gamma$

όπου  $S$  ο ρυθμός διάσπασης της πηγής (Bq) και  $P_{\gamma}$  η σχετική πιθανότητα εκπομπής της συγκεκριμένης ακτίνας  $\gamma$  (βλ. τη δεύτερη στήλη στην Εικόνα 9).

Για το βήμα 3 μπορούν είτε να χρησιμοποιηθούν διάφορες πηγές ταυτόχρονα, είτε μονοϊσοτοπικές πηγές βαθμονόμησης που εκπέμπουν πολλές ακτίνες  $\gamma$  ταυτόχρονα. Μία από τις πιο συχνά χρησιμοποιούμενες πηγές για το σκοπό αυτό είναι η πηγή ευρωπαϊού-152 ( $^{152}\text{Eu}$ ,  $t_{1/2} = 13.52(2)$  a). Στην Εικόνα 9 εμφανίζονται οι 30 πιο πιθανές ακτίνες  $X$  και  $\gamma$  από τη διάσπαση του  $^{152}\text{Eu}$  σε φθίνουσα σειρά σχετικής πιθανότητας εκπομπής (μεσαία στήλη).

Εικόνα 9 – Οι 30 πιο πιθανές ακτίνες  $X$  και  $\gamma$  που εκπέμπονται από μια πηγή  $^{152}\text{Eu}$  [3].

## ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΑΣΚΗΣΗΣ

Η άσκηση εστιάζει στη μελέτη της ραδιενέργειας στο φυσικό περιβάλλον και περιλαμβάνει επιτόπια φασματομετρία εκτός εργαστηρίου (Μέρος Α), αλλά και φασματομετρία περιβαλλοντικών δειγμάτων στο εργαστήριο (Μέρος Β). Προτού χρησιμοποιηθούν για μετρήσεις, τα φασματόμετρα θα πρέπει να βαθμονομηθούν πλήρως. Τελικός στόχος είναι η εξοικείωση των ασκούμενων με όργανα υψηλής διακριτικής ικανότητας ή/και φορητότητας για τη διερεύνηση φαινομένων που σχετίζονται με την ύπαρξη φυσικής ραδιενέργειας μέσω στοχευμένων μετρήσεων.

## ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

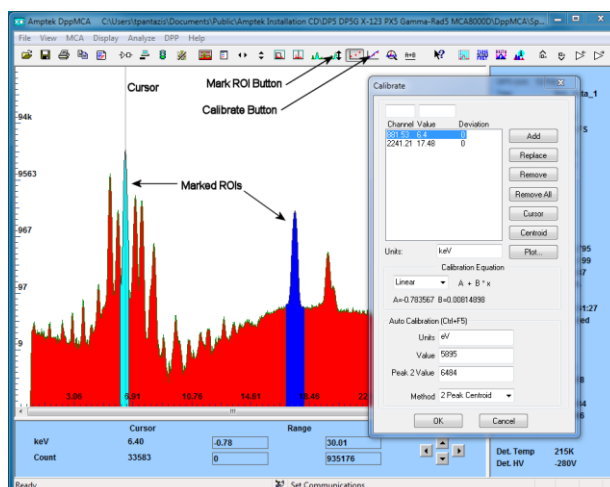
### Σημαντικές υπενθυμίσεις πριν την έναρξη της άσκησης

- Το εργαστήριο περιλαμβάνει τη χρήση ραδιενεργών πηγών, οι οποίες είναι σφραγισμένες και απόλυτα ασφαλείς για τους ασκούμενους. Σε καμία περίπτωση δεν πρέπει να αφαιρείται, να καταστρέφεται, να εξέρχεται έξω από τους ελεγχόμενους χώρους εργαστηριακή πηγή. Οι ασκούμενοι/ες θα πρέπει να ακολουθούν απαράβατα τις οδηγίες των διδασκόντων.
- Ο εξοπλισμός του εργαστηρίου είναι υψηλού κόστους και ιδιαίτερα ευπαθής, καθώς οι ανιχνευτές είναι εύθραυστοι κρύσταλλοι. Παρακαλείσθε να είστε ιδιαίτερα προσεκτικοί κατά το χειρισμό των οργάνων και τη διεξαγωγή των μετρήσεων.
- Το εργαστήριο περιλαμβάνει τη χρήση υγρού αζώτου, το οποίο βρίσκεται σε ειδικό δοχείο Dewar. Μπορεί να καταστεί πολύ επικίνδυνο όταν γίνεται απρόσεκτη χρήση. Οι ασκούμενοι/ες θα πρέπει να ακολουθούν απαράβατα τις οδηγίες των διδασκόντων.
- Ο κανονισμός του εργαστηρίου απαγορεύει κατανάλωση φαγητών ή ποτών κατά τη διάρκεια της άσκησης και εντός των χώρων του εργαστηρίου.
- Δεδομένων των ιατρικών πρωτοκόλλων σε ισχύ, η παραμονή στους χώρους επιτρέπεται μόνο με πλήρη ευθυγράμμιση με αυτά (χρήση μάσκας κτλ).

### Πρόγραμμα επεξεργασίας φασμάτων

Η άσκηση απαιτεί την επεξεργασία φασμάτων, η οποία θα γίνει με το εξειδικευμένο λογισμικό DrrMCA της AMETEK [12]. Οδηγίες εγκατάστασης της δωρεάν έκδοσης σε περιβάλλον windows δίνονται στο eclass, μαζί με βασικές οδηγίες χρήσης. Η διπλανή Εικ. 10 εμφανίζει ένα τυπικό παράθυρο χρήσης του λογισμικού με κάποιες βασικές πληροφορίες.

Εικόνα 10 – Τυπικό παράθυρο λειτουργίας του DrrMCA (πηγή: [12])





## ΜΕΡΟΣ Α - ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΙΑ ΜΕ ΦΟΡΗΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ NaI(Tl)

- A1. Με τη βοήθεια του διδάσκοντα μετακινηθείτε στην εξωτερική τοποθεσία που θα σας υποδειχθεί και τοποθετήστε τον ανιχνευτή με προσοχή στην ειδική βάση στήριξης με το «πρόσωπο» προς το έδαφος
- A2. Συνδέστε τον ανιχνευτή με το φορητό H/Y, ανοίξτε το πρόγραμμα συλλογής φασμάτων και δώστε τάση 700 Volt από το αντίστοιχο μενού του λογισμικού. Ρυθμίστε επίσης το χρόνο συλλογής φάσματος (Preset Live time: 1800 s). Ξεκινήστε τη μέτρηση.
- A3. Καταγράψτε τις παρατηρήσεις σας για τα γενικά χαρακτηριστικά της τοποθεσίας στην οποία μετράτε (σύσταση εδάφους, βλάστηση, υγρασία κτλ). Αν υπάρχει διαθέσιμο φορητό GPS (μέσω κινητού π.χ.) καταγράψτε το στίγμα σας.
- A4. Μετά την ολοκλήρωση της μέτρησης, αποθηκεύστε το αρχείο σας με όνομα YYYY-MM-DD\_omadaX\_zzzz.Spe όπου YYYY το έτος, MM ο μήνας, DD η ημέρα, X η υποομάδα σας (A/B) και zzzz η περιγραφή της μέτρησης, π.χ. 2021-11-30\_omadaA\_Nal\_parko.Spe
- A5. Μηδενίστε την τάση, αποσυνδέστε τον ανιχνευτή και επιστρέψτε στο εργαστήριο. Επαναλάβετε το βήμα A2 στο εργαστήριο με πηγή  $^{22}\text{Na}$  ώστε να βαθμονομήσετε τον ανιχνευτή. Τοποθετήστε την στον εργαστηριακό πάγκο στην προέκταση του άξονα του ανιχνευτή και λάβετε ένα φάσμα για  $\Delta t=5$  min. Σημειώστε τα χαρακτηριστικά της πηγής (ενεργότητα, ημερομηνία κατασκευής).
- A6. Επαναλάβετε το βήμα A4 για την πηγή.

### Μέρος Α - Επεξεργασία το σπίτι

- A7. Παράξτε την εξίσωση της βαθμονόμησης
- A8. Ανοίξτε το φάσμα της μέτρησης στο ύπαιθρο και προσπαθήστε να ταυτοποιήσετε τις βασικές κορυφές που εμφανίζονται και το φυσικό ισότοπο στο οποίο ανήκουν.
- A9. Εκτιμήστε το FWHM για τρεις κορυφές του φάσματος (μία σε χαμηλή ενέργεια, μία σε μεσαία και μία σε υψηλή). Βρείτε το απόλυτο (keV) και το σχετικό (%) FWHM για αυτές.
- A10. Σχολιάστε τη μορφή του φάσματος.

## ΜΕΡΟΣ Β - ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΙΑ ΜΕ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ HPGe

- B1. Εξοικειωθείτε με το χώρο, τον ανιχνευτή HPGe και τις ηλεκτρονικές μονάδες που τον συνοδεύουν. Το προσωπικό του εργαστηρίου θα έχει φροντίσει ο ανιχνευτής να είναι έτοιμος για μετρήσεις, έχοντας δώσει τάση πριν ξεκινήσει το εργαστήριο. Προσέξτε ιδιαίτερα τους διακόπτες ON/OFF στο τροφοδοτικό της κονσόλας NIM και στο HV Bias Supply Module. Μην αλλάζετε καμία από τις υπάρχουσες ρυθμίσεις.
- B2. Καταγράψτε τις βασικές ρυθμίσεις (τάση τροφοδοσίας, ενίσχυση Coarse & Fine, polarity, pulse output κτλ)
- B3. Ζητήστε μία πηγή  $^{22}\text{Na}$ , καταγράψτε τα χαρακτηριστικά της (ενεργότητα και ημερομηνία κατασκευής) και τοποθετήστε την σε απόσταση 10 cm από την εμπρόσθια όψη του κρυστάλλου ευθεία εμπρός από το πρόσωπο του ανιχνευτή.
- B4. Ανοίξτε το λογισμικό συλλογής φάσματος στον H/Y. Αν υπάρχει ήδη κάποιο φάσμα καθαρίστε την οθόνη (Clear). Θέστε preset Live time ίσο με 5 min. Εκκινήστε τη μέτρηση (Start). Μόλις ολοκληρωθεί η μέτρηση, βαθμονομήστε πρόχειρα τον ανιχνευτή, αφού αποθηκεύσετε το φάσμα με συγκεκριμένο όνομα (βλ. Βήμα A4).

- B5. Αντικαταστήστε με πηγή  $^{152}\text{Eu}$  και επαναλάβετε το βήμα B3. Μην ξεχάσετε να επιστρέψετε την πηγή  $^{22}\text{Na}$  στον υπεύθυνο. Το φάσμα σας είναι τώρα πολύ πιο σύνθετο. Σημειώστε τις παρατηρήσεις σας από τη σύγκριση με το προηγούμενο του B3. Αποθηκεύστε το φάσμα μόλις ολοκληρωθεί η μέτρηση.
- B6. Επιστρέψτε την πηγή  $^{152}\text{Eu}$  και στην ίδια απόσταση με πριν τοποθετήστε άγνωστο περιβαλλοντικό δείγμα που θα σας δοθεί από τον υπεύθυνο. Μετρήστε για  $\Delta t=60$  min. Αποθηκεύστε το φάσμα με κατάλληλο όνομα.

## Μέρος Β - Επεξεργασία στο σπίτι

- B7. Δώστε την εξίσωση της πρόχειρης βαθμονόμησης με την πηγή  $^{22}\text{Na}$
- B8. Προχωρήστε σε πλήρη βαθμονόμηση με την πηγή  $^{152}\text{Eu}$ , μετρώντας τουλάχιστον 10-12 φωτοκορυφές που εμφανίζονται έντονα στο φάσμα
- B9. Κατασκευάστε την καμπύλη βαθμονόμησης και συγκρίνετε με το βήμα B7.
- B10. Για τις ίδιες κορυφές στο B8 κατασκευάστε το γράφημα της  $\text{FWHM (keV)} = f(E)$  (keV). Χρησιμοποιήστε την εξίσωση (4.2) για να προσαρμόσετε τα δεδομένα σας. Δώστε τα αποτελέσματά σας και σχολιάστε.
- B11. Συγκρίνετε τη διακριτική ικανότητα από το B10 με τα αντίστοιχα αποτελέσματα από το A9. Τι παρατηρείτε;
- B12. Να βρείτε την καμπύλη της απόλυτης ενεργειακής απόδοσης σχεδιάζοντας το διάγραμμα  $\epsilon_{\text{abs}}=f(E)$  σε log-log. Τι παρατηρείτε;
- B13. Για το διάγραμμα του B12, μπορείτε να βρείτε μια καμπύλη προσαρμογής στα δεδομένα που να περιγράφει την απόλυτη απόδοση ικανοποιητικά; Χρησιμοποιήστε κάποιο λογισμικό ή γράψτε το δικό σας κώδικα.
- B14. Έχοντας βρει την καμπύλη της απόδοσης στο B13, χρησιμοποιήστε το φάσμα του άγνωστου δείγματος και ταυτοποιήστε τουλάχιστον 6-7 φωτοκορυφές και τα ισότοπα, στα οποία αντιστοιχούν. Μετρώντας το ολοκλήρωμα των φωτοκορυφών, βρείτε την πραγματική ενεργότητα (Bq) του δείγματος.
- B15. Βρείτε τις ενεργότητες των ισotόπων που αναγνωρίσατε στο φάσμα σας και δώστε τα σχετικά σφάλματα της μέτρησης. Σχολιάστε όλα σας τα αποτελέσματα δίνοντας έμφαση σε πιθανούς παράγοντες που έχουν επηρεάσει τη μέτρηση.

## Βιβλιογραφία

- [01] Canadian Nuclear Safety Commission, url: <http://nuclearsafety.gc.ca/eng/resources/radiation/index.cfm>
- [02] Nuclear Forensic Search Project, Berkeley url: <https://metadata.berkeley.edu/nuclear-forensics/Decay%20Chains.html>
- [03] Nucleide - Lara, url: <http://www.nucleide.org/Laraweb/>
- [04] Φυλλάδιο Εργαστηρίου Πυρηνικής Φυσικής Κορμού (2021)
- [05] T.J. Mertzimekis et al., NUCET 7, 157 (2021), doi: 10.3897/nucet.7.60122
- [06] ORTEC® digiBASE-E® Technical Description and Manual, url: <https://www.ortec-online.com/products/electronics/photomultiplier-tube-bases/digibase-e>
- [07] ORTEC® MAESTRO® Technical Description and Manual, url: <https://www.ortec-online.com/products/application-software/maestro-mca>
- [08] M. Efstathiou et al., HNPS Adv. Nucl. Phys. (2021) - in print
- [09] ORTEC® Online Catalog, url: <https://www.ortec-online.com/>
- [10] G. Gilmore, "Practical Gamma-Ray Spectrometry", ISBN 978-0-470-86196-7, Wiley (2008)
- [11] National Nuclear Data Center, url: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3>
- [12] DppMCA Spectrum Analysis Software, url: <https://www.amptek.com/software/dp5-digital-pulse-processor-software/dppmca-display-acquisition-software>

## ΑΣΚΗΣΗ 5: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΩΝ ΓΕΓΟΝΟΤΩΝ ΑΠΟ ΤΟ LHC

### Large Hardron Collider (LHC)

Ο LHC είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων που έχει ποτέ κατασκευαστεί. Βρίσκεται εγκατεστημένος στο Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών (CERN).

Χρησιμοποιεί συγκρουόμενες δέσμες σωματιδίων (αρχικά πρωτονίων και στη συνέχεια πυρήνων μολύβδου και άλλων βαρέων ιόντων). Η ενέργεια της σύγκρουσης των δεσμών είναι η μεγαλύτερη που έχει ποτέ επιτευχθεί στο εργαστήριο και μας βοηθά να πλησιάσουμε τις συνθήκες που επικρατούσαν λίγες στιγμές μετά την μεγάλη έκρηξη. Μέσα από αυτό το πείραμα θα μπορέσουμε να επιβεβαιώσουμε την ορθότητα του «Καθιερωμένου Προτύπου» της σωματιδιακής φυσικής, ή ενδεχομένως την ανάγκη επέκτασης αυτού και πιθανώς και άλλων εναλλακτικών θεωριών της σωματιδιακής φυσικής και κοσμολογίας. Ο LHC ξεκίνησε τη λειτουργία του στις 10 Σεπτεμβρίου 2008.

Ο επιταχυντής βρίσκεται εγκατεστημένος σε ένα τούνελ περιφέρειας 27 χλμ. σε βάθος περίπου 100m κάτω από τα Γάλλο-Ελβετικά σύνορα, κοντά στην Γενεύη της Ελβετίας. Στεγάζεται στο, πλάτους 4μ, τούνελ που σκάφηκε μεταξύ 1983 και 1988 για τον παλιότερο επιταχυντή LEP.

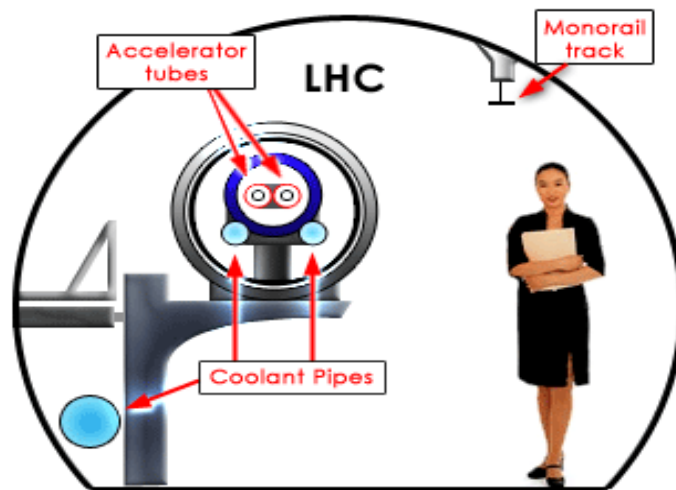


Τοποθεσία του LHC

Μέσα στο τούνελ βρίσκονται 2 παράλληλοι σωλήνες όπου κυκλοφορούν δέσμες σωματιδίων που κινούνται με αντίθετη φορά. Οι σωλήνες συναντώνται σε 4 σημεία γύρω από τα οποία βρίσκονται τοποθετημένα τα πειράματα του LHC.

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

(Χ. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)



*Τομή του τούνελ του LHC*

Για την καθοδήγηση της δέσμης στην κυκλική της τροχιά φροντίζουν 1232 υπεραγωγίμοι μαγνήτες, ενώ 392 τετραπολικόι μαγνήτες είναι υπεύθυνοι για την εστίαση της δέσμης, έτσι ώστε να μεγιστοποιηθεί η πιθανότητα σύγκρουσης των δυο δεσμών. Για την ψύξη των περισσότερων από 9000 υπεραγωγίμων μαγνητών χρησιμοποιούνται 96 τόνοι υγρού Ήλιου, που τους διατηρεί σε θερμοκρασία 1.9°K. Το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιείται έχει ένταση 8.3 Tesla κατά την πλήρη λειτουργία του επιταχυντή σε ενέργεια δέσμης 7-8 TeV.



*Από το εσωτερικό του τούνελ*

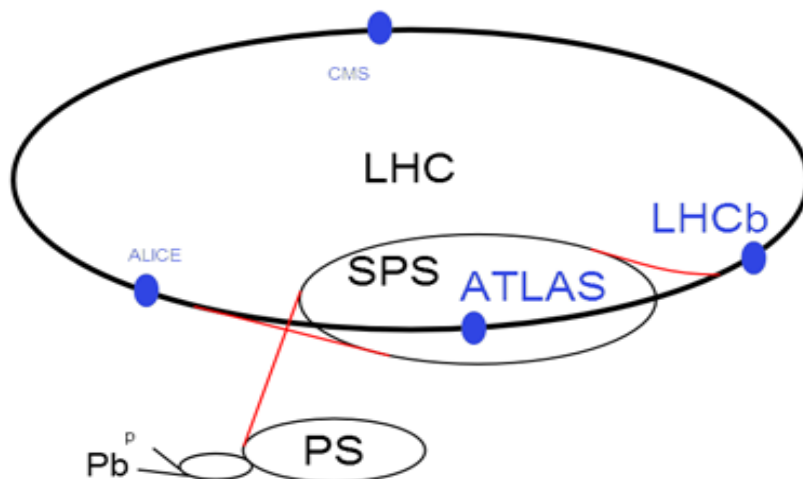
Τα πρωτόνια που χρησιμοποιούνται δεν βρίσκονται σε διάταξη δέσμης αλλά σε 2808 πακέτα αποτελούμενα από  $3 \times 10^{14}$  πρωτόνια έτσι ώστε οι συγκρούσεις ανάμεσα στις 2 δέσμες να μην είναι συνεχείς αλλά διακριτές, με απόσταση τουλάχιστον 25 ns.

Πριν εισαχθούν στον LHC τα πρωτόνια επιταχύνονται από μια σειρά άλλων διατάξεων έτσι ώστε να αποκτήσουν τη μεγαλύτερη δυνατή ενέργεια. Αρχικά εισάγονται στον **LINAC 2** (LINear pARTicle aCcelerator) που τα επιταχύνει σε ενέργεια 50 MeV και στη συνέχεια εισάγονται στον **PSB** (Proton Synchrotron Booster) που τα επιταχύνει στα 1,4 GeV. Σειρά έχουν το **PS** (Proton Synchrotron) που τα επιταχύνει έως τα 26 GeV και τέλος το **SPS** (Super Proton Synchrotron) που τελικά τα εισάγει στον **LHC** με ενέργεια 450 GeV. Η επιτάχυνση τους μέχρι τα **7 TeV** ανά πρωτόνιο διαρκεί περίπου 20 λεπτά. Σε αυτές τις ταχύτητες τα πρωτόνια έχουν 99.9999991% της ταχύτητας του φωτός.

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

(X. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)

Για τα βαριά ιόντα η διαδικασία που θα ακολουθηθεί είναι ελαφρώς διαφορετική. Αρχικά θα επιταχυνθούν από το **LINAC 3**, και στη συνέχεια θα περάσουν από τα **PS** και **SPS** έως ότου φτάσουν στον **LHC** όπου θα αποκτήσουν την τελική τους ενέργεια των **574 TeV** ανά πυρήνα.



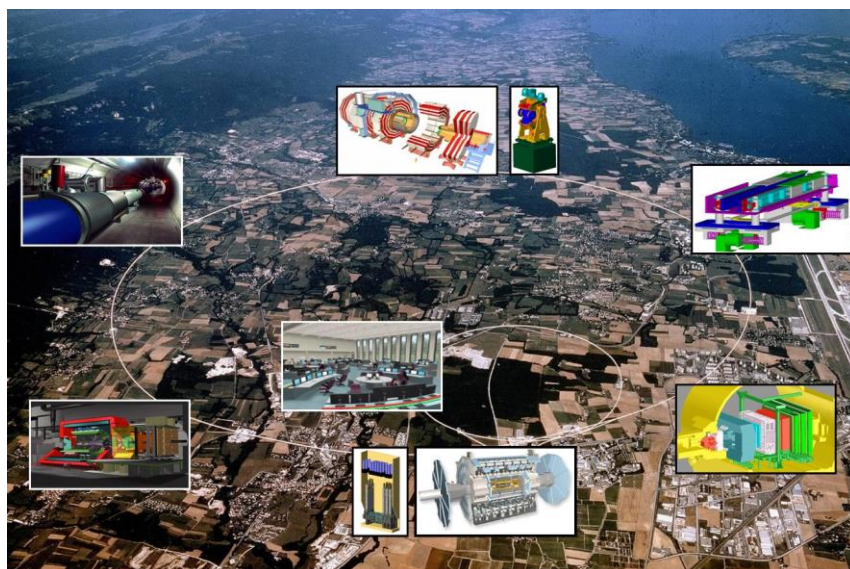
*Πορεία των σωματιδίων μέχρι τον LHC*

Η ενέργεια κέντρου μάζας που αναμένεται να φτάσει ο LHC (μετά την παρούσα φάση της αναβάθμισής του) είναι **13-14 TeV** για δέσμες πρωτονίων και **1148 TeV** χρησιμοποιώντας πυρήνες μολύβδου.

### **Πειράματα**

Λόγω της μεγάλης ποικιλίας ερευνητικών στόχων του LHC, 6 ανιχνευτές διαφορετικών τύπων έχουν τοποθετηθεί σε 4 υπόγειες κοιλάτες γύρω από τα 4 σημεία τομής των δεσμών.

Στις δύο από αυτές βρίσκονται εγκαταστημένα το ATLAS και CMS, που είναι μεγάλοι ανιχνευτές γενικού σκοπού, ενώ στις άλλες δύο το ALICE και LHCb, που έχουν συγκεκριμένους σκοπούς. Τέλος οι ανιχνευτές TOTEM και LHCf είναι πολύ μικρότεροι και έχουν πολύ περιορισμένο σκοπό.



*Αεροφωτογραφία της περιοχής του LHC με απεικόνιση των ανιχνευτών*

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

(Χ. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)

## ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)

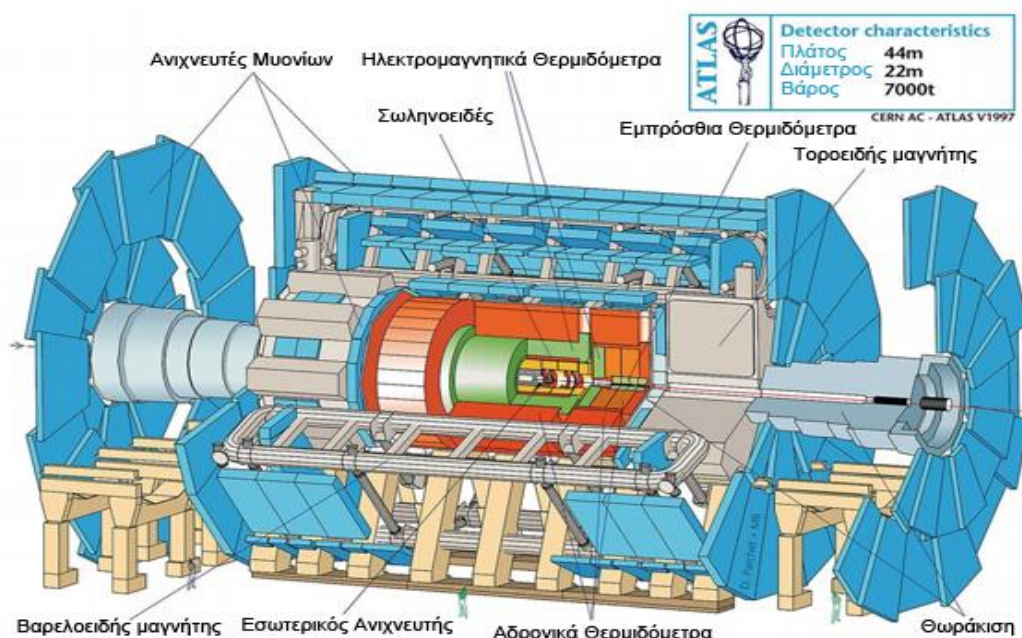
Ο ATLAS είναι ένας από τους δυο ανιχνευτές γενικού σκοπού του LHC (ο άλλος είναι ο CMS). Χρησιμοποιείται για μια ευρεία γκάμα επιστημονικών αναζητήσεων συμπεριλαμβανομένης και της αναζήτησης του Higgs, επιπλέον διαστάσεων και σωματιδίων που μπορεί να αποτελούν την σκοτεινή ύλη.

Αν και ο σκοπός του ATLAS είναι ίδιος με αυτόν του CMS, και τα δεδομένα που θα καταγράψουν είναι παρόμοια (τροχιές, ενέργειες, κατηγορίες σωματιδίων) ο σχεδιασμός και η κατασκευή των μαγνητών που χρησιμοποιούν είναι τελείως διαφορετικός.

Το κύριο χαρακτηριστικό του ATLAS είναι το τεράστιο σύστημα τοροειδών μαγνητών χωρίς πυρήνα (αέρα). Αποτελείται από 8 υπεραγωγία πηνία μήκους 25μ, τοποθετημένα έτσι ώστε να δημιουργούν ένα κύλινδρο γύρω από την δέσμη σωματιδίων σε όλο το μήκος του ανιχνευτή. Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων το μαγνητικό πεδίο περιορίζεται μέσα στον κούφιο κύλινδρο που δημιουργούν τα πηνία.

Περισσότεροι από 3030 επιστήμονες από 177 ινστιτούτα και 39 χώρες δουλεύουν πάνω στο πείραμα ATLAS.

Η επεξεργασία των δεδομένων που θα προκύψουν από το πείραμα ATLAS είναι το αντικείμενο του λογισμικού HYPATIA, που θα περιγράψουμε στη συνέχεια.



### Ο ανιχνευτής ATLAS

*Μέγεθος : 44μ μήκος, 25μ ύψος, 25μ πλάτος. Ο ATLAS είναι ο μεγαλύτερος σε όγκο ανιχνευτής που έχει κατασκευαστεί.*

*Βάρος : 7.000 τόνοι (όσο ο πύργος του Άιφελ)*

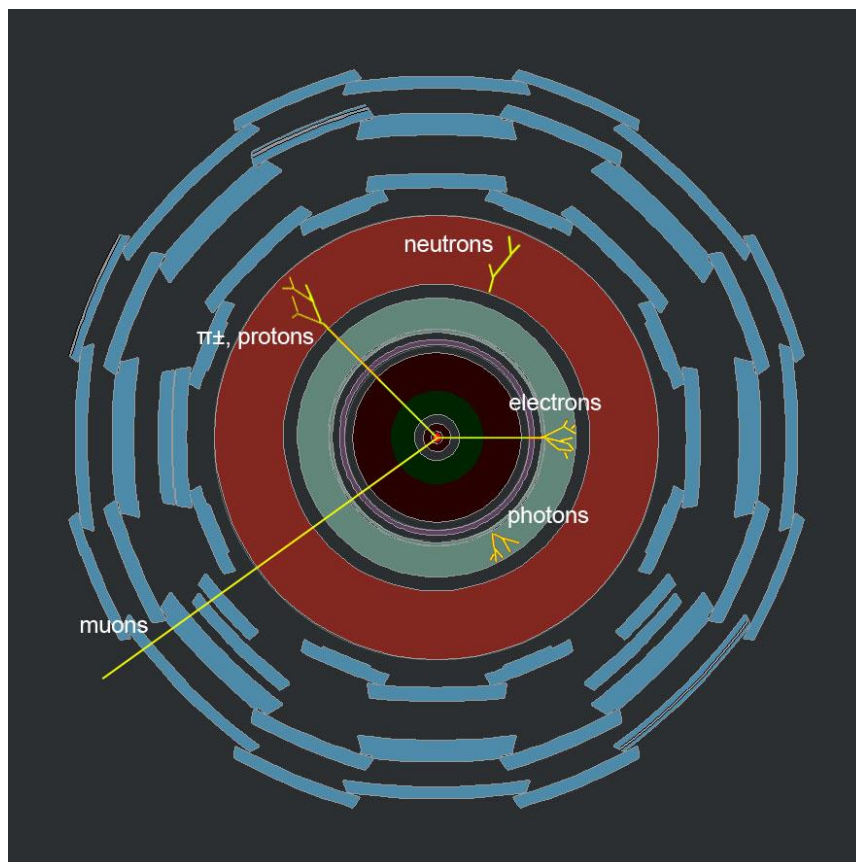
*Σχεδιασμός : Κεντρικός ανιχνευτής με πλευρικούς δίσκους στις 2 άκρες*

### Τα τμήματα του ATLAS

Ο ανιχνευτής ATLAS αποτελείται από μια σειρά ομόκεντρων κυλίνδρων τοποθετημένων έτσι ώστε η σύγκρουση των δεσμών να γίνεται στο κέντρο τους. Τα σωματίδια που προκύπτουν από τη σύγκρουση

περνούν μέσα από τους ανιχνευτές διαδοχικά και είτε σταματούν σε κάποιον από αυτούς ή συνεχίζουν την πορεία τους έξω από τον ανιχνευτή.

Ο ανιχνευτής αποτελείται από 4 ομόκεντρα τμήματα. Τον εσωτερικό ανιχνευτή ή ανιχνευτή τροχιών, το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο και το αδρονικό θερμιδόμετρο, τους θαλάμους μιονίων και το σύστημα μαγνητών.



*Εγκάρσια τομή του ανιχνευτή ATLAS  
Σκούρο πράσινο και καφέ : Ανιχνευτής Τροχιών  
Ανοιχτό πράσινο : Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο  
Κόκκινο : Αδρονικό Θερμιδόμετρο  
Γαλάζιο : Θάλαμοι Μιονίων*

### **Ανιχνευτής Τροχιών ή Εσωτερικός Ανιχνευτής**

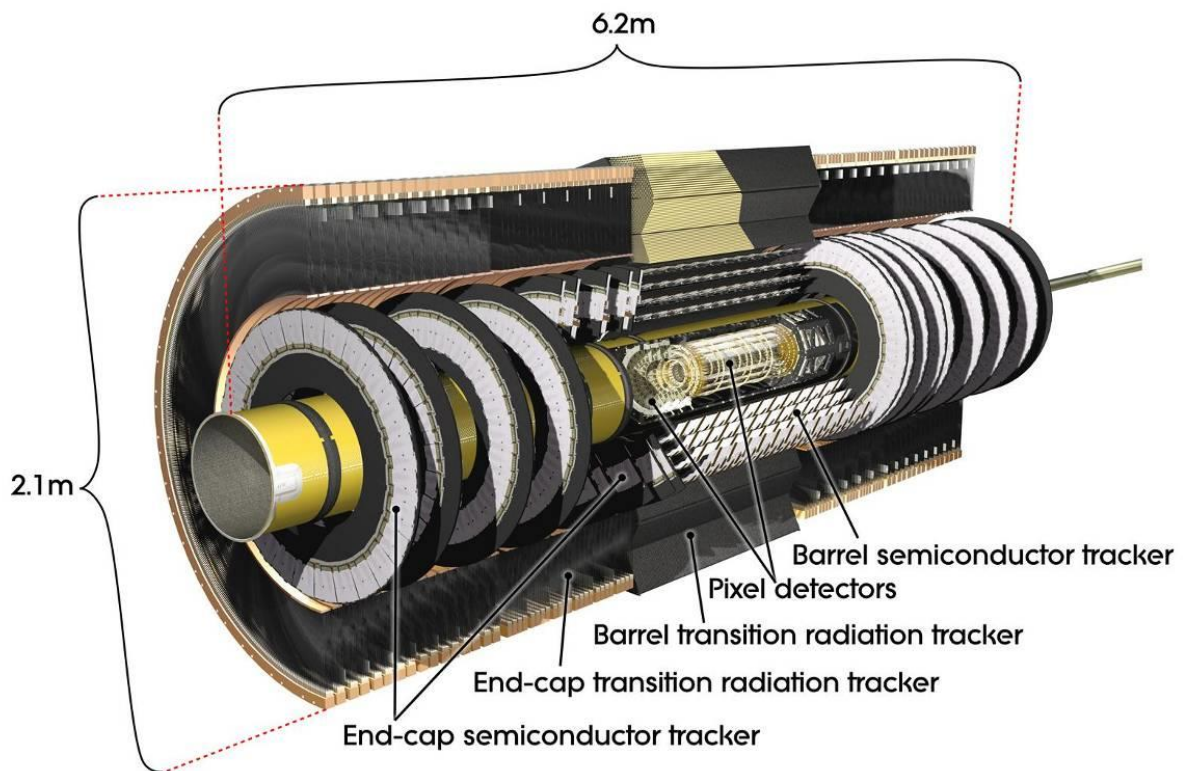
Ο ανιχνευτής αυτός βρίσκεται στο κέντρο της διάταξης και αποτελείται από τρεις διαφορετικούς υποανιχνευτές, όλους με στόχο την ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων. Τα ουδέτερα σωματίδια (π.χ. φωτόνια) διασχίζουν τους ανιχνευτές απαρατήρητα. Όλα τα φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν με τον ανιχνευτή, αλλά βγαίνουν από αυτόν με την ίδια περίπου ενέργεια και κατεύθυνση, που είχαν πριν από την είσοδο τους.



### Εσωτερικός ανιχνευτής

Στο εσωτερικό του βρίσκονται ανιχνευτές πυριτίου υψηλής ανάλυσης ενώ στο εξωτερικό είναι τοποθετημένοι οι ανιχνευτές τροχιών και ανίχνευσης ακτινοβολίας μετάβασης (TR). Όλα τα στοιχεία βρίσκονται τοποθετημένα στο κεντρικό σωληνοειδές που δημιουργεί ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης 2 Tesla.

Η διάμετρος του εσωτερικού ανιχνευτή είναι 1,15μ ενώ το συνολικό του μήκος 7μ. Η διάταξη των επί μέρους ανιχνευτών απεικονίζεται στο επόμενο σχήμα.



Διάταξη επί μέρους ανιχνευτών

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

(Χ. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)

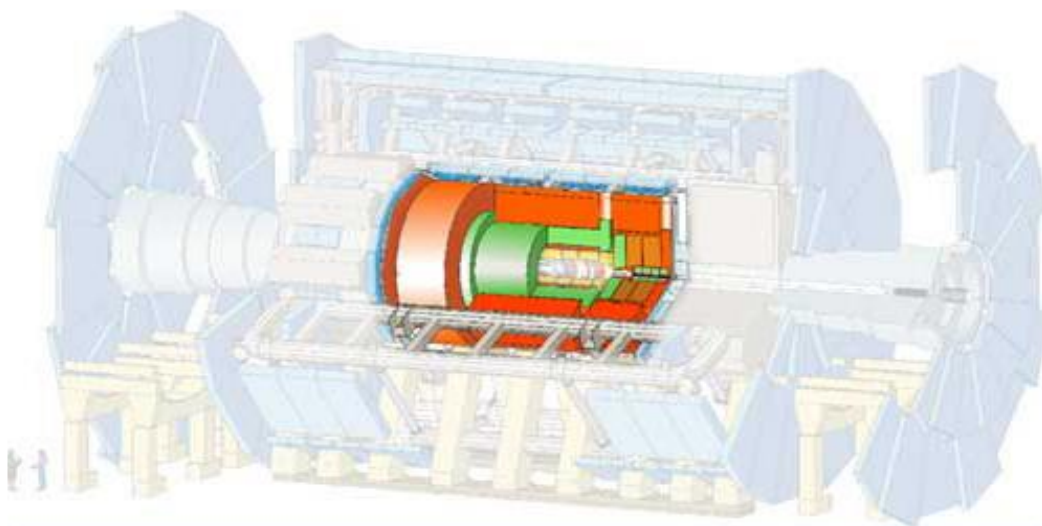


Το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό του ανιχνευτή προκαλεί την καμπύλωση των τροχιών που διαγράφουν τα φορτισμένα σωματίδια στο επίπεδο το κάθετο στις δέσμες. Έτσι από την φορά της καμπύλωσης συμπεραίνουμε το φορτίο του σωματιδίου και από την ακτίνα καμπυλότητας, τη ορμή του.

Η θέση από την οποία ξεκινούν οι τροχιές των σωματιδίων μας δίνει επιπλέον πληροφορίες. Για παράδειγμα αν οι τροχιές ξεκινούν από σημείο διαφορετικό από εκείνο της σύγκρουσης των δεσμών τότε είναι πολύ πιθανό να προέρχονται από διάσπαση άλλου σωματιδίου που παράγεται μεν κατά την σύγκρουση των δεσμών αλλά έχει μεγαλύτερο χρόνο ζωής και ταξιδεύει κάποια απόσταση πριν διασπαστεί π.χ. b-quark.

## Θερμιδόμετρα

Τα θερμιδόμετρα μετρούν την ενέργεια τόσο των φορτισμένων όσο και των ουδέτερων σωματιδίων. Αποτελούνται από μεταλλικές πλάκες και αισθητήρες. Η αλληλεπίδραση των σωματιδίων με τις μεταλλικές πλάκες δημιουργεί ένα πίδακα δευτερογενών σωματιδίων από τα οποία κάποια συλλέγονται και καταγράφονται από τους αισθητήρες. Η ενέργεια του αρχικού σωματιδίου στις περισσότερες περιπτώσεις, απορροφάται από το θερμιδόμετρο. Εξαιτίας αυτού του γεγονότος, τα θερμιδόμετρα βρίσκονται έξω από τον ανιχνευτή, ώστε η τροχιά του φορτισμένου σωματιδίου να καταγράφεται πριν απορροφηθεί από το θερμιδόμετρο.



*Ηλεκτρομαγνητικό (πράσινο) και αδρονικό (πορτοκαλί) θερμιδόμετρο*

Τα θερμιδόμετρα του ATLAS αποτελούνται από δυο διαφορετικά τμήματα:

- Το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (πράσινη περιοχή) που μετρά τη συνολική ενέργεια των  $e^+$ ,  $e^-$  και φωτονίων.
- Το αδρονικό θερμιδόμετρο (πορτοκαλί περιοχή) που μετρά τη συνολική ενέργεια των αδρονίων (όπως πρωτόνια, νετρόνια).

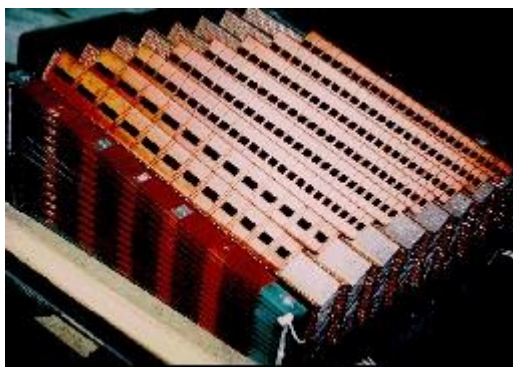
Μόνο τα μύονια και τα νετρίνα έχουν την ικανότητα να διεισδύουν πρώτα στον ανιχνευτή -και στη συνέχεια στα θερμιδόμετρα- και να συνεχίζουν χωρίς μεγάλη απώλεια ενέργειας (ή και καθόλου) στους ανιχνευτές μιονίων.

Στα ηλεκτρομαγνητικά θερμιδόμετρα οι αισθητήρες είναι κυρίως υγρό Αργό. Οι πίδακες σωματιδίων μέσα στο Αργό απελευθερώνουν ηλεκτρόνια που συλλέγονται και καταγράφονται.

Στα αδρονικά θερμιδόμετρα οι αισθητήρες είναι κυρίως πλάκες από πλαστικό που προκαλεί σπινθηρισμούς. Οι πίδακες σωματιδίων προκαλούν την έκκληση φωτονίων τα οποία καταγράφονται από τους αισθητήρες.

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

(Χ. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)

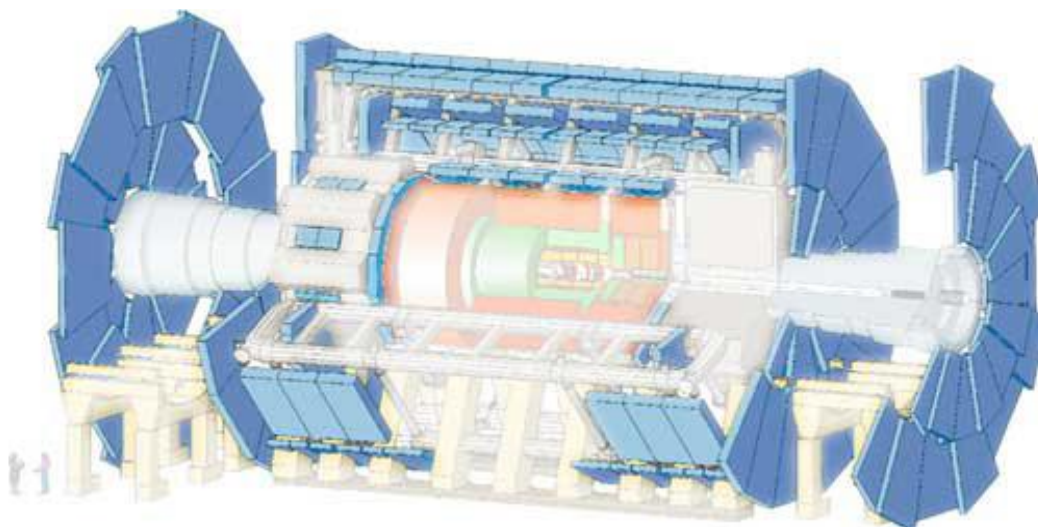


*Μέρος του ηλεκτρομαγνητικού θερμιδόμετρου*

### **Θάλαμοι μυνίων**

Τα μύνια είναι σωματίδια που μοιάζουν με τα ηλεκτρόνια, μόνο που είναι περίπου 200 φορές βαρύτερα. Είναι τα μόνα ανιχνεύσιμα σωματίδια που μπορούν να περάσουν από τα θερμιδόμετρα χωρίς να χάσουν σχεδόν καθόλου ενέργεια και να φτάσουν στους θαλάμους μυνίων που βρίσκονται στο εξωτερικό του ανιχνευτή ATLAS. Οι θάλαμοι μυνίων μετρούν την ορμή και την τροχιά των μυνίων που τους διαπερνούν με μεγάλη ακρίβεια, λόγω της ακρίβειας της κατασκευής τους.

Τα μόνα σωματίδια που περνούν από τον ATLAS χωρίς να ανιχνεύονται σε κανένα τμήμα του, είναι τα νετρίνα.



*Θάλαμοι μυνίων*

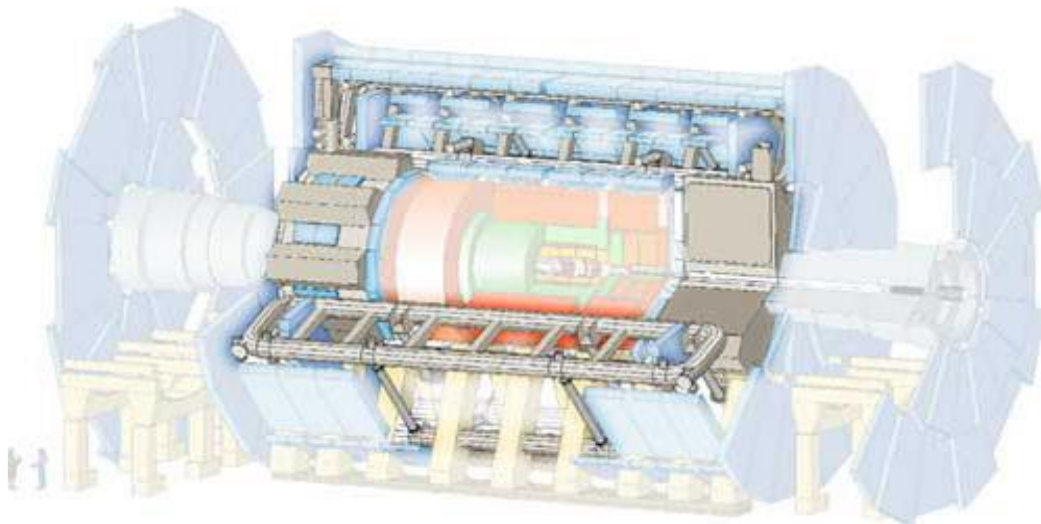
Οι θάλαμοι μυνίων αποτελούνται από χιλιάδες αισθητήρες φορτισμένων σωματιδίων τοποθετημένους στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τεράστια υπεραγωγία τοροειδή πηνία. Οι αισθητήρες είναι παρόμοιοι με αυτούς που χρησιμοποιούνται στον εσωτερικό ανιχνευτή, αλλά χρησιμοποιούν μεγαλύτερη διάμετρο σωλήνων.



*Κατασκευή θαλάμων μονίων στο Πανεπιστήμιο Αθηνών*

### **Σύστημα μαγνητών**

Ο ATLAS χρησιμοποιεί δυο είδη μαγνητών, σωληνοειδείς και τοροειδείς. Ο ανιχνευτής βρίσκεται σε ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο το οποίο κάμπει τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων. Το πεδίο δημιουργείται από τέσσερις διαφορετικούς μαγνήτες: τρεις τοροειδείς και έναν σωληνοειδή. Θετικά και αρνητικά φορτισμένα σωματίδια καμπυλώνονται σε αντίθετες κατευθύνσεις, από το ίδιο μαγνητικό πεδίο. Η ακτίνα καμπυλότητας και η κατεύθυνση των σωματιδίων χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της ορμής και του φορτίου των σωματιδίων.



*Σύστημα μαγνητών*

Το κεντρικό σωληνοειδές έχει μήκος 5,3μ με διάμετρο 2,4μ. Αποτελείται από επίπεδο υπεραγώγιμο σύρμα τοποθετημένο μέσα σε ένα αλουμινένιο σκελετό ορθογώνιας διατομής. Παρέχει ένα μαγνητικό πεδίο έντασης 2T με μέγιστο σε ορισμένα σημεία τα 2,6T. Το συνολικό του βάρος είναι 5,7 τόνοι.



*Ο κεντρικός σωληνοειδής μαγνήτης*

Το σύστημα τοροειδών μαγνητών του ATLAS αποτελείται από 8 πηνία σε κυλινδρική διάταξη και δυο πλευρικούς μαγνήτες, έναν σε κάθε άκρο του κυλίνδρου, με 8 πηνία ο καθένας.

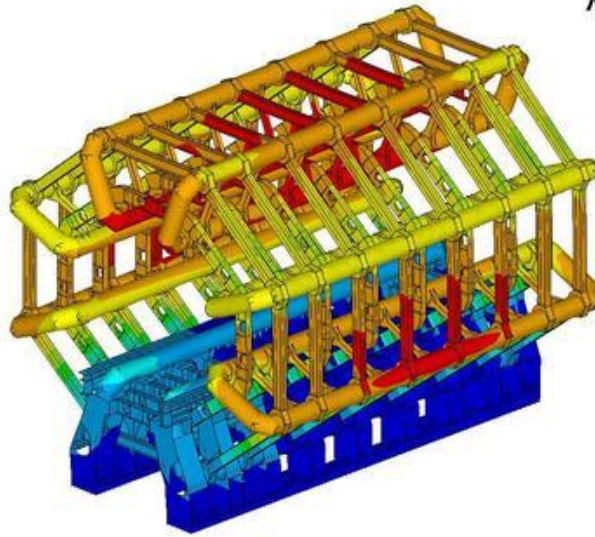


*Μεταφορά των μαγνητών*

Κάθε υπεραγωγίμο πηνίο έχει μήκος 25,3μ εσωτερική ακτίνα 9,4μ και εξωτερική 20,1μ. Το συνολικό βάρος τους είναι 830 τόνοι. Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργούν έχει μέγιστη ισχύ 3,9T. Οι πλευρικοί μαγνήτες που αποτελούν τις βάσεις του κυλίνδρου περιέχουν 8 πηνία ο καθένας σε ακτινική διάταξη γύρω από την ευθεία των δεσμών. Κάθε πηνίο έχει ακτινικό μήκος 5μ, εσωτερική διάμετρο 1,65μ και εξωτερική 10,7μ. Το συνολικό βάρος τους είναι 239 τόνοι ενώ το μαγνητικό πεδίο που δημιουργούν έχει ένταση 4,1T. Το ρεύμα που διαρρέει τα υπεραγωγίμα πηνία ξεπερνάει τα 20.000 A.

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

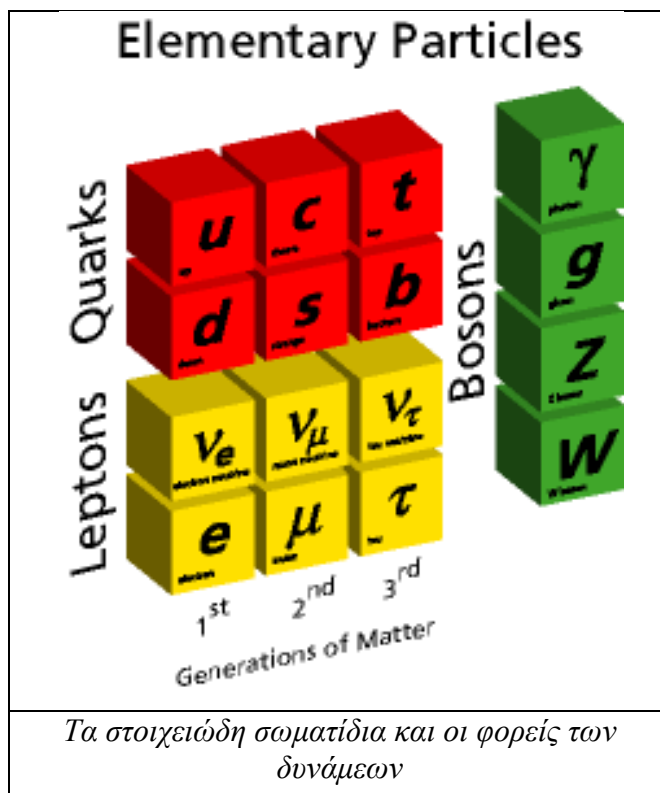
(Χ. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)



*Το σύστημα οκτώ μαγνητών σε κυλινδρική διάταξη*

## Τι ξέρουμε μέχρι τώρα για την φύση και τις δυνάμεις που διέπουν τα σωματίδια

Το παρακάτω **σχήμα** δείχνει (στα αριστερά με κόκκινο και κίτρινο) όλα τα γνωστά στοιχειώδη σωματίδια στη φύση σήμερα. Σύμφωνα με το πιο πετυχημένο θεωρητικό μοντέλο, το Καθιερωμένο Πρότυπο (Κ.Π.), όλα τα σωματίδια μπορούν να περιγραφούν βάσει των έξι quark και των έξι λεπτονίων. Οι δε δυνάμεις που διέπουν τις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων είναι τέσσερις και μεταδίδονται μέσω των φορέων τους (η δεξιά κολώνα του σχήματος).



Το φωτόνιο που έχει μηδενική μάζα είναι ο φορέας της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης, τα γλουόνια (επίσης άμαζα) είναι οι φορείς της ισχυρής αλληλεπίδρασης, **τα σωματίδια Z (τα οποία θα μελετήσετε στην παρούσα άσκηση)** και τα W, είναι οι φορείς των ασθενών αλληλεπιδράσεων. Τέλος το γκραβιτόνιο για το οποίο ξέρουμε πολύ λίγα -αλλά είναι διαφορετικό από τους άλλους φορείς- είναι ο φορέας της βαρυτικής δύναμης.

Το Κ.Π. προσπαθεί να περιγράψει με ενιαίο τρόπο τις τρεις πρώτες δυνάμεις, δηλαδή να ενοποιήσει την ηλεκτρασθενή με την ισχυρή δύναμη. Επίσης το μοντέλο αυτό μας έχει επιτρέψει να εξηγήσουμε την ύπαρξη των διαφόρων στοιχειωδών σωματιδίων που έχουμε μέχρι σήμερα ανακαλύψει. Υπάρχουν όμως και ερωτήματα τα οποία το καθιερωμένο μοντέλο δεν έχει απαντήσει.

Το πρώτο από τα αναπάντητα ερωτήματα είναι ο μηχανισμός που δίνει μάζα στα σωματίδια. Για ποιο λόγο τα σωματίδια έχουν την μάζα που μετράμε, και γιατί ορισμένα δεν έχουν μάζα;

Η καλύτερη μέχρι σήμερα εξήγηση δόθηκε το 1964 από τον Peter Higgs, που υπέθεσε την ύπαρξη ενός σωματιδίου –του μποζονίου που φέρει το όνομα του- το οποίο είναι φορέας του πεδίου Higgs. Το πεδίο αυτό, δίνει μάζα σε κάθε σωματίδιο που αλληλεπιδρά μαζί του.

Το σωματίδιο αυτό ανακαλύφθηκε από τα πειράματα ATLAS και CMS το 2012 και δύο από τους θεωρητικούς φυσικούς που προέβλεψαν την ύπαρξη πριν από περισσότερα από 50 χρόνια, κέρδισαν το βραβείο Nobel στην φυσική το 2013. Τα πειράματα αναζητούν επίσης ενδείξεις για την επιβεβαίωση

θεωριών πέραν από το Κ.Π., μερικές από τις οποίες εξηγούν και το πρόβλημα της σκοτεινής ύλης και ενέργειας.

## Προϊόντα σύγκρουσης σωματιδίων

Όπως είπαμε, στον LHC χρησιμοποιούνται δυο δέσμες σωματιδίων που κινούνται σε αντίθετη κατεύθυνση και συγκρούονται έτσι ώστε να παραχθεί μια μεγάλη ποικιλία νέων σωματιδίων.

Ορισμένα σωματίδια είναι πολύ βραχύβια και διασπώνται σχεδόν αμέσως σε πιο σταθερά σωματίδια. Στις περισσότερες συγκρούσεις πρωτονίων, τα πρωτόνια έχουν ήπιες αλληλεπιδράσεις, και η πλειοψηφία των σωματιδίων συνεχίζει προς την κατεύθυνση των αρχικών σωματιδίων (και όχι κάθετα προς την δέσμη). Ωστόσο, σπάνια παράγονται πολύ λίγα σωματίδια με μεγάλη μάζα. Εάν τα σωματίδια προέρχονται από τη διάσπαση ενός αρχικού σωματιδίου, οι τροχιές τους θα πρέπει να ενώνονται στο ίδιο αρχικό σημείο, που ονομάζεται "κορυφή".

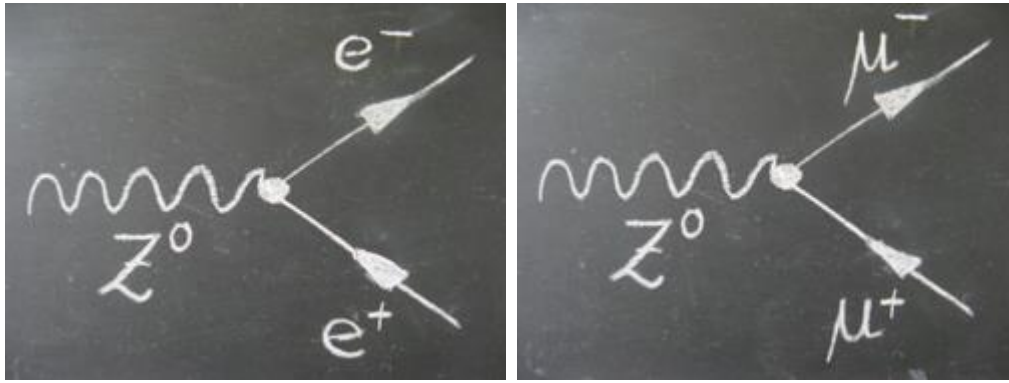
Η διάσπαση των περισσότερων σωματιδίων με μεγάλη μάζα οδηγεί συχνά σε σωματίδια υψηλής ενέργειας που κινούνται σε μεγάλες γωνίες, περισσότερο ή λιγότερο κάθετα προς τα αρχικά πρωτόνια της ακτίνας. Για το λόγο αυτό μετράμε την ορμή, την εγκάρσια ορμή ( $p_T$ ), και τις χρησιμοποιούμε για να ξεχωρίσουμε τα ενδιαφέροντα γεγονότα. Με την πρόσθεση των προϊόντων διάσπασης που προέρχονται από την ίδια κορυφή ανακατασκευάζουμε το αρχικό "αόρατο" σωματίδιο. **Σε αυτή την άσκηση θα ανακατασκευάσετε το  $Z^0$  που είναι ο φορέας της ασθενούς δύναμης, υπεύθυνη για την ενέργεια από τον ήλιο και τη ραδιενέργεια.**

## Διασπάσεις του Z

Μιας και το σωματίδιο Z είναι ηλεκτρικά ουδέτερο το άθροισμα των φορτίων των σωματιδίων που παράγονται κατά την διάσπασή του πρέπει να είναι 0. Ο λόγος είναι ότι η φύση διατηρεί το φορτίο.

Επομένως, το Z διασπάται σε ζευγάρι σωματίδιο-αντισωματίδιο. Η ποσοστιαία κατανομή των διασπάσεων του Z στους διάφορους τρόπους καθορίζεται από επιπλέον νόμους διατήρησης της φύσης.

- Το 10% των διασπάσεων του Z είναι σε ζευγάρι φορτισμένων λεπτονίων. Οι τρεις δυνατότητες είναι ηλεκτρόνιο-ποζιτρόνιο, μύονιο-αντιμύονιο και ταυ-αντιταύ, με κάθε ζευγάρι να έχει περίπου την ίδια πιθανότητα. Έτσι έχουμε 3 δυνατότητες διάσπασης.
- Το 20% των διασπάσεων του Z είναι σε ζευγάρι ουδέτερων λεπτονίων, δηλαδή ζευγάρι νετρίνο-αντινετρίνο. Οι ανιχνευτές μας δεν έχουν την ικανότητα να ανιχνεύουν νετρίνα μιας και αλληλεπιδρούν ελάχιστα με την ύλη (το ηλεκτρικό φορτίο τους είναι μηδενικό). Επομένως, τα νετρίνα είναι αόρατα και μπορούμε να τα "δούμε" μόνο από την παρατήρηση ελλείπουσας εγκάρσιας ορμής μετά την σύγκρουση (μιας και γνωρίζουμε ότι τόσο η ορμή όσο και η ενέργεια διατηρείται στις συγκρούσεις μας).
- Στα 70% των περιπτώσεων, το Z διασπάται σε ζευγάρι κουάρκ-αντικουάρκ. Αυτά εμφανίζονται στον ανιχνευτή ως θύσανοι που τους αποκαλούμε πίδακες (jets).



Στην άσκηση που θα κάνετε θα ασχοληθείτε μόνο με διασπάσεις Z σε ζευγάρια ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου ή μιονίου αντιμιονίου

### Αναλλοίωτη Μάζα

Η αναλλοίωτη μάζα αποκαλείται επίσης "μάζα ηρεμίας", και είναι χαρακτηριστικό ενός σωματιδίου. Σύμφωνα με τη θεωρία του Αϊνστάιν, η αναλλοίωτη μάζα είναι μια ποσότητα η οποία δεν αλλάζει με την ταχύτητα ή το πλαίσιο αναφοράς. Εάν οι μονάδες έχουν επιλεγεί με τέτοιο τρόπο ώστε η ταχύτητα του φωτός να είναι  $c = 1$ , τότε η αναλλοίωτη μάζα ορίζεται ως

$$m = \sqrt{E^2 - p^2}$$

όπου E είναι η ενέργεια και  $p = m \cdot v$  η ορμή του σωματιδίου. Για να προσδιοριστεί η αναλλοίωτη μάζα ενός σωματιδίου που διασπάται σχεδόν ακαριαία, πρέπει να εξετάσουμε τα προϊόντα διάσπασής του. Πρέπει να μετρήσουμε την ενέργεια και την ορμή κάθε σωματιδίου και στη συνέχεια να αθροίσουμε όλες τις ενέργειές τους

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots$$

και τις ορμές τους

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 + \dots$$

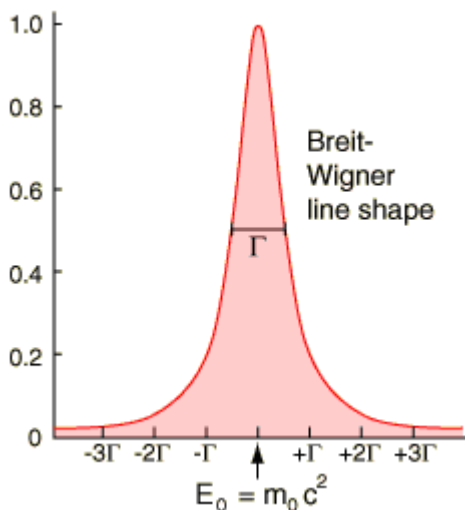
Το αποτέλεσμα είναι η αναλλοίωτη μάζα και, αν ψάχνετε ένα σωματίδιο, τότε η μάζα που υπολογίζεται σε κάθε περίπτωση θα πρέπει να είναι "σχεδόν" η ίδια, οπότε αν κάνετε την κατανομή των μαζών για διάφορα γεγονότα θα δείτε μια κορυφή γύρω από τη μάζα του σωματιδίου.

### Μέτρηση του πλάτους ενός σωματιδίου

Εάν ένα εξαιρετικά βραχύβιο σωματίδιο παράγεται σε μια σύγκρουση υψηλής ενέργειας, η αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg :

$$\Delta E \cdot \Delta t > \frac{\hbar}{2}$$

μας δείχνει ότι θα υπάρξει μια σημαντική αβεβαιότητα στην μέτρηση της ενέργειας (που σημαίνει την αναλλοίωτη μάζα του). Η μέτρηση της αναλλοίωτης μάζας ενός ασταθούς σωματιδίου δίνει μια κατανομή (ιστόγραμμα) μαζών που ονομάζεται κατανομή Breit-Wigner. Η κατανομή Breit-Wigner είναι παρόμοια με τη Γκαουσιανή κοντά στην κορυφή, αλλά τα άκρα της καμπύλης είναι περισσότερο επίπεδα.



πραγματικών γεγονότων από το LHC

Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)



Το πλάτος της κατανομής αυτής στο μισό του μέγιστου ονομάζεται  $\Gamma$ ,  $\Gamma=1/\tau$ , όπου ο χρόνος ζωής του σωματιδίου  $\tau$  λαμβάνεται όπως η αβεβαιότητα στο χρόνο  $\tau = \Delta t$ . Το  $\Gamma$  που συχνά αναφέρεται ως το "φυσικό πλάτος γραμμής" μας δίνει πολύτιμες πληροφορίες και πρέπει να μετράται. Ως παράδειγμα θα αναφέρουμε ότι η μέτρηση του πλάτους του σωματιδίου  $Z$  στο LEP (προηγούμενος μεγάλος επιταχυντής του CERN, ο οποίος αντικαταστάθηκε από τον LHC) έδωσε μια πολύ καλή προσέγγιση του αριθμού των διαφορετικών τύπων νετρίνων που υπάρχουν στην φύση.

## Χαμένη εγκάρσια ορμή

Αυτή είναι η ορμή/ενέργεια που δεν ανιχνεύεται στον ανιχνευτή, αλλά αναμένεται λόγω της διατήρησης ενέργειας και ορμής στο εγκάρσιο επίπεδο.

Η ETMiss αποδίδεται γενικά σε σωματίδια που διαφεύγουν από τον ανιχνευτή χωρίς να ανιχνευθούν όπως τα νετρίνα (αν και χαμένη ενέργεια μπορεί να προκληθεί από λανθασμένες μετρήσεις της ορμής/ενέργειας των ανιχνευόμενων σωματιδίων).

Στον LHC, η αρχική ορμή των συγκρουόμενων συστατικών κατά μήκος του άξονα της δέσμης δεν είναι γνωστή (γιατί η ενέργεια του κάθε αδρονίου χωρίζεται, και ανταλλάσσεται διαρκώς, μεταξύ των συστατικών του), οπότε το ποσό της ενέργειας που λείπει δεν μπορεί να προσδιοριστεί. Ωστόσο, η αρχική ορμή και ενέργεια σε ένα επίπεδο εγκάρσιο προς τον άξονα της δέσμης είναι μηδέν. Έτσι βρίσκουμε την ελλείπουσα εγκάρσια ορμή/ενέργεια (ETMiss). Απεικονίζεται στην οθόνη με διακεκομμένη κόκκινη γραμμή η οποία εκτός από το μέτρο (το μέγεθος της ελλείπουσας εγκάρσιας ορμής/ενέργειας) δείχνει την κατεύθυνση της σαν διάνυσμα.

## Άσκηση

Η άσκηση θα πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας το εργαλείο ανάλυσης γεγονότων **HYPATIA/applet** το οποίο έχει γραφεί από την ομάδα του Παν/μιου Αθηνών και χρησιμοποιείται από χιλιάδες φοιτητές και μαθητές σε όλο τον κόσμο.

Θα αναλύσετε πραγματικά γεγονότα που συλλέχτηκαν από το πείραμα ATLAS κτά την περίοδο 2009-2013. Ανάμεσα στα γεγονότα αυτά, υπάρχουν κάποια που περιέχουν διασπάσεις του σωματιδίου  $Z$ . (Το ίδιο το  $Z$  δεν μπορεί να φανεί, διότι έχει πολύ μικρό χρόνο ζωής και διασπάται αμέσως). Μερικές φορές διασπάται σε ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου ή μιονίου-αντιμιονίου. Τα γεγονότα αυτά πρέπει να τα ξεχωρίσετε από άλλα γεγονότα τα λεγόμενα γεγονότα υποβάθρου.

Από τις συγκρούσεις πρωτονίων-πρωτονίων παράγονται πάρα πολλά σωματίδια, και με πολύ γρήγορο ρυθμό: 40M γεγονότα/sec. Από τα γεγονότα αυτά ελάχιστα είναι ενδιαφέροντα και το πείραμα χρησιμοποιεί σκανδαλιστές (triggers) ώστε να καταγράφει μόνο τα απολύτως ενδιαφέροντα γεγονότα με ρυθμό 200 γεγονότα/sec

Εκτός από γεγονότα  $Z \rightarrow l^+l^-$ , στο δείγμα υπάρχουν γεγονότα όπου τα λεπτόνια προέρχονται από διασπάσεις κουάρκ, καθώς επίσης και γεγονότα με μύονια που προέρχονται από κοσμικές ακτίνες.

- Τα λεπτόνια από διασπάσεις quark δεν είναι απομονωμένα (είναι μέσα σε πίδακες-jets σωματιδίων), ενώ συχνά συνοδεύονται και από ελλείπουσα ενέργεια στο εγκάρσιο επίπεδο ETmiss διότι τα λεπτόνια συνοδεύονται από νετρίνα για να διατηρείται ο λεπτονικός αριθμός.
- Τα μύονια που προέρχονται από κοσμικές ακτίνες, εμφανίζονται ως δύο τροχιές καθώς διασχίζουν τον ανιχνευτή από άκρη σε άκρη. Οι «δύο» ανακατασκευασμένες τροχιές που στην πραγματικότητα είναι μία, σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία  $180^\circ$ , ενώ ακόμη φαίνονται να περνούν μακριά από το σημείο αλληλεπίδρασης, από το οποίο ξεκινούν οι περισσότερες από τις υπόλοιπες τροχιές.

- Τα λεπτόνια που προέρχονται από διασπάσεις του Z έχουν υψηλή εγκάρσια ορμή ώστε το άθροισμα των εγκαρσίων ορμών τους να δίνει χοντρικά τουλάχιστον το μισό της μάζας του Z. Το αν ανήκουν δύο τροχιές στο Z (οι οποίες πρέπει επί πλέον να είναι ετερόσημες) το ελέγχετε βάζοντας τις στον πίνακα αναλλοίωτων μαζών στον οποίο υπολογίζεται η σχετικιστική αναλλοίωτη μάζα δύο η περισσότερων τροχιών.
- Η μάζα πρέπει να είναι γύρω στα 92 GeV που είναι η μάζα του Z, η οποία όμως έχει ένα εύρος μερικά GeV που προέρχεται αφ' ενός από το φυσικό πλάτος του σωματιδίου και αφ' ετέρου από την διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών στην μέτρηση της μάζας.

Η μάζα μπορεί να υπολογιστεί και κατευθείαν από τον γνωστό σχετικιστικό τύπο

$$m = \sqrt{E^2 - p^2}$$

όπου E η ολική ενέργεια και p η ολική ορμή.

Στο τελευταίο κομμάτι της άσκησης θα ψάχετε και για γεγονότα που περιέχουν σωματίδια Higgs, υπολογίζοντας την μάζα τεσσάρων λεπτονίων!

## ***Γενικά για το εργαλείο HYPATIA applet***

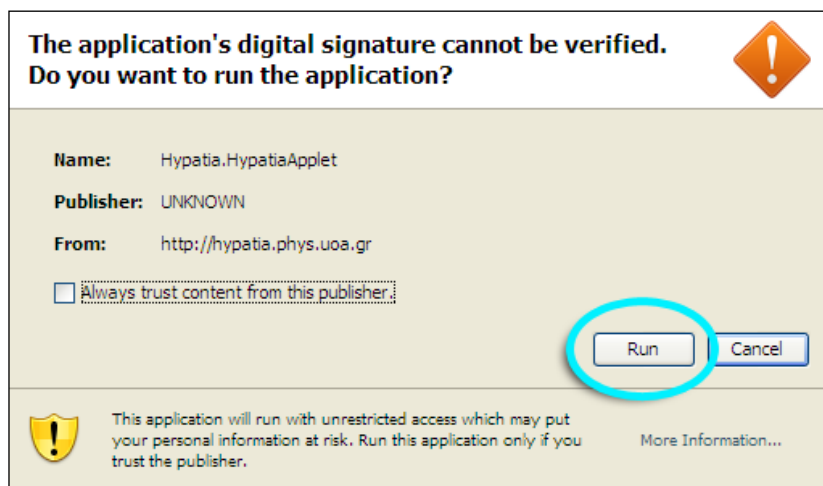
Για να ανοίξετε το applet χρησιμοποιείτε ένα browser (απαραίτητη προϋπόθεση είναι να έχει εγκατεστημένο το java plugin) και πηγαίνετε στην διεύθυνση :

**<http://hypatia.iasa.gr>**

Εκεί διαλέγετε τη γλώσσα που θέλετε να χρησιμοποιήσετε καθώς και μια από τις 4 διαφορετικές εκδόσεις του applet ανάλογα με την άσκηση που θα κάνετε. Στην περίπτωση μας επιλέξτε το **HYPATIA 4**.

Όταν το applet φορτώνεται για πρώτη φορά, εμφανίζεται ένα μήνυμα ασφαλείας. Η ακριβής εμφάνιση του μηνύματος εξαρτάται από το browser και το λειτουργικό σύστημα του χρήστη. Πατήστε "Run" για να συνεχίσετε. Σημειώστε ότι το applet τρέχει μέσα στο browser, και έτσι κάθε φορά που η σελίδα που το περιέχει ξαναφορτώνεται, το applet ξεκινάει πάλι από την αρχή και οι επιλογές σας χάνονται.

Αν επιλέξετε το "Always trust content from this publisher" το πιστοποιητικό του applet θα εγκατασταθεί στον browser και το παράθυρο αυτό δεν θα ξαναεμφανιστεί την επόμενη φορά που θα χρησιμοποιήσετε το applet.



Όταν το applet φορτώνεται για πρώτη φορά, εμφανίζει το πρώτο από τα διαθέσιμα γεγονότα.

- Οι φορτισμένες τροχιές που ανήκουν σε αυτό το γεγονός παρατίθενται στον πίνακα στο μέσο της οθόνης (Πίνακας Τροχιών).
- Στο πάνω μέρος της οθόνης παρουσιάζονται δύο όψεις του ανιχνευτή: Αριστερά μία εγκάρσια τομή του ανιχνευτή (κάθετη στις δέσμες) όπου μόνο το κυλινδρικό μέρος του ανιχνευτή εμφανίζεται. Δεξιά μία διαμήκης τομή-κατά μήκος των δεσμών-όπου φαίνονται και οι εμπρόσθιοι ανιχνευτές
- Το κάτω μέρος της οθόνης δεξιά (Πίνακας αναλλοίωτων μαζών) παραθέτει τις τροχιές που έχει επιλέξει ο χρήστης με τις αντίστοιχες αναλλοίωτες μάζες τους υπολογισμένες μέσα από το πρόγραμμα (άδειος προς το παρόν).
- Δίπλα στο πίνακα αναλλοίωτων μαζών είναι τα ιστογράμματα των τροχιών που έχει επιλέξει ο χρήστης (άδεια προς το παρόν).

Μπορείτε αλληλεπιδράσετε με το applet χρησιμοποιώντας τα κουμπιά και τα χειριστήρια που είναι διαθέσιμα. Μπορείτε επίσης να κάνετε κλικ πάνω στους πίνακες για να διαλέξετε την τροχιά που θέλετε ή να κάνετε κλικ στις όψεις του ανιχνευτή για να επιλέξετε μια τροχιά.

## ***Επιλογή γεγονότος***

Αρχικά πρέπει να επιλέγετε την ομάδα γεγονότων που θέλετε από το πρώτο drop down box (group 1, group 2 κλπ). Στη συνέχεια εμφανίζονται αυτόματα τα γεγονότα που ανήκουν σε αυτή την ομάδα στο δεύτερο drop down box και φορτώνεται αυτόματα το πρώτο γεγονός. Μπορείτε να επιλέξετε το γεγονός που θέλετε να δείτε, είτε με τη χρήση των κουμπιών "Previous/Next" ή επιλέγοντάς την από το drop down box. Ο αριθμός του επιλεγμένου γεγονότος, μαζί με τον συνολικό αριθμό των διαθέσιμων γεγονότων εμφανίζεται στα αριστερά της λίστας. Δίπλα σε αυτό εμφανίζεται, η ελλείπουσα ενέργεια (ETMiss) του γεγονότος.

## ***Επιλογή τροχιάς***

Όταν κάνετε κλικ πάνω σε μια τροχιά (άσπρη γραμμή) σε οποιαδήποτε από τις δύο όψεις του ανιχνευτή, η τροχιά αυτόματα επιλέγεται και στις δύο όψεις με μοβ χρώμα. Η αντίστοιχη γραμμή του πίνακα τροχιών επιλέγεται επίσης.

Η επιλογή μπορεί να γίνει και αντίστροφα. Επιλέγοντας μια γραμμή στον πίνακα τροχιών επιλέγεται αυτόματα η αντίστοιχη τροχιά στις δυο όψεις του ανιχνευτή.

Ανάλυση πραγματικών γεγονότων από το LHC

(Χ. Κουρκουμέλη, Δ. Φασουλιώτης, Σ. Αγγελιδάκης, Ν. Τσιριντάνης. Οκτ. 2012, ανανέωση 2014)

Αν η τροχιά έχει εισαχθεί στον πίνακα αναλλοίωτων μαζών τότε επιλέγεται και εκεί αυτόματα.

## ***Εισαγωγή τροχιάς***

Αφού προσπαθείτε να "ανακαλύψετε" το σωματίδιο  $Z$  μέσα από τις διασπάσεις του σε ζεύγη μιονίων/αντιμιονίων ή ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων, πρέπει να εισάγετε την επιλεγμένη τροχιά στον πίνακα Αναλλοίωτων μαζών είτε ως ηλεκτρόνιο/ποζιτρόνιο κάνοντας κλικ στο κουμπί "Ηλεκτρόνιο" ή ως μόνιο/αντιμόνιο κάνοντας κλικ στο κουμπί "Μόνιο". Φυσικά για να γίνει αυτό, οι τροχιές ηλεκτρονίων και το μονίων πρέπει πρώτα να αναγνωριστούν στο προηγούμενο βήμα.

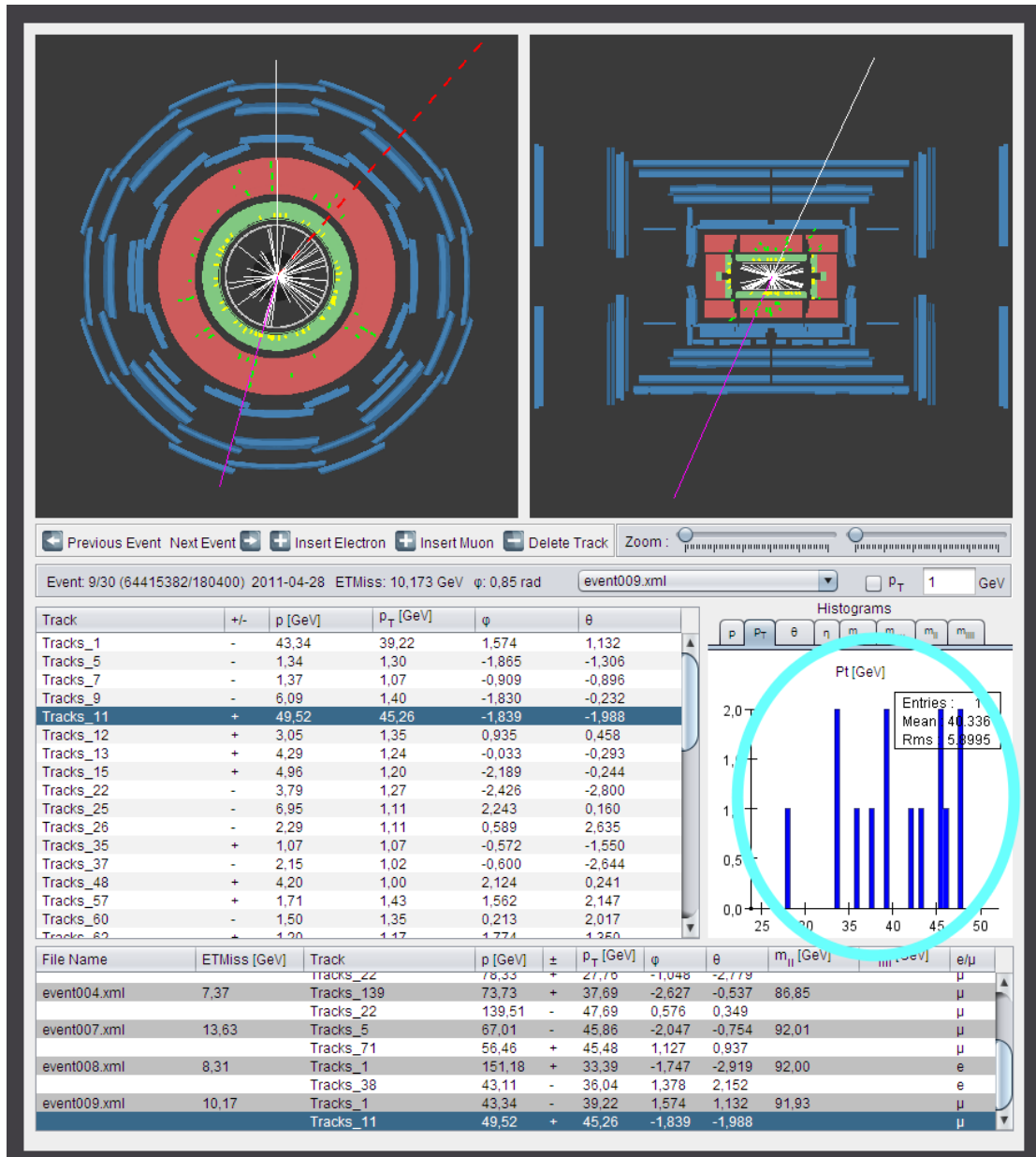
Κάνοντας κλικ στο κατάλληλο κουμπί, η επιλεγμένη τροχιά αντιγράφεται στον πίνακα Αναλλοίωτων μαζών και όταν δύο συμβατές τροχιές (είτε δύο τροχιές ηλεκτρονίων ή δύο τροχιές μονίων) από το ίδιο γεγονός εισαχθούν στον πίνακα, η αναλλοίωτη μάζα τους υπολογίζεται αυτόματα.

Ένας άλλος έγκυρος συνδυασμός, ειδικά για την ανακάλυψη του Higgs, είναι δύο τροχιές ηλεκτρονίων και δύο τροχιές μονίων ή τεσσάρων ηλεκτρονίων ή τεσσάρων μονίων. Μόνο τέσσερις τροχιές από κάθε γεγονός μπορούν να εισαχθούν στον πίνακα και κάθε τροχιά μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο μία φορά. Ο χρήστης μπορεί να αφαιρέσει μια τροχιά, επιλέγοντάς την και κάνοντας κλικ στο κουμπί "Delete track".

Τα ιστογράμματα με τις τροχιές που έχουν εισαχθεί στον πίνακα Αναλλοίωτης μάζας ενημερώνονται αυτόματα. Όταν κάνετε κλικ σε μια τροχιά στον πίνακα Αναλλοίωτης μάζας το αντίστοιχο γεγονός φορτώνεται αυτόματα και η τροχιά επιλέγεται τόσο για στον πίνακα τροχιών όσο και στις όψεις του ανιχνευτή.

## ***Ιστογράμματα***

Τα ιστογράμματα που αντιστοιχούν στις τροχιές του πίνακα αναλλοίωτης μάζας υπολογίζονται αυτόματα, όταν εισάγετε ή αφαιρείτε μια τροχιά και φαίνονται στο κάτω δεξί μέρος της εικόνας μέσα σε μπλέ κύκλο.



Το ανωτέρω σχήμα είναι μιά απεικόνιση (screenshot) της HYPATIA 4.

Τα πρώτα τρία ιστογράμματα αντιπροσωπεύουν την Ενέργεια, Εγκάρσια Ενέργεια και την κατανομή τροχιών ως προς τη γωνία θ. Οι επόμενες δύο δείχνουν μόνο τις αναλλοίωτες μάζες των ηλεκτρονίων ή μιονίων αντίστοιχα. Το επόμενο εμφανίζει όλες τις αναλλοίωτες μάζες που αντιστοιχούν σε ζεύγη τροχιών ανεξάρτητα από τον τύπο τους και το τελευταίο δείχνει το ιστόγραμμα αναλλοίωτης μάζα τεσσάρων τροχιών (είτε τέσσερα ηλεκτρόνια, τέσσερα μιονία ή δύο ηλεκτρόνια και δύο μιονία).

## Cuts

Τα Cuts είναι όρια που μπορείτε να βάλετε στις τροχιές που απεικονίζονται.

Μπορείτε να επιλέξει το όριο της ενέργειας των τροχιών που εμφανίζονται. Επιλέγοντας το checkbox και εισάγοντας μια τιμή στο αντίστοιχο πεδίο μπορείτε να αφαιρέσετε όλες τις τροχιές των οποίων η ενέργεια είναι κάτω από το όριο. Σημειώστε ότι μετά την εισαγωγή του ορίου, πρέπει να πατήσετε

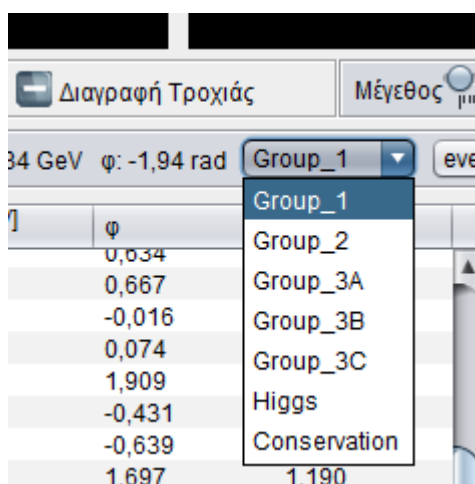
enter. Αυτό μπορεί να είναι πολύ χρήσιμο στα γεγονότα με μεγάλο αριθμό τροχιών, όπου συνήθως οι τροχιές χαμηλής ενέργειας δεν παρουσιάζουν κανένα ενδιαφέρον.

## Μεγέθυνση

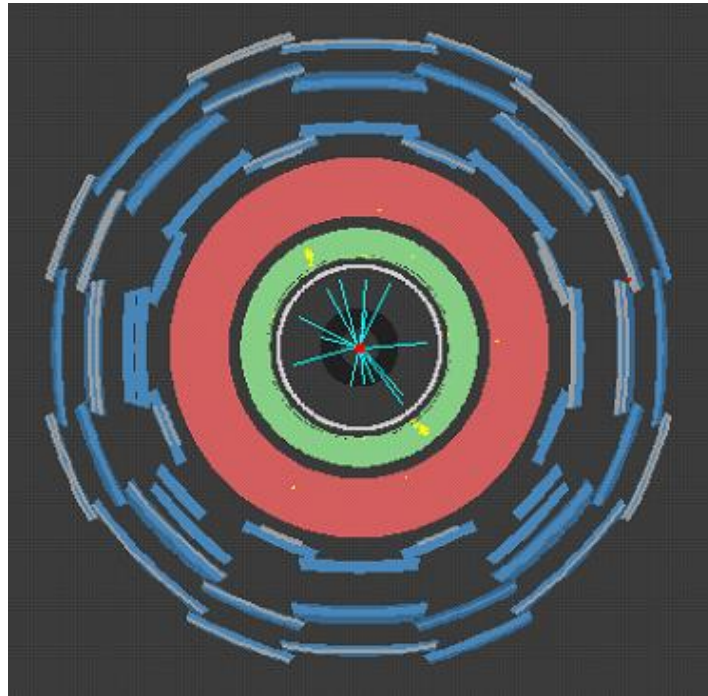
Μπορείτε να αλλάξετε το επίπεδο μεγέθυνσης για να έχετε μια καλύτερη εικόνα των τροχιών. Αυτό μπορεί να γίνει σύροντας το ρυθμιστικό μεγέθυνσης. Κάθε όψη του ανιχνευτή μπορεί να μεγεθυνθεί σε διαφορετικό επίπεδο. Η μεγέθυνση μπορεί να είναι πολύ χρήσιμη σε γεγονότα με μεγάλο αριθμό τροχιών που επικαλύπτονται.

## Άσκηση 1

Για την πρώτη άσκηση επιλέγετε από το πρώτο drop down box το 'Group\_1' που περιέχει την πρώτη ομάδα γεγονότων.

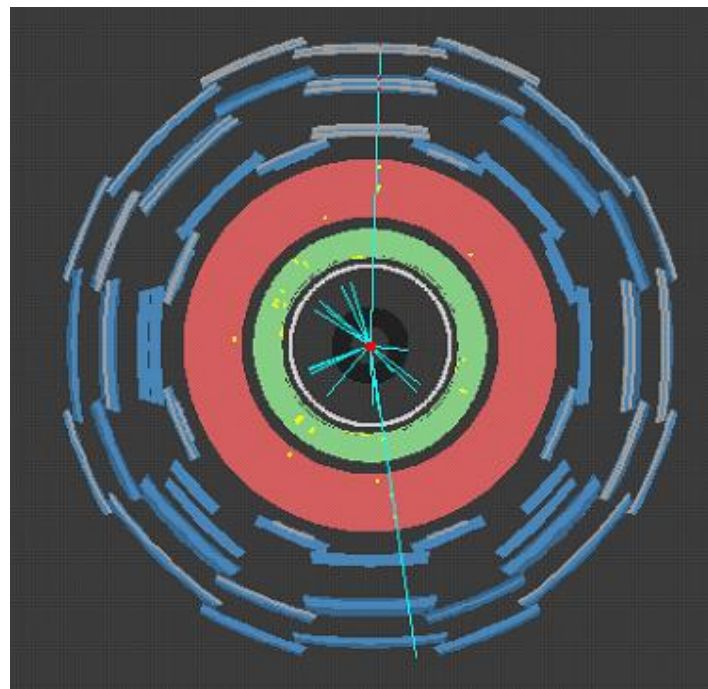


Η ομάδα αυτή περιέχει 10 γεγονότα. Τα 5 πρώτα από αυτά είναι διασπάσεις Z σε ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου και τα 5 επόμενα σε ζεύγος μιονίου – αντιμιονίου. Ας δούμε μερικά παραδείγματα τροχιών ηλεκτρονίων.



Οι τροχιές των ηλεκτρονίων απεικονίζονται σαν μικρές γραμμές στο κέντρο του ανιχνευτή αφού τα ηλεκτρόνια σταματούν στο H/M θερμιδόμετρο (πράσινη περιοχή) και αφήνουν εκεί την ενέργεια τους (κίτρινα σημάδια).

Αντίθετα τα μύονια είναι τα μοναδικά σωματίδια που φτάνουν στους θαλάμους μιονίων (μπλε περιοχή) και απεικονίζονται σαν μεγάλες τροχιές. Προσοχή εδώ "αν τα μύονια πάνε κοντά στις δέσμες (στην εμπρόσθια περιοχή) τότε θα εμφανίζονται-λόγω προβολής- σαν κοντές τροχιές στην εγκάρσια τομή και πρέπει πάντοτε να ελέγχετε και την διαμήκη τομή. Τα νετρίνα επίσης μπορούν να βγουν έξω από τον ανιχνευτή καθώς δεν σταματούν σε κανένα τμήμα του αλλά δεν μπορούν να ανιχνευτούν άμεσα και έτσι δεν απεικονίζονται.



## Άσκηση 2

Για την άσκηση αυτή επιλέγετε την ομάδα 'Group\_2'. Η ομάδα αυτή περιέχει 10 γεγονότα τα οποία όπως και πριν είναι διασπάσεις Z σε ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου ή μιονίου – αντιμιονίου. Όμως αυτή τη φορά πρέπει να ξεχωρίσετε ποια γεγονότα ανήκουν στην κάθε κατηγορία και να συμπληρώσετε τον παρακάτω πίνακα.

Αριθμός γεγονότος	Αριθμός τροχιάς	Είδος τροχιάς	pT

## Άσκηση 3

Για την άσκηση αυτή επιλέξτε την ομάδα 'Group\_3A ή 3B ή 3C'. Σε αυτή περιέχονται 50 γεγονότα που είναι είτε διασπάσεις Z σε ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου ή μιονίου – αντιμιονίου είτε γεγονότα υποβάθρου που προέρχονται από διάφορες άλλες διαδικασίες (κοσμικές ακτίνες, διαφορετικές διασπάσεις Z, διασπάσεις άλλων σωματιδίων κλπ).

Εσείς πρέπει να αναγνωρίσετε ποια γεγονότα περιέχουν διασπάσεις Z σε ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου ή μιονίου – αντιμιονίου. Στη συνέχεια να εισάγεται αυτές τις δυο τροχίες (ανάλογα με το είδος τους) από κάθε τέτοιο γεγονός στον πίνακα αναλλοίωτης μάζας (κοιτάζτε τη στήλη  $m_{ll}$ ) και έτσι να φτιάξετε ένα πίνακα αναλλοίωτων μαζών και ένα ιστόγραμμα με την αναλλοίωτη μάζα του Z. Τα γεγονότα υποβάθρου απλά τα προσπερνάτε.

Τα κριτήρια για την επιλογή σας είναι :

$$Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad Z \rightarrow e^+ + e^-$$

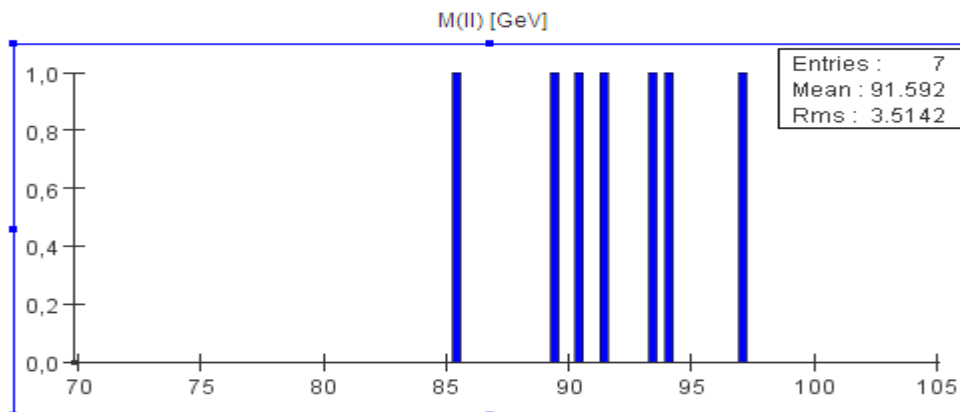
- 2 Τροχίες ετερόσημες
- Αναλλοίωτη μάζα συμβατή με τη μάζα του μποζονίου Z (91,2 GeV)
- Μικρή ελλείπουσα ενέργεια ETMiss < 10 GeV

Γεγονότα υποβάθρου

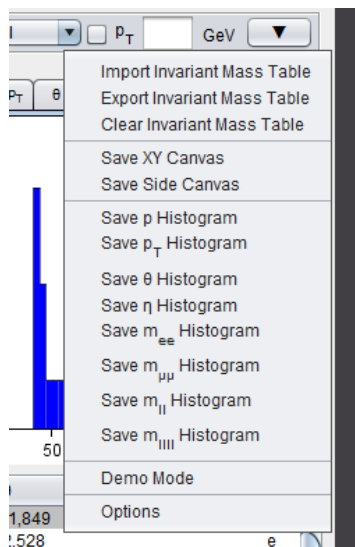
- Συνήθως περιέχουν μόνο ένα λεπτονιο (διασπάσεις  $W \rightarrow \text{lepton} + \nu$ )
- Κοσμικές ακτίνες : αντιδιαμετρικές τροχίες και στις δυο προβολές
- Μεγάλη ελλείπουσα ενέργεια ETMiss (ύπαρξη νετρίνων)



Παρακάτω απεικονίζεται ένα παράδειγμα ιστογράμματος που προκύπτει από διασπάσεις Z. Το κέντρο του βρίσκεται γύρω από τα 91,2 GeV που είναι η αναλλοίωτη μάζα του Z και όσο αυξάνεται ο αριθμός των γεγονότων που περιέχει τόσο περισσότερο προσεγγίζει την κατανομή Breit-Wigner που αναφέραμε.



Τον πίνακα των αναλλοίωτων μαζών και τα ιστογράμματα μπορείτε να τα αποθηκεύσετε χρησιμοποιώντας το drop down μενού των επιλογών (options) ώστε αργότερα να το τυπώσετε και να το απουσιάσετε στην εργασία σας.



## Άσκηση 4

Για την άσκηση αυτή επιλέξτε την ομάδα 'Higgs'. Σε αυτή περιέχονται 20 γεγονότα από τα οποία μερικά είναι διασπάσεις Higgs σε  $\Delta Y O Z$  και τα υπόλοιπα είναι γεγονότα υποβάθρου. Το κάθε Higgs διασπάται σε τέσσερα λεπτόνια. Έτσι μπορούμε να έχουμε:

- $H \rightarrow 2 e^+ + 2 e^-$
- $H \rightarrow 2 \mu^+ + 2 \mu^-$
- $H \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$

Χρησιμοποιήστε τα κριτήρια από την προηγούμενη άσκηση και αναγνωρίστε τα γεγονότα που περιέχουν διασπάσεις Higgs. Καθαρίστε το πίνακα αναλλοίωτων μαζών από τις τιμές της προηγούμενης άσκησης χρησιμοποιώντας το drop down μενού των επιλογών (options).

Χρησιμοποιήστε τώρα τον νέο πίνακα για να προσθέσετε τις 4 τροχιές των επιλεγμένων γεγονότων αυτής της άσκησης και δείτε τη μάζα του Higgs στη στήλη  $m_{\text{H}}$  και στο αντίστοιχο ιστόγραμμα. **Προσπαθήστε ανά ζευγάρι ίδιων αλλά ετερόσημων λεπτονίων να φτιάχεται η μάζα του Z.** Καταγράψτε και τα χαρακτηριστικά των ιστογραμμάτων  $m_{\text{H}}$  για τα λεπτόνια με αντίθετο φορτίο. Τα γεγονότα που χρησιμοποιούνται σε αυτή την άσκηση δεν είναι πραγματικά. Όπως και πριν τον νέο πίνακα των αναλλοίωτων μαζών και τα ιστογράμματα μπορείτε να τα αποθηκεύσετε χρησιμοποιώντας το drop down μενού των επιλογών (options) ώστε αργότερα να το τυπώσετε και να το απουσιάσετε στην εργασία σας.

## Ερωτήσεις της εργασίας

- 1) Πως εξηγείται η διαφορετική συμπεριφορά ηλεκτρονίων – μιονίων κατά το πέρασμά τους μέσα από την ύλη;
- 2) Καταγράψτε τα στατιστικά στοιχεία του διαγράμματος μάζας που κατασκευάσατε. Υπολογίστε την τυπική απόκλιση στη μάζα του Z από τα στοιχεία του διαγράμματος. Στο διάγραμμα σας, η τυπική απόκλιση στην κατανομή των μαζών κυριαρχείται από το φυσικό πλάτος του μποζονίου Z, ή από πειραματικές αβεβαιότητες; Είναι (στατιστικά) συμβατή η μέση τιμή της μάζας που μετρήσατε με τη μάζα του Z;
- 3) Έστω ότι σε μια περιοχή τιμών της αναλλοίωτης μάζας τεσσάρων λεπτονίων αναμένονται κατά μέσο όρο 1.5 γεγονότα υποβάθρου (γνωστές διαδικασίες του Καθιερωμένου Προτύπου). Κατά την εκτέλεση του πειράματος μετράτε 4 γεγονότα. Ποια είναι η πιθανότητα να έχετε κάνει μια καινούρια ανακάλυψη;
- 4) Τα λεπτόνια προϊόντα των διασπάσεων του μποζονίου Higgs στην Άσκηση 4, προέρχονται απευθείας από το Higgs, ή μήπως προέρχονται από διασπάσεις άλλων σωματιδίων με μικρό χρόνο ζωής; Στο ιστόγραμμα των μαζών των ζευγών λεπτονίων με αντίθετο φορτίο πρέπει να έχετε μερικές τιμές. Ποια είναι η τιμή της μάζας που προκύπτει από αυτά; Η μάζα των μποζονίων Higgs, που μετρήσατε, αντιστοιχεί στη μάζα του νέου μποζονίου που παρουσιάστηκε στις 4/7/2012 στο CERN από τα πειράματα ATLAS και CMS;
- 5) Αν η απάντηση στην τελευταία ερώτηση είναι όχι, τότε προσπαθήστε να καταλάβετε πως διασπάται το Higgs σε δύο Z (που το άθροισμα των μαζών τους είναι  $\sim 180$  GeV και γράψτε μία παράγραφο με τα σχόλια σας.

**Περισσότερες πληροφορίες μπορείτε να βρείτε στα :**

[www.atlas.ch](http://www.atlas.ch)

[hypatia.phys.uoa.gr](http://hypatia.phys.uoa.gr)

[www.cern.ch](http://www.cern.ch)

## Άσκηση 6

### ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΚΡΙΤΗΡΙΩΝ ΕΠΙΛΟΓΗΣ ΓΕΓΟΝΟΤΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΝΑΚΑΛΥΨΗ ΝΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΜΕ ΤΟ ΠΕΙΡΑΜΑ ATLAS

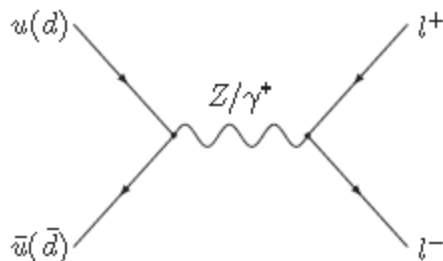
Στην Άσκηση 5 μάθατε πως θα χρησιμοποιείτε την απεικόνιση γεγονότων από το πείραμα ATLAS με το λογισμικό HYPATIA για την ταυτοποίηση ηλεκτρονίων και μιονίων και για την επιλογή γεγονότων που προέρχονται από διασπάσεις μποζονίων Higgs ή Z. Η επιλογή έγινε εποπτικά εξετάζοντας με το μάτι ένα μικρό αριθμό γεγονότων.

Στα μεγάλα πειράματα οι ερευνητές πρέπει να αναλύσουν εκατομμύρια γεγονότα και να επιλέξουν τα υποψήφια για την ανακάλυψη. Για το σκοπό αυτό δεν εξετάζουν ένα-ένα τα γεγονότα (όπως στην άσκηση 5) αλλά χρησιμοποιούν τεχνικές που θα μάθετε σε αυτή την άσκηση.

### Εισαγωγή

Αρχικά ας μιλήσουμε για την ανίχνευση του μποζονίου Z και συγκεκριμένα για την διάσπαση του σε ένα ζευγάρι (αντίθετου φορτίου) ηλεκτρονίων ή μιονίων. Το Z έχει μικρή πιθανότητα να πάει σε αυτά τα κανάλια διάσπασης (~3% στο καθένα) αλλά η υπογραφή που αφήνει στον ανιχνευτή είναι εύκολα παρατηρήσιμη και συγχρόνως, επειδή η μάζα του είναι μετρημένη καλά από επιταχυντές ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τα προϊόντα διάσπασης για να βαθμονομήσουμε τον ανιχνευτή.

Ένα παράδειγμα διαγράμματος παραγωγής του Z από κουάρκ δίνεται στο σχήμα 1



Σχ.1 Παράδειγμα παραγωγής του Z μποζονίου από αδρόνια

Το σχήμα χρησιμοποιεί την καμπυλωτή γραμμή  $Z/\gamma^*$  για να υποδηλώσει ότι εκτός από το Z παράγονται και δυνητικά φωτόνια σε μία ευρεία περιοχή μαζών (μηχανισμός Drell-Yan). Τα ζευγάρια αυτά των λεπτονίων από την διάσπαση των «δυνητικών» φωτονίων, που έχουν μάζες στην περιοχή της μάζας του Z, αποτελούν το λεγόμενο irreducible (μη-μειούμενο) υπόβαθρο, γιατί όλες οι κατανομές των κινηματικών μεταβλητών τους είναι παρόμοιες με το σήμα. Εκτός από αυτό το υπόβαθρο έχουμε και άλλα υπόβαθρα τα οποία μπορούμε να μειώσουμε (reducible) με κατάλληλη επιλογή περιορισμών (cuts). Ένα τέτοιο υπόβαθρο είναι τα ζεύγη λεπτονίων από  $W^+$  πίδακες (jets), όπου το  $W$  διασπάται σε ένα λεπτόνιο (+ένα νετρίνο) και κάποιο από τα βαριά κουάρκ-αντικουάρκ ( $b$  ή  $\bar{b}$  ή  $c$  ή  $\bar{c}$ ) διασπάται σε ένα λεπτόνιο (με την λεγόμενη ημιλεπτονική διάσπαση) και σε αντινετρίνο λεπτονίου και άλλα σωματίδια έτσι ώστε η τελική κατάσταση να είναι δύο λεπτόνια αντίθετου

φορτίου. Παρόμοιο υπόβαθρο μπορεί να δώσει η παραγωγή δύο πιδάκων ή ενός ζευγαριού  $t\bar{t}$  κουάρκ. Στην συνέχεια θα δούμε πως μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε αυτές τις διαφορετικές κινηματικές κατανομές για **να περιορίσουμε το υπόβαθρο κάτω από το Z μποζόνιο** και συγχρόνως σαν το πρώτο στάδιο βελτιστοποίησης κριτηρίων για την «ανακάλυψη» του Higgs μποζονίου.

Το μποζόνιο Higgs ανακαλύφθηκε από τα πειράματα ATLAS και CMS τον Ιούλιο του 2012. Έχει μάζα  $\sim 125.5$  GeV και η ανακάλυψη του δημοσιεύθηκε στο Physics Letters B τον Σεπτέμβριο του 2012. Έτσι τέθηκε σε πέρας μια σχεδόν 50χρονη έρευνα για την ύπαρξη του, από τότε που ο Higgs και οι άλλοι εισήγαγαν τον Μηχανισμό Higgs για να εξηγήσουν γιατί τα στοιχειώδη σωματίδια/φορείς Z και W έχουν μη μηδενική μάζα.

Το Higgs στον LHC παράγεται κυρίως από διαγράμματα «σύντηξης δυο γκλουονίων», όπου το καθένα προέρχεται από το κάθε συγκρουόμενο πρωτόνιο, όπως στο σχήμα 2

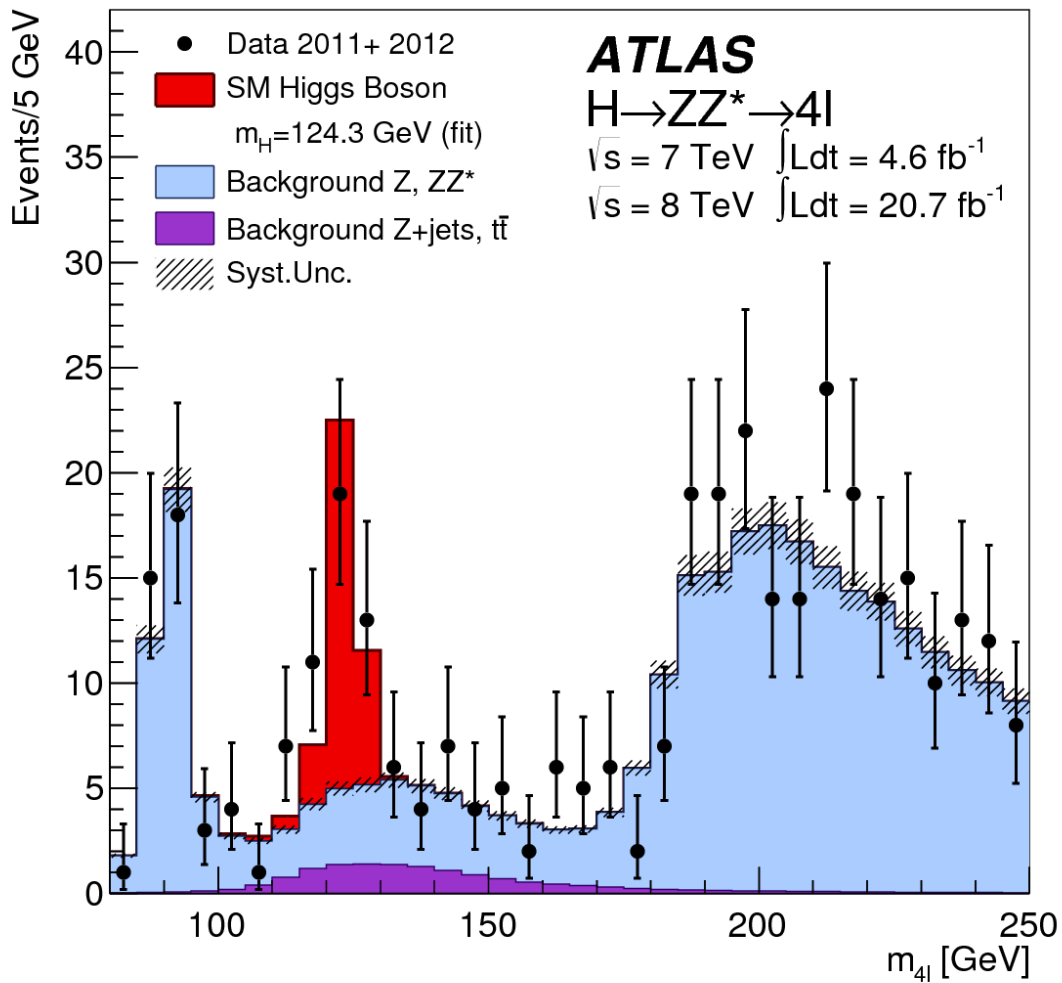


Σχ. 2 Παραγωγή Higgs σε αδρονικούς επιταχυντές από σύντηξη δυο γκλουονίων

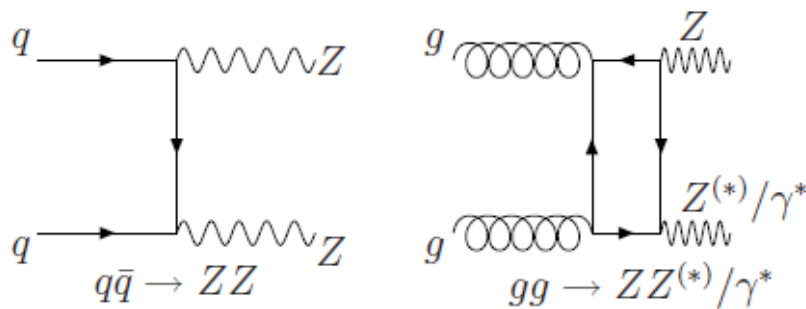
Ένας από τους ευκολότερους -για να ανιχνευθεί- τρόπους διάσπασης του Higgs είναι σε δυο μποζόνια Z. Στην συνέχεια το κάθε Z (όπως είδαμε στην αρχή) διασπάται σε δυο λεπτόνια αντίθετου προσήμου αλλά ίδιου είδους, οπότε έχουμε σαν παρατηρήσιμες τελικές καταστάσεις τα εξής:

- $H \rightarrow 2 e^+ + 2 e^-$
- $H \rightarrow 2 \mu^+ + 2 \mu^-$
- $H \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$

Το σχήμα 3 δείχνει την αναλλοίωτη μάζα των τεσσάρων λεπτονίων από τις μετρήσεις των δεδομένων, όπου φαίνεται μια κορυφή στα  $\sim 125$  GeV (μάζα Higgs) μαζί με την κατανομή του υποβάθρου (υπολογισμός ή εκτίμηση). Το κυρίως υπόβαθρο είναι από την κατευθείαν παραγωγή δυο Z, δηλαδή ενός ζευγαριού ZZ που όμως δεν προέρχονται από διασπάσεις του συντονισμού Higgs (όπως δείχνει το σχήμα 4).



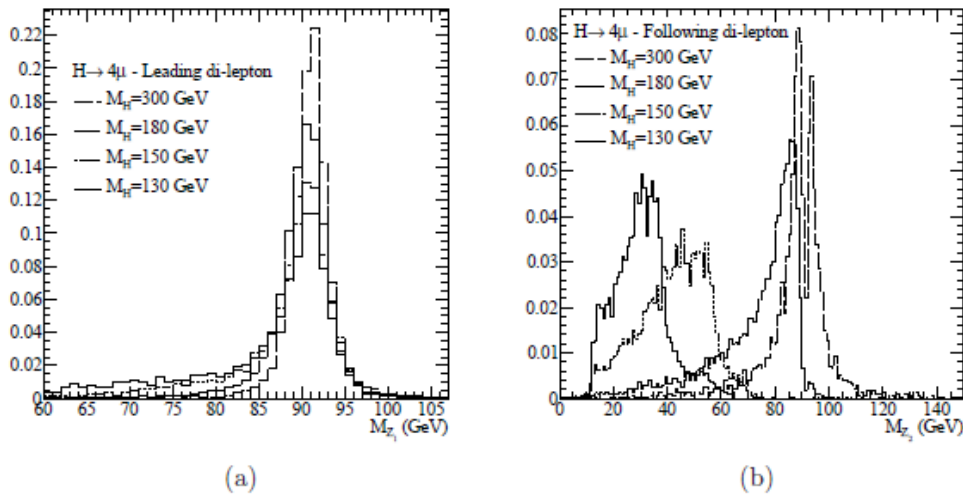
Σχ 3. Μάζα τεσσάρων λεπτονίων μετά τα cuts για ανάδειξη του σήματος



Σχ.4 Μηχανισμοί παραγωγής  $ZZ^*$  υποβάθρου

Επειδή το Higgs τώρα ξέρουμε ότι έχει μάζα μικρότερη από το άθροισμα των μαζών των δυο Z, λέμε ότι διασπάται σε ένα πραγματικό Z και σε ένα «δυναμικό» Z ( $Z^*$ ). Συνεπώς αν σχεδιάσει κανείς την κατανομή των μαζών του μεγαλύτερου (σε μάζα) ζευγαριού λεπτονίων αντίθετου προσήμου αλλά ίδιου είδους (ας την ονομάσουμε  $m_{12}$ ), η κατανομή θα έχει μια κορυφή κοντά στην μάζα του Z (σχήμα 5a). Όμως η κατανομή των μαζών του άλλου ζευγαριού (ας την ονομάσουμε  $m_{34}$ ) θα έχει μια πλατιά κορυφή σε μάζες περίπου 30 GeV (σχήμα 5b κατανομή για  $m_H \sim 130$  GeV),

ενώ η συγκέντρωση γεγονότων σε μεγαλύτερες μάζες, εκεί δηλαδή όπου και τα δύο  $Z$  είναι πραγματικά, θα ίσχυε αν η μάζα του μποζονίου Higgs ήταν μεγαλύτερη ( $>180$  GeV). Όπως εξηγήσαμε και παραπάνω θα χρησιμοποιήσουμε αυτές τις κατανομές για να διαχωρίσουμε το σήμα από το υπόβαθρο.



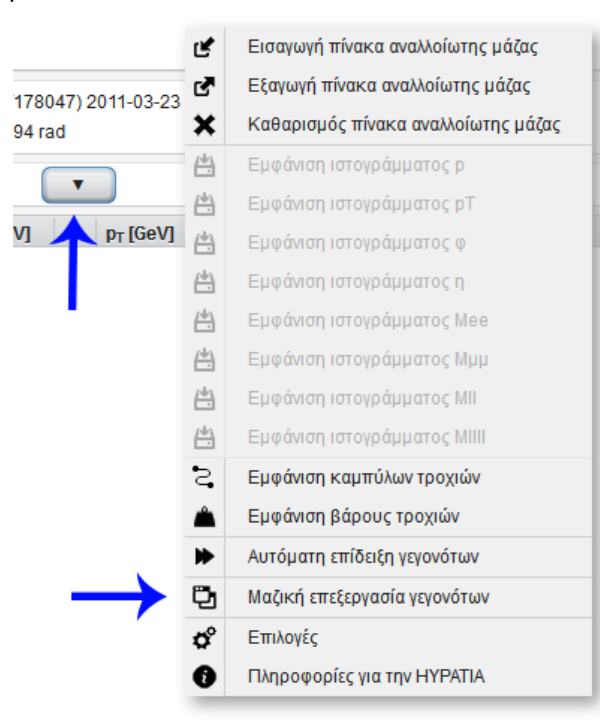
Σχ.5 Κατανομές μαζών δυο λεπτονίων αντίθετου πρόσημου και ίδιου είδους από προσομοιωμένα γεγονότα για διάφορες τιμές της μάζας του Higgs (a) για  $m_{12}$  και (b) για  $m_{34}$

Το υπόβαθρο  $ZZ^*$ , με τα δυο  $Z$  να διασπώνται σε δυο λεπτόνια το καθένα, αποτελεί το λεγόμενο irreducible (μη-μειούμενο) υπόβαθρο, γιατί όλες οι κατανομές των κινηματικών μεταβλητών είναι παρόμοιες με το σήμα. Εκτός από αυτό το υπόβαθρο έχουμε και άλλα υπόβαθρα τα οποία μπορούμε να μειώσουμε (reducible) με κατάλληλη επιλογή περιορισμών (cuts). Ένα τέτοιο υπόβαθρο είναι η παραγωγή  $Z$ +πίδακες (jets), όπου εκτός από τη διάσπαση του  $Z$  σε λεπτόνια έχουμε την παραγωγή ενός ζευγαριού βαρέων κουάρκ-αντικουάρκ ( $b\bar{b}$  ή  $c\bar{c}$ ) με το καθένα από αυτά τα κουάρκ να διασπάται σε ένα λεπτόνιο (με την λεγόμενη ημιλεπτονική διάσπαση) σε αντινετρίνο λεπτονίου και άλλα σωματίδια έτσι ώστε η τελική κατάσταση να είναι (όπως στο Higgs) τέσσερα λεπτόνια εκ των οποίων το ένα ζευγάρι να δίνει μάζα κοντά στην μάζα του  $Z$ .

Όμως εδώ οι διάφορες κατανομές διαφοροποιούνται (ελαφρά) από τις αντίστοιχες του Higgs και ο σκοπός της άσκησης σας θα είναι **να επιλέξετε τους βέλτιστους περιορισμούς (cuts) ώστε να καταπολεμήσετε/περιορίσετε το υπόβαθρο χωρίς να χάσετε πολύ σήμα**, δηλαδή -όπως λέγεται στην γλώσσα της ανάλυσης- **να βελτιστοποιήσετε το διαχωρισμό σήματος-υποβάθρου**.

## Οδηγίες για εκτέλεση

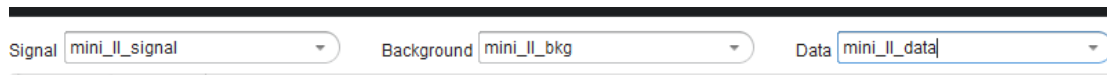
1. Τώρα που «είδατε» οπτικά μερικές δεκάδες γεγονότων είστε έτοιμοι να «τρέξετε» πολλές χιλιάδες γεγονότα έχοντας την HYPATIA σε «batch mode» δηλαδή «Μαζική επεξεργασία γεγονότων», ώστε να «κάνετε ανάλυση» του δείγματος όπως ακριβώς και οι ερευνητές.  
Την HYPATIA θα τη βρείτε στη διεύθυνση : [hypatia.iasa.gr/app](http://hypatia.iasa.gr/app)
2. Από το dropdown μενού (σχήμα 6) των επιλογών επιλέξτε το «Μαζική επεξεργασία γεγονότων»



Σχ.6 Dropdown menu επιλογών

Αμέσως θα εμφανιστεί το κυρίως παράθυρο όπου θα δουλέψετε για να αναλύσετε το σήμα σας, δηλαδή να βελτιστοποιήσετε τα κριτήρια επιλογής σας (cuts) ώστε να πετύχετε τον καλύτερο διαχωρισμό σήματος από υπόβαθρο (όπως εξηγήσαμε στην εισαγωγή).

3. Στο πάνω μέρος του παραθύρου επιλέξτε τα δείγματα που θα αναλύσετε (σχήμα 7)



Σχ.7 Παράθυρο επιλογής των δειγμάτων γεγονότων για ανάλυση

Επιλέξτε:

A) Για την μελέτη της διάσπασης του Z μποζονίου σε δύο λεπτόνια

ως **Signal = mini\_ll\_signal**

ως **Background = mini\_ll\_bkg** (είναι αθροισμένα υπόβαθρα από διάφορες πηγές)

και ως **Data = mini\_ll\_data** (πραγματικά δεδομένα από το πείραμα)

B) Για την μελέτη των διασπάσεων του Higgs σε τέσσερα λεπτόνια

ως **Signal = Mini\_H\_signal\_new**

ως **Background = Mini\_H\_background\_new**.

Το υπόβαθρο αυτό αποτελείται από το άθροισμα ZZ irreducible background συν το reducible Zb $\bar{b}$  με b $\bar{b}$   $\rightarrow$  e $^+$ e $^-$  ή  $\mu^+\mu^-$ , με τα δύο υπόβαθρα αθροισμένα σύμφωνα με τις αντίστοιχες πιθανότητες παραγωγής τους (ενεργές διατομές).

και ως **Data = mini\_4l\_data** (πραγματικά δεδομένα από το πείραμα που αντιστοιχούν στο 1/25 των δεδομένων που συγκεντρώθηκαν στο Run I)

4. Επιλέξτε τι είδους ανάλυση θέλετε να κάνετε από τα 2 διαθέσιμα tabs (2 leptons για Z και 4 leptons για Higgs) πάνω αριστερά (σχήμα 8).



Σχ.8 Επιλογή ανάλυσης δυο ή τεσσάρων λεπτονίων

5. Τώρα είστε έτοιμοι για την κυρίως ανάλυση, δηλαδή να προσπαθήσετε με έξυπνο τρόπο να βάλετε τις κατάλληλες τιμές στις κινηματικές μεταβλητές που δίνονται στο αριστερό τμήμα του παραθύρου (σχήμα 9).

Variable	Value	Unit
$p_{T1} >$	6	GeV
$p_{T2} >$	6	GeV
$d_0 <$	15	
Isolation <	2	
Calo. Iso. <	2	
I.M.min >	10	GeV
I.M.max <	150	GeV

Εισαγωγή σήματος στον πίνακα

Λογαριθμική κλίμακα Y άξονα

Αρχικές Τιμές



2 leptons	4 leptons	
$p_{T1} >$	20	GeV
$p_{T2} >$	15	GeV
$p_{T3} >$	6	GeV
$p_{T4} >$	6	GeV
$m_{12} >$	50	GeV
$m_{34} >$	2	GeV
$d_0 \mu <$	15	
$d_0 e <$	15	
Isolation <	2	
Calo. Iso. <	2	
I.M. <sub>min</sub> >	50	GeV
I.M. <sub>max</sub> <	500	GeV
<input type="checkbox"/> Εισαγωγή σήματος στον πίνακα		
<input type="checkbox"/> Λογαριθμική κλίμακα Υ άξονα		
<b>Αρχικές Τιμές</b>		

Σχ.9 Τμήμα επιλογής των cuts: (a) για δύο λεπτόνια και (b) για τέσσερα λεπτόνια

Οι επιλογές είναι οι εξής:

Στο αριστερό τμήμα του παραθύρου «Μαζική επεξεργασία γεγονότων» έχουμε επιλέξει για εσάς τις εξής κατανομές κινηματικών μεταβλητών

A) Δύο λεπτόνια

- Τις ορμές των δύο λεπτονίων που έχουν προεπιλεγεί και φτιάχνουν την αναλλοίωτη μάζα που μελετάμε (σήμα ή υπόβαθρο)  $P_{T1,2}$
- Η μεγαλύτερη παράμετρος κρούσης (βλ. Παράρτημα A) για ένα από τα δύο λεπτόνια ( $d_0$ ) του γεγονότος
- Το μεγαλύτερο (ή χειρότερο) κριτήριο απομόνωσης (βλ. Παράρτημα B) του λεπτονίου συγκριτικά με τις τροχιές άλλων φορτισμένων σωματιδίων σε ένα κοντινό κώνο.
- Το μεγαλύτερο (ή χειρότερο) κριτήριο απομόνωσης (βλ. Παράρτημα B) του λεπτονίου συγκριτικά με την κοντινή εναπόθεση ενέργειας στα καλορίμετρα.
- Επιλογή ελάχιστης (η μέγιστης) αναλλοίωτης μάζας των δύο λεπτονίων

B) Τέσσερα λεπτόνια

- Τις ορμές των τεσσάρων λεπτονίων που έχουν προεπιλεγεί και φτιάχνουν την αναλλοίωτη μάζα που μελετάμε (σήμα ή υπόβαθρο)  $P_{T1,2,3,4}$
- $m_{12}$  Μάζα του πρώτου ζευγαριού λεπτονίων πιο κοντά (σε τιμή) στην μάζα του Z
- $m_{34}$  Μάζα του δευτέρου ζευγαριού λεπτονίων πιο κοντά (σε τιμή) στην μάζα του Z
- Η μεγαλύτερη παράμετρος κρούσης (βλ. Παράρτημα A) για ένα από τα μύονια ( $d_{0\mu}$ ) ή ένα από τα ηλεκτρόνια ( $d_{0e}$ ) του γεγονότος
- Το μεγαλύτερο (ή χειρότερο) κριτήριο απομόνωσης (βλ. Παράρτημα B) ενός από τα λεπτόνια συγκριτικά με τις τροχιές άλλων φορτισμένων σωματιδίων σε ένα κοντινό κώνο.
- Το μεγαλύτερο (ή χειρότερο) κριτήριο απομόνωσης (βλ. Παράρτημα B) ενός από τα λεπτόνια συγκριτικά με την κοντινή εναπόθεση ενέργειας στα καλορίμετρα
- Επιλογή ελάχιστης (η μέγιστης) αναλλοίωτης μάζας των τεσσάρων λεπτονίων

Για ευκολία στην εκτέλεση της άσκησης έχουν προεπιλεγεί κάποια “default cuts”. Αυτά είναι ίσα με τις τιμές που βλέπετε στο σχήμα 9 μόλις πρωτοανοίξετε το παράθυρο «Μαζική επεξεργασία γεγονότων».

A) Για δύο λεπτόνια

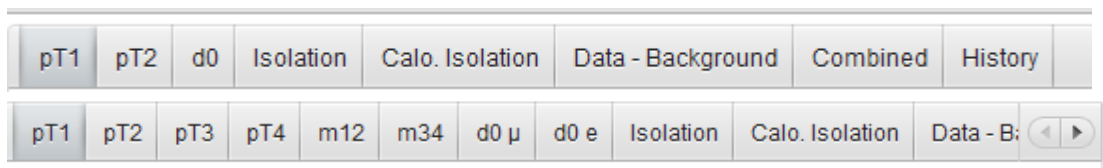
- Οι ορμές λεπτονίων  $P_{T1} > 6 \text{ GeV}$  και  $P_{T2} > 6 \text{ GeV}$
- $d_0/\sigma_{\text{φάλμα μέτρησης}} < 15$
- Κριτήριο απομόνωσης (isolation)/  $P_{T\text{λεπτονίου}}$  στις τροχιές  $< 2$
- Κριτήριο απομόνωσης στα καλορίμετρα (calo isolation)/  $P_{T\text{λεπτονίου}} < 2$
- Ελάχιστη αναλλοίωτη μάζα των δύο λεπτονίων  $> 10 \text{ GeV}$
- Μέγιστη αναλλοίωτη μάζα των δύο λεπτονίων  $< 150 \text{ GeV}$

B) Για τέσσερα λεπτόνια

- Οι ορμές των τεσσάρων λεπτονίων  $P_{T1,2,3,4} > 20, 15, 6, 6 \text{ GeV}$  αντίστοιχα
- $m_{12} > 50 \text{ GeV}$
- $m_{34} > 2 \text{ GeV}$

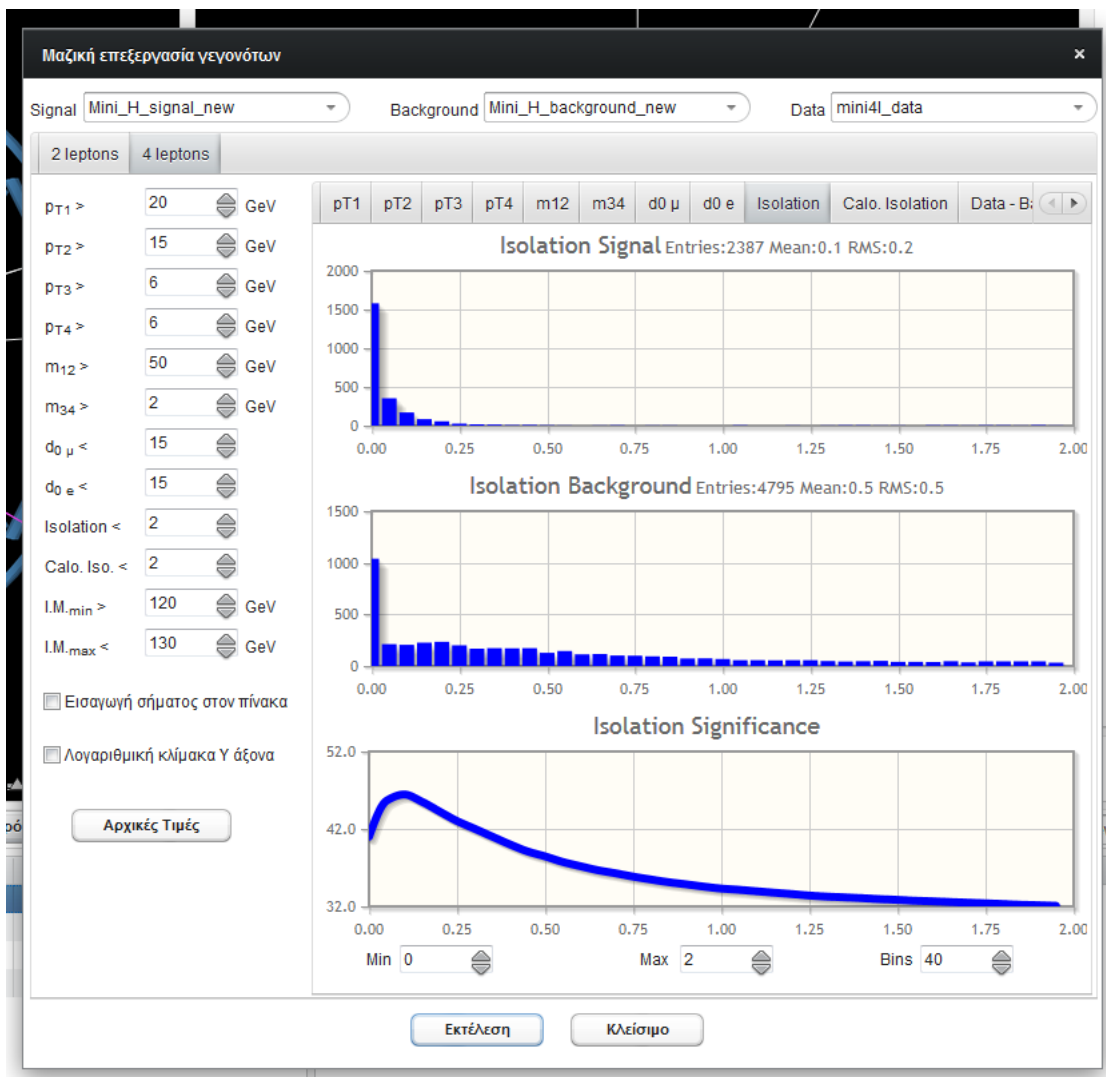
- $d_{0\mu}$ /σφάλμα μέτρησης  $< 15$
- $d_{0e}$ /σφάλμα μέτρησης  $< 15$
- Κριτήριο απομόνωσης (isolation)/  $P_{T\text{λεπτονίου}} < 2$
- Κριτήριο απομόνωσης (isolation) στα καλορίμετρα /  $P_{T\text{λεπτονίου}} < 2$
- Ελάχιστη αναλλοίωτη μάζα των τεσσάρων λεπτονίων  $> 50 \text{ GeV}$
- Μέγιστη αναλλοίωτη μάζα των τεσσάρων λεπτονίων  $< 500 \text{ GeV}$

Για να βελτιστοποιήσετε τα cuts στις τιμές των ανωτέρω κατανομών θα χρησιμοποιήσετε μία μέθοδο παρόμοια με αυτή την οποία χρησιμοποίησαν και οι ερευνητές (μια από αυτές) για να οδηγηθούν στην ανακάλυψη του Higgs. Θα εξετάσετε την κατανομή της αντίστοιχης μεταβλητής επιλέγοντας την από την πάνω σειρά (σχήμα 10) του παραθύρου «μαζική επεξεργασία γεγονότων»:



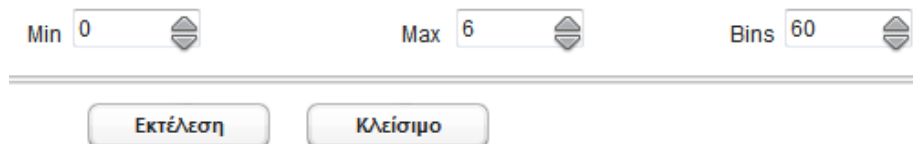
Σχ.10 Tabs επιλογής ιστογραμμάτων a) δύο λεπτονίων και b) τεσσάρων λεπτονίων

Όταν κάνετε κλικ σε οποιαδήποτε από αυτά τα tabs και μετά πατήστε το κουμπί «Εκτέλεση» θα εμφανιστούν τρία ιστογράμματα στο παράθυρο (σχήμα 11). Το πρώτο είναι το ιστόγραμμα της μεταβλητής για το «σήμα προσομοιωμένων γεγονότων», το δεύτερο το αντίστοιχο ιστόγραμμα για το «υπόβαθρο προσομοιωμένων γεγονότων» και το τρίτο η καμπύλη που δείχνει την σημαντικότητα (βλ. Παράρτημα Γ) (significance) δηλαδή πόσο καλά ξεχωρίζουμε το σήμα από το υπόβαθρο, το οποίο θα σας βοηθήσει να ορίσετε την τιμή του cut.



Σχ.11 Παράθυρο σχεδίασης των ιστογραμμάτων ενός από τα cuts

Τα όρια των ιστογραμμάτων καθώς και τον αριθμό των ιστών (bins) μπορείτε να τα μεταβάλετε από τα edit boxes στο κάτω μέρος του παραθύρου (σχήμα 12) και να ξανασχεδιάσετε τα ιστογράμματα πατώντας πάλι «Εκτέλεση». Όταν αλλάξετε κάποιο από τα cuts, πρέπει να ξαναπατήσετε «Εκτέλεση» για να δείτε τα νέα ιστογράμματα.



Σχ.12 Παράθυρο επιλογής των ορίων των ιστογραμμάτων

Ακόμη μπορείτε να διαλέξετε λογαριθμική παρουσίαση του y-άξονα των ιστογραμμάτων κάνοντας «τικ» στο κουτάκι που βρίσκεται κάτω από τα «cuts»  Λογαριθμική κλίμακα Y άξονα

## Βελτιστοποίηση των κριτηρίων επιλογής

Η ανάλυση σας θα γίνει ως εξής:

- Ελέγξτε ότι οι τιμές των μεταβλητών των κριτηρίων επιλογής (cuts) έχουν τις «default» τιμές και διαλέξτε μια από αυτές τις μεταβλητές για να βελτιστοποιήσετε την επιλογή. Σχεδιάστε τα αντίστοιχα ιστογράμματα του σχήμα 11 για την μεταβλητή που μελετάτε.
- Σημειώστε επίσης ότι όσο πιο διαφορετικές μεταξύ τους είναι οι κατανομές (τα ιστογράμματα) του σήματος και του υπόβαθρου, τόσο πιο εύκολα μπορείτε να βρείτε μια τιμή της μεταβλητής και να ορίσετε το cut (είτε  $>$ , είτε  $<$ ) ώστε να «κόψετε/πετάξετε» όσο το δυνατόν περισσότερο υπόβαθρο και λιγότερο σήμα.
- Διαλέξτε την τιμή του cut η οποία μεγιστοποιεί την «σημαντικότητα» χωρίς όμως να κόβει μεγάλο ποσοστό του σήματος (η επιλογή αυτή είναι και θέμα εμπειρίας).
- Ελέγξτε πόσο αποτελεσματική ήταν η επιλογή σας σχεδιάζοντας την κατανομή «data-background». Εκεί πρέπει να έχετε όσο το δυνατόν περισσότερα γεγονότα σήματος και λιγότερα υποβάθρου (σε σύγκριση με όσα είχατε πριν εφαρμόσετε το νέο cut).
- Αφού διαλέξετε την τιμή του συγκεκριμένου cut την θέτετε στην αντίστοιχη θέση του σχήμα 11 και προχωράτε να εξετάσετε την επόμενη μεταβλητή. Αφού βελτιστοποιήσετε όλες τις δυνατές μεταβλητές (αυτές του σχήματος 11) σχεδιάζετε την κατανομή «data-background» και την συγκρίνετε με την αρχική (με τις default τιμες των cuts).
- Αν είσαστε ικανοποιημένοι σταματάτε. Αν όχι κάνετε άλλη μια φορά την διαδικασία (iteration) ξεκινώντας από τις τιμές των cuts που μόλις έχετε καθορίσει.
- Ελέγξτε την πορεία των επιλογών εξετάζοντας το «history» tab, το οποίο υπολογίζει αυτόματα την σημαντικότητα σε κάθε βήμα.

## Υποδείξεις για την καλύτερη εκτέλεση της άσκησης:

Για δική σας ευκολία και για μικρότερη διάρκεια της άσκησης **δεν θα βελτιστοποιήσετε όλα τα cuts στο δεύτερο μέρος αλλά μόνο τα  $P_{T3,4}$ ,  $m_{34}$ ,  $d_{0\mu}$  και isolation** με την εξής σειρά:

- Ξεκινήστε από τα αρχικά cuts (δηλαδή με τα default cuts) στην περιοχή μαζών  $50 < m_{41} < 150 \text{ GeV}$  και διαλέξτε μια κατάλληλη τιμή του  $P_{T3}$ .
- Κρατώντας αυτή την τιμή του  $P_{T3}$ , διαλέξτε μία τιμή για το  $P_{T4}$
- Κρατώντας αυτές τις τιμές των  $P_{T3}$  και  $P_{T4}$  διαλέξτε μία τιμή για το  $m_{34}$
- Κρατώντας αυτές τις τιμές των  $P_{T3}$ ,  $P_{T4}$  και  $m_{34}$  διαλέξτε μία τιμή για το  $d_{0\mu}$
- Κρατώντας αυτές τις τιμές των  $P_{T3}$ ,  $P_{T4}$ ,  $m_{34}$  και  $d_{0\mu}$  διαλέξτε μία τιμή για το **isolation**

Μετά τα βήματα αυτά εκτιμήστε την αποτελεσματικότητα των cuts που επιλέξατε ελέγχοντας την τιμή της σημαντικότητας που δίνει το «history» για την περιοχή μαζών πολύ κοντά στην μάζα του Higgs δηλαδή  $120 < m_{41} < 130 \text{ GeV}$ . Είναι καλύτερα τα αποτελέσματα σας από ότι στο βήμα 1;

- Κρατήστε τις νέες τιμές  $O\Lambda\Omega N$  των cuts και βελτιστοποιήστε πάλι κατά τα σειρά τα  $P_{T3}$ ,  $P_{T4}$ ,  $m_{34}$ ,  $d_{0\mu}$  και **isolation**. Δηλαδή ακολουθήστε πάλι τα βήματα 2-7 αλλά ξεκινώντας από διαφορετικές αρχικές τιμές των cuts.

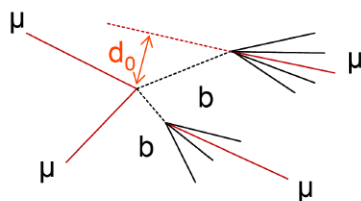
Σημείωση: Εάν θέλετε να εξετάσετε τις κατανομές των κινηματικών μεταβλητών των **πραγματικών δεδομένων**, μπορείτε να επιλέξετε ως δείγμα στο πάνω αριστερό μέρος του tab του σχήματος 7 τα πραγματικά δεδομένα (είτε για δύο είτε για τέσσερα λεπτόνια) και να χρησιμοποιήσετε τα tabs του σχήματος 10 για να εξετάσετε τις διάφορες διαθέσιμες διανομές.

## Ερωτήσεις

1. Αν σχεδιάσετε την κατανομή της αναλοιώτης μάζας για τα πραγματικά δεδομένα (ll\_data) ξεκινώντας από πολύ χαμηλές μάζες  $m_{ll} > 2 \text{ GeV}$ , τι παρατηρείτε σε αυτές τις χαμηλές μάζες. Δεν μπορείτε να κάνετε το ίδιο με τα προσομοιωμένα δεδομένα (ll\_signal) γιατί η δημιουργία τους ξεκινάει από μεγαλύτερες μάζες.
2. Στο ιστόγραμμα «combined» της μάζας των δύο λεπτονίων μετά τα καλύτερα cuts που βρήκατε, να συγκρίνετε τα data και το Monte Carlo σε περιοχή μαζών κοντά στο Z. Τι παρατηρείτε;
3. Ένα είδος υποβάθρου στα δύο λεπτόνια είναι αυτό από παραγωγή ζεύγους  $t\bar{t}$  κουάρκ. Ερευνήστε στην βιβλιογραφία πως μπορούν να παραχθούν τα δύο λεπτόνια σε αυτήν την περίπτωση. Τι ιδιότητες θα έχουν αυτά;
4. Σχεδιάστε την κατανομή μαζών από το ιστόγραμμα «data-background» για την περιοχή μαζών  $80 < m_{41} < 170 \text{ GeV}$  και συγκρίνετε την με αυτή του σχήματος 3. Είναι παρόμοιες; Σχολιάστε.
5. Αν ο αριθμός των γεγονότων σήματος στην περιοχή μαζών  $120 < m_{41} < 130 \text{ GeV}$  μετά από τα βέλτιστα cuts ήταν 100 φορές μικρότερος από αυτά που έχετε εσείς και ο αριθμός του υποβάθρου 20 φορές μικρότερος, ποιά θα ήταν η σημαντικότητα της ανακάλυψης;
6. Η σημαντικότητα, έτσι όπως την ορίζουμε αντιστοιχεί αριθμητικά σε αριθμό τυπικών αποκλίσεων της κανονικής κατανομής. Πόση πρέπει να είναι η αναμενόμενη σημαντικότητα, για να αποκλείσετε με πιθανότητα 95% κάποιο σήμα, το οποίο δεν εμφανίστηκε όταν εκτελέστηκε το πείραμα;

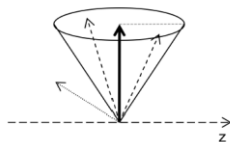
## Παράρτημα

**A:** Παράμετρος κρούσης ( $d_0$ ) είναι η κάθετη απόσταση της (δευτερεύουσας) κορυφής των λεπτονίων από το σημείο σύγκρουσης των δεσμών (πρωτεύουσα κορυφή) όπως στο σχήμα.



Αν τα κάποιο από τα λεπτόνια προέρχεται από διάσπαση b-κουάρκ (δηλαδή από υπόβαθρο jets ή t/b κουάρκς), τότε λόγω του πεπερασμένου (και όχι απειροστού) χρόνου ζωής του b-κουάρκ, η κορυφή που ορίζεται μπορεί να απέχει κάποια (πεπερασμένη) απόσταση από την πρωτεύουσα κορυφή, δηλαδή να είναι «μετατοπισμένη». Ενώ στην περίπτωση όπου όλα τα λεπτόνια προέρχονται από κατευθείαν διασπάσεις του/των Z τότε η κορυφή τους θα είναι πολύ κοντά (πρακτικά θα ταυτίζεται) με την πρωτεύουσα κορυφή. Αυτό είναι ένα cut που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε για απόρριψη του υποβάθρου. Για την ακρίβεια χρησιμοποιούμε τιμές του  $d_0$  διαιρεμένου με το σφάλμα στην μέτρηση του. Στην περίπτωση της έρευνας για Higgs, επειδή η μέτρηση του  $d_0$  των ηλεκτρονίων και το μυνίων γίνεται με δυο διαφορετικούς τρόπους, στο σχήμα 9(b) δίνονται ξεχωριστά οι δύο τιμές.

**B:** Κριτήριο απομόνωσης είναι ένα μέτρο κατά πόσο το κάθε λεπτόνιο έχει κοντά του άλλα σωματίδια. Χρησιμοποιούμε ένα κριτήριο απομόνωσης που βασίζεται σε γειτονικές τροχιές (iso) και ένα που βασίζεται σε γειτονική εναπόθεση ενέργειας (calo iso). Παρ' όλο που και τα δύο δίνουν βασικά την ίδια πληροφορία επειδή αυτή προέρχεται από δύο διαφορετικούς ανιχνευτές (ανιχνευτής φορτισμένων τροχιών και καλορίμετρα) μπορεί να δώσει επί πλέον ικανότητα απόρριψης του υποβάθρου. Παίρνουμε ένα κώνο ανοίγματος περίπου  $30^\circ$  ( $20^\circ$ ) και αθροίζουμε τις εγκάρσιες ορμές των τροχιών (εκτός από το λεπτόνιο που εξετάζουμε) που είναι μέσα σε αυτόν τον κώνο ή τις γειτονικές ενέργειες στο καλορίμετρο -όπως στο παρακάτω σχήμα.



και τέλος διαιρούμε με την εγκάρσια ορμή του λεπτονίου που εξετάζουμε. Τα λεπτόνια από το υπόβαθρο, επειδή τουλάχιστον μπορεί να προέρχονται από διασπάσεις κουάρκ που οδηγούν σε πίδακες σωματιδίων, αναμένεται να είναι λιγότερο απομονωμένα από ότι το σήμα.

**Γ:** Σημαντικότητα (significance) είναι η τιμή του

$$significance = \sqrt{2 * \left( (S + B) * \ln \left( 1 + \frac{S}{B} \right) - S \right)}$$

Όπου S ο αριθμός γεγονότων σήματος μέχρι εκείνο το σημείο και B ο αριθμός γεγονότων του υποβάθρου μέχρι εκείνο τη σημείο. Όσο πιο μεγάλη είναι η τιμή της τόσο πιο στατιστικά σημαντική είναι η παρατήρηση.

## ΑΣΚΗΣΗ 7: ΜΕΤΡΗΣΗ ΜΙΟΝΙΚΗΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΑΣ ΤΗΣ ΚΟΣΜΙΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

### 7.1 Παραγωγή Μιονίων

Από την αντίδραση των πρωτογενών πρωτονίων, παράγονται κυρίως πιόνια. Τα φορτισμένα πιόνια διασπώνται σε μόνια και νετρίνα σύμφωνα με την αντίδραση:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

Ο μέσος χρόνος ζωής του πιονίου είναι:  $\tau = 2,603 \times 10^{-8}$ s.

Το μόνιο διασπάται σε ηλεκτρόνιο και νετρίνα :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Ο μέσος χρόνος ζωής του μιονίου είναι  $2,197 \times 10^{-6}$ s

Επίσης μόνια παράγονται κατά την διάσπαση των  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$

Τα K παράγονται στους αδρονικούς καταιονισμούς.

*Σχετικιστικός χρόνος ζωής του μιονίου.*

Ο μέσος χρόνος ζωής ( $t_0$ ), στο σύστημα ηρεμίας του μιονίου, είναι  $2,197 \times 10^{-6}$ s και φυσικά με την κλασσική φυσική δε θα μπορούσε να φθάσει ποτέ στη γη και ν' ανιχνευθεί, αφού διανύει απόσταση 15 περίπου χιλιομέτρων (ύψος μέγιστης παραγωγής των μιονίων). Λόγω της σχετικιστικής τους ταχύτητας, ο χρόνος ζωής γίνεται:

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \text{όπου } \beta = \frac{v}{c}$$

Ένα μόνιο με ορμή 2.4 GeV/c έχει το χρόνο να διανύσει την απόσταση των 15 περίπου χιλιομέτρων, από το σημείο που δημιουργήθηκε, μέχρι να φθάσει στη επιφάνεια της γης. Όμως λόγω της αλληλεπίδρασης με την ύλη της ατμόσφαιρας, χάνει ενέργεια και τελικά η εμβέλεια του, περιορίζεται σε 8.7 km.

### 7.2 Απώλεια ενέργειας

Οι μηχανισμοί με τους οποίους ένα φορτισμένο σωματίδιο χάνει ενέργεια είναι : α) *Ιονισμός* β) *Ακτινοβολία πέδης* (bremsstrahlung). Οι μηχανισμοί αυτοί περιγράφονται στο φυλλάδιο του εργαστηρίου κορμού. Για την περιοχή ορμών 0,5 ως 100 GeV/c ο ιονισμός είναι στο ελάχιστο (σωματίδιο ελάχιστου ιονισμού), ενώ η συνεισφορά της απώλειας λόγω ακτινοβολίας είναι <1%. Σε καλή προσέγγιση η διαφορική απώλεια ενέργειας (dE/dx), στον αέρα, είναι  $1.8 \text{ MeVg}^{-1} \text{ cm}^2$ . Έτσι η ενέργεια αποκοπής στην κατακόρυφο, είναι περίπου 2 GeV. Σε σχέση με το ηλεκτρόνιο το μόνιο έχει πολύ μικρότερη απώλεια λόγω ακτινοβολίας πέδης. Η ακτινοβολία πέδης είναι

Μέτρηση μιονικής συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας  
(Γ. Βούλγαρης, Οκτώβριος 2015)



αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της ταχύτητας. Αν συγκρίνω ένα ηλεκτρόνιο και ένα μόνιο με την ίδια ορμή, η εκπομπή ακτινοβολίας πέδης του μιονίου είναι,  $(m_e/m_\mu)^2$  φορές μικρότερη του ηλεκτρονίου.

Το μόνιο λοιπόν έχει μεγάλο χρόνο ζωής και μικρή απώλεια ενέργειας, γι' αυτό είναι το πολυπληθέστερο σωματίδιο στην επιφάνεια της θάλασσας, περίπου 80% της συνολικής ροής. Τα υπόλοιπα είναι πρωτόνια, νετρόνια και ηλεκτρόνια.

### 7.3 Η ροή φορτισμένων σωματιδίων στην επιφάνεια της θάλασσας

Το μόνιο λοιπόν έχει μεγάλο χρόνο ζωής και μικρή απώλεια ενέργειας, γι' αυτό είναι το πολυπληθέστερο σωματίδιο στην επιφάνεια της θάλασσας, περίπου 80% της συνολικής ροής. Τα υπόλοιπα είναι πρωτόνια, νετρόνια και ηλεκτρόνια, Τα ηλεκτρόνια που παρατηρούμε στην επιφάνεια της θάλασσας, παράγονται κυρίως από την διάσπαση των μιονίων, τα υπόλοιπα σωματίδια παράγονται από τους αδρονικούς καταιονισμούς. Την ένταση την μετράμε συνήθως σε σωματίδια ανά μονάδα στερεάς γωνίας, μονάδα επιφάνειας και χρόνου. Δηλαδή  $m^{-2}s^{-1}sterad^{-1}$ . Η τιμή που χρησιμοποιούμε σε γρήγορους υπολογισμούς είναι :

Για την ολική κατακόρυφη ροή:  $I_v=1,1 \times 10^2 m^{-2}s^{-1}sterad^{-1}$

Για την ροή μιονίων:  $I_{\mu}= 0,8 \times 10^2 m^{-2}s^{-1}sterad^{-1}$

Η τιμή αυτή μεταβάλλεται ως και 10% με το γεωγραφικό πλάτος (μαγνητικό πεδίο της γης).

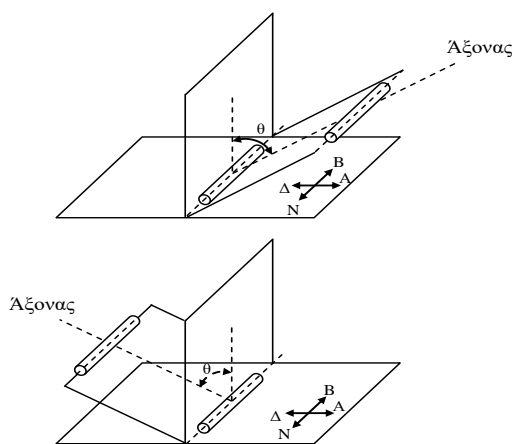
## ΤΗΛΕΣΚΟΠΙΟ ΜΙΟΝΙΩΝ

Η διάταξη που χρησιμοποιείται σ' αυτή την άσκηση για καταμέτρηση μιονίων είναι το τηλεσκοπιοκοσμικών ακτίνων και απαρτίζεται από δύο παράλληλους σπινθηρισμών τοποθετημένους σε πλαίσιο, το οποίο μπορεί να περιστρέφεται γύρω από οριζόντιο άξονα. Ο άξονας του τηλεσκοπίου είναι προσανατολισμένος στη διεύθυνση Βορράς-Νότος, ενώ όταν στρέφεται γύρω από τον άξονα του σχηματίζει γωνία από  $0^0$  έως  $90^0$  ως προς την κατακόρυφο. Ως ζενιθιακή γωνία ορίζεται η γωνία μεταξύ της κατακορύφου και της ευθείας που ενώνει τα μέσα των δύο σπινθηριστών (Σχήμα 1). Τα σήματα των δύο σπινθηριστών εισέρχονται σε κύκλωμα σύμπτωσης.

Ένα μόνιο που περνά από τους δύο σπινθηριστές δημιουργεί ταυτόχρονα σήματα στους δύο σπινθηριστές. Η σύμπτωση των δύο σημάτων ορίζει το μόνιο.

Λόγω των διαστάσεων των δύο σπινθηριστών, το τηλεσκόπιο μετρά μίονια που περνούν μέσα από τον κώνο που ορίζουν οι ακμές των σπινθηριστών.

Επειδή το "τηλεσκόπιο" (T) καταμετρά μίονια που προέρχονται από ορισμένες διευθύνσεις, μπορούμε να μελετήσουμε την απορρόφησή τους από



Σχήμα 1 Τηλεσκόπιο μιονίων

Μέτρηση μιονικής συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας  
(Γ. Βούλγαρης, Οκτώβριος 2015)

την ατμόσφαιρα σαν συνάρτηση της ζενιθιακής γωνίας.

Η ροή των σωματιδίων εξαρτάται από την πυκνότητα της ατμόσφαιρας που βρίσκεται πάνω από τον απαριθμητή. Επομένως, ο ρυθμός καταμέτρησης μεταβάλλεται με το πάχος της ατμόσφαιρας ή με την ατμοσφαιρική πίεση. Η ένταση των σωματιδίων σαν συνάρτηση της ατμοσφαιρικής πίεσης μπορεί να περιγραφεί μ'

$$\text{ένα εκθετικό νόμο (Lapoint και Rose, 1962)} \quad N = N_0 e^{\frac{\alpha}{100}(p_0 - p)} \quad (1)$$

Στο σχήμα 1 βλέπουμε ότι η ροή που μετράει το "τηλεσκόπιο" σε κάθε γωνία εξαρτάται από το ποσό της μάζας της ατμόσφαιρας που διατρέχουν τα σωματίδια και από την απόσταση. Από το ίδιο σχήμα προκύπτει γεωμετρικά, ότι η απόσταση  $\Delta = AB$  που διανύουν τα σωματίδια μέσα στην ατμόσφαιρα μεταβάλλεται με την ζενιθιακή γωνία  $\theta$ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta = R \sqrt{1 - \left(\frac{r^2}{R^2}\right) \sin^2 \theta} - r \cos \theta \quad (2)$$

Στις οριακές θέσεις έχουμε:

$$\text{για } \theta = 0^0 \quad (\text{κατακόρυφη θέση}) \quad \Delta_0 = R - r$$

$$\text{για } \theta = 90^0 \quad (\text{οριζόντια θέση}) \quad \Delta = \sqrt{R^2 - r^2}$$

Αν συμβολίσουμε με  $P^*$  τη συνολική "πίεση" που χαρακτηρίζει το φαινόμενο της απορρόφησης λόγω ατμοσφαιρικής μάζας και της απόστασης που πρέπει να διανύσουν τα μίονια, έχουμε τον τύπο:

$$P^* = P_0 e^{(\rho_0 g / P_0)(\Delta - \Delta_0)} \quad (3)$$

Εδώ, η αύξηση του  $\Delta$  συνεπάγεται αύξηση της μάζας που πρέπει να διασχίσουν τα μίονια, άρα και αύξηση του  $P^*$ ,  $P_0$  είναι η πίεση για  $\theta = 0^0$ , ενώ  $P^*$  είναι η "πίεση" για κάθε γωνία  $\theta$ ,  $\rho_0$  είναι η πυκνότητα του αέρα.

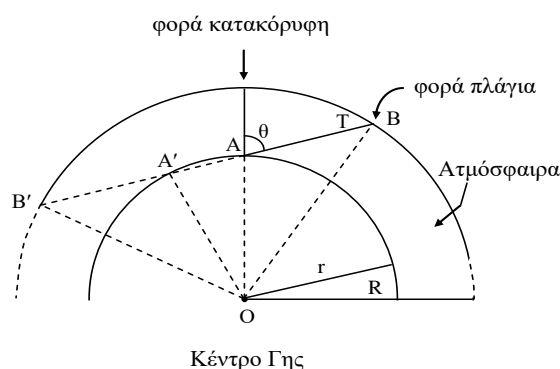
Λογαριθμίζοντας τη σχέση (1) έχουμε:  $\ln \frac{N}{N_0} = \frac{a}{100} (P_0 - P^*)$ , όπου η πίεση  $P^*$  υπολογίζεται από τη σχέση (3). Οπότε ο συντελεστής απορρόφησης δίνεται από την κλίση της ευθείας  $\ln \frac{N}{N_0} = f(P_0 - P^*)$

Από τα παραπάνω προκύπτει, ότι για διαφορετικές γωνίες, τα σωματίδια διανύουν διαφορετικά πάχη στην ατμόσφαιρα και η απορρόφηση της ακτινοβολίας εξαρτάται από την ζενιθιακή γωνία. Η μείωση της έντασης  $I$  της Κ.Α. σαν συνάρτηση της

ζενιθιακής γωνίας  $\theta$  του τηλεσκοπίου δίνεται από τη σχέση:

$$\boxed{I = I_0 \cos^2 \theta} \quad (4)$$

όπου  $I_0$  η ένταση στην κατακόρυφη διεύθυνση.



Σχήμα 2. Ζενιθιακή κατανομή της έντασης της Κ.Α.

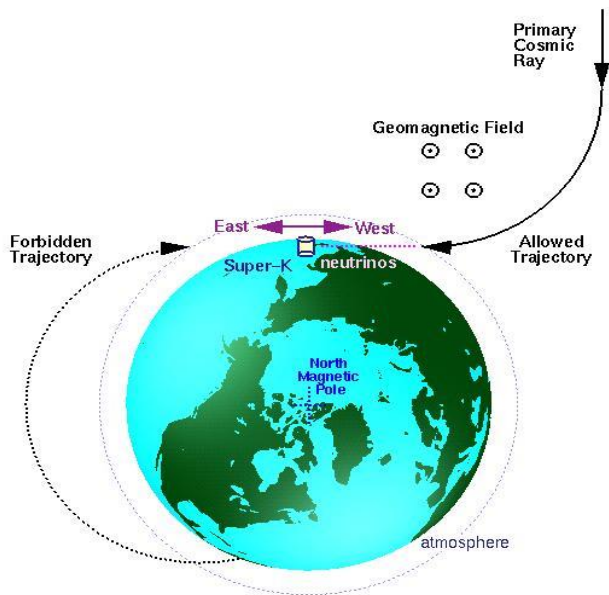
Η σχέση ισχύει για ενέργειες  $E < 1 \text{ TeV}$ . Σύμφωνα με τον παραπάνω τύπο, θα περιμέναμε η οριζόντια ροή να είναι μηδενική. Όμως το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων επεκτείνεται σε πολύ υψηλές ενέργειες. Στις ενέργειες αυτές η ένταση ακολουθεί τη σχέση  $I_0 \cdot \sec\theta$ .

Όταν το “τηλεσκόπιο” των κοσμικών ακτίνων προσανατολισθεί κατά τη διεύθυνση Βορράς-Νότος και μετρήσουμε τη ζενιθιακή κατανομή Ανατολικά και Δυτικά του μεσημβρινού, παρατηρούμε ότι η ένταση στα Δυτικά, είναι μεγαλύτερη από την ένταση στα Ανατολικά.

*Ερμηνεία του φαινομένου.* Η γη περιβάλλεται από μαγνητικό πεδίο. Κατά προσέγγιση η φορά του είναι από τον Βόρειο προς το Νότιο πόλο, ενώ η οριζόντια συνιστώσα γίνεται μέγιστη στο επίπεδο του ισημερινού και ελάχιστη στους πόλους. Τα πρωτογενή σωματίδια όπως αναφέραμε, αποτελούνται από πρωτόνια και πυρήνες, τα οποία είναι φορτισμένα θετικά. Αν θεωρήσουμε ένα θετικό σωματίδιο που κατευθύνεται κατακόρυφα προς τη γη, τότε η οριζόντια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου της γης στρέφει το σωματίδιο προς τα ανατολικά. Το φαινόμενο είναι πιο έντονο στον ισημερινό και εξαφανίζεται στους πόλους. Ο συντελεστής ασυμμετρίας ορίζεται από τη σχέση:

$$A = \frac{I_{\Delta} - I_A}{I_{\Delta} + I_A} \quad (5)$$

όπου  $I_{\Delta}$  και  $I_A$  εντάσεις της Κ.Α. δυτικά και ανατολικά αντίστοιχα για την ίδια ζενιθιακή γωνία. Η ασυμμετρία στη θέση της Αθήνας είναι περίπου 5% και για να την παρατηρήσουμε, χρειαζόμαστε καλή στατιστική. Η διάρκεια της άσκησης είναι μικρή και έτσι δεν μπορούμε να την μετρήσουμε.



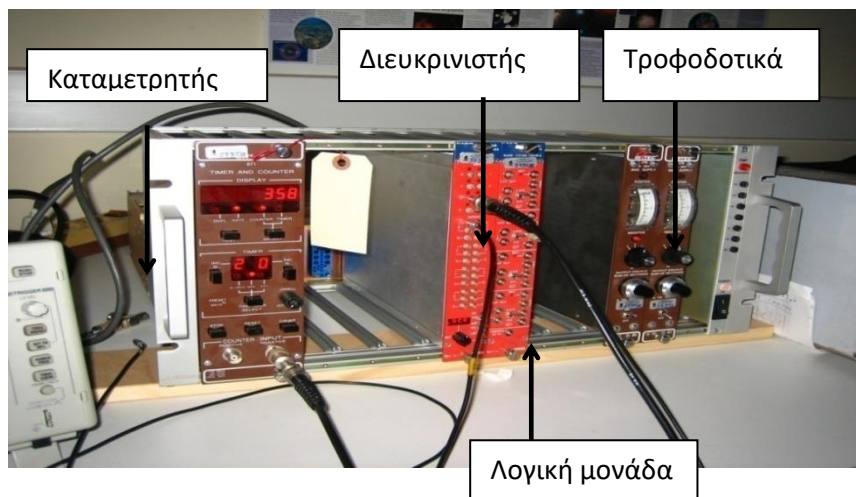
Σχήμα 3 . Το φαινόμενο της ανατολικο-δυτικής ασυμμετρίας

### Το τηλεσκόπιο της άσκησης

Το τηλεσκόπιο αποτελείται από δύο πλαστικούς σπινθηριστές με διαστάσεις : 91,6 x 3,73 x 1,92 cm. Ο φωτεινός παλμός που παράγεται στο σπινθηριστή ανιχνεύεται από έναν φωτοπολλαπλασιαστή. Ο σπινθηριστής είναι τυλιγμένος σε μαύρο πλαστικό που εμποδίζει τη διέλευση του φωτός του περιβάλλοντος. Ο φωτοπολλαπλασιαστής περιβάλλεται από σωλήνα μαγνητικού υλικού (mu-metal) για θωράκιση από το μαγνητικό πεδίο της γης και αγωγίμο περίβλημα (χαλκός ) για θωράκιση από τα ραδιοφωνικά κύματα (RF).

### Ηλεκτρονικές Μονάδες

Οι μονάδες που χρησιμοποιούμε ακολουθούν το πρότυπο NIM ( Nuclear Instrumentation Modules) και παρουσιάζονται στο σχήμα 4.



Σχήμα 4 :Το πλαίσιο NIM (NIM Bin) που χρησιμοποιούμε, μαζί με τον καταμετρητή, το διευκρινιστή, τη λογική μονάδα και τα τροφοδοτικά Υψηλής Τάσης.

**Διευκρινιστής (Discriminator)** : Ο διευκρινιστής που χρησιμοποιούμε, δέχεται στη είσοδο, αρνητικούς παλμούς. Όταν η είσοδος γίνει αρνητικότερη από το κατώφλι,

Μέτρηση μιονικής συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας  
( Γ. Βούλγαρης, Οκτώβριος 2015)

δημιουργείται στη έξοδο αρνητικός παλμός σταθερού εύρους. Το ύψος του λογικού παλμού είναι 800 mV. (Η λογική στάθμη NIM, ορίζεται ως ρεύμα 16 mA σε αντίσταση 50Ω). Το κατώφλι ρυθμίζεται από -1 mV ως 255 mV και το εύρος του παλμού εξόδου από 6 ns ως 100 ns. Η μονάδα έχει 8 ανεξάρτητα κανάλια και κάθε κανάλι δύο εξόδους

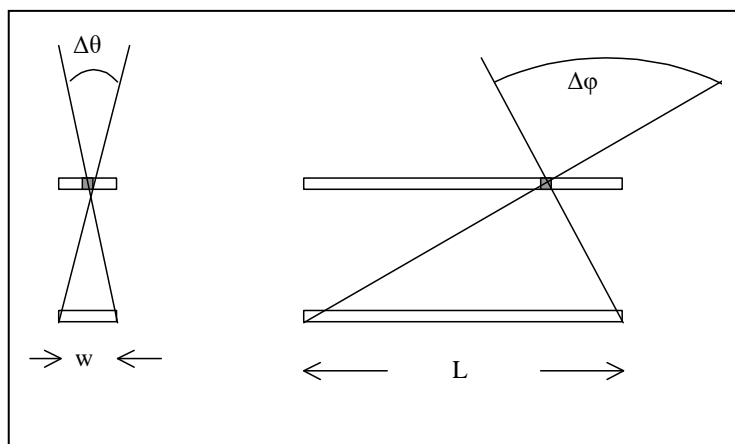
**Λογική Μονάδα (LogicUnit):**Κάθε κανάλι της έχει δύο εισόδους. Οι εισοδοί δέχονται λογικά σήματα NIM. Με τον εξωτερικό διακόπτη, επιλέγουμε την λογική λειτουργία OR ή AND. Το λογικό σήμα AND, παράγεται όταν η επικάλυψη ανάμεσα στα λογικά σήματα της εισόδου είναι  $\geq 4ns$ . Το εύρος του παλμού εξόδου, ρυθμίζεται από 4 ως 650 ns. Η μονάδα διαθέτει 4 ανεξάρτητα κανάλια.

**Καταμετρητής (Counter-Timer):**Μετράει παλμούς στην είσοδο του σε ρυθμιζόμενο χρόνο. Η είσοδος μπορεί να είναι παλμοί NIM ή TTL.

**Τροφοδοτικό Υψηλής Τάσης:** Το τροφοδοτικό αυτό, παρέχει τάση ρυθμιζόμενη από 0 V ως 2 kV, ρεύμα ως 1mA. Είναι κατάλληλο για την τροφοδοσία του διαιρέτη φωτοπολλαπλασιαστή. Η τάση ρυθμίζεται με ακρίβεια 1 V. Αν το ρεύμα υπερβεί το όριο, μηδενίζεται η τάση. Προσέχουμε να μην είναι ρυθμισμένο σε υψηλή τάση, κατά το άνοιγμα της παροχής.

#### Υπολογισμός της αποδοχής του ανιχνευτή

Αναφέραμε ότι η συσκευή μας είναι κατασκευασμένη να δέχεται σωματίδια από μια διεύθυνση. Στην πράξη πρόκειται για μία γωνία  $\Delta\theta$  γύρω από την γωνία προσανατολισμού και μια γωνία  $\Delta\phi$  κατά τη διεύθυνση Βορρά Νότου, που προσδιορίζεται από το μήκος των σπινθηριστών. Στο παρακάτω σχήμα (αριστερά) βλέπουμε την προβολή των σπινθηριστών κάθετα στον άξονα  $x$  και στο σχήμα (δεξιά) παράλληλα προς τον άξονα  $x$ .



Αν θωρήσουμε μία μικρή επιφάνεια  $dS$  του άνω σπινθηριστή, βλέπουμε ότι για να καταμετρηθεί ένα μόνιο πρέπει η τροχιά του να βρίσκεται μέσα στην πυραμίδα που ορίζεται από τις γωνίες  $\Delta\theta$  και  $\Delta\phi$ , δηλαδή μέσα σε μια στερεά γωνία  $\Delta\Omega$ . Έτσι η ένταση της ακτινοβολίας ορίζεται

σαν ο αριθμός των σωματιδίων ανά μονάδα χρόνου, που διέρχονται μέσα από την επιφάνεια  $dS$  και την στερεά γωνία  $d\Omega$ . Οι μονάδες της είναι  $m^{-2}s^{-1}sterad^{-1}$ .

Αν η συσκευή αποτελείτο από έναν μακρύ ανιχνευτή και έναν με επιφάνεια  $dS$ , θα υπολογίζαμε την  $\Delta\Omega$ , θα πολλαπλασιάζαμε με την επιφάνεια  $dS$  και τελικά με την αναμενόμενη τιμή της έντασης.

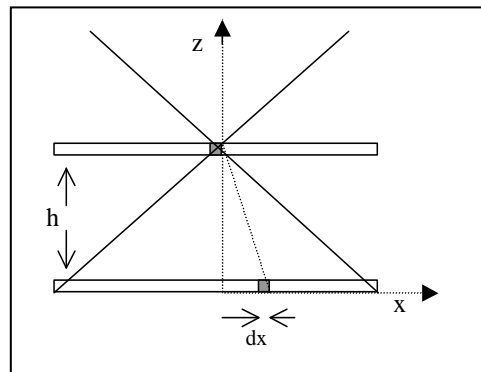
Έστω ότι το  $dS$  βρίσκεται στο μέσο του ανιχνευτή (σχ 16). Ο υπολογισμός ξεκινάει από τον ορισμό της στερεάς γωνίας.

Μέτρηση μονικής συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας  
(Γ. Βούλγαρης, Οκτώβριος 2015)

$$d\Omega = dS/r^2, \quad \text{όπου} \quad dS = w dx \quad \text{και} \quad r^2 = h^2 + x^2$$

$$\Omega = 2 \int_0^{L/2} dS/r^2 = 2 \int_0^{L/2} \frac{w dx}{h^2 + x^2} = 2 \frac{w}{h} \tan^{-1} \left( \frac{x}{h} \right) \Big|_0^{L/2} \Rightarrow \Omega = 2 \frac{w}{h} \tan^{-1} \left( \frac{L/2}{h} \right)$$

Οι διαστάσεις της συσκευής είναι:  $L=91.6 \text{ cm}$ ,  $h=35.5 \text{ cm}$ ,  $w=3,7 \text{ cm}$



Σχήμα 5 Ορισμός της επιφάνειας  $dS$

Επειδή ο δεύτερος ανιχνευτής έχει μήκος  $L$  και πλάτος  $w$  θα τον χωρίσουμε σε στοιχειώδεις επιφάνειες  $dS$ , θα πολλαπλασιάσουμε κάθε  $dS$  με το αντίστοιχο  $\Delta\Omega$  και θα προσθέσουμε. Το μέγεθος αυτό ονομάζουμε *αποδοχή* του ανιχνευτή. Το  $\Delta\Omega$  δεν είναι σταθερό και πρέπει να υπολογιστεί για κάθε θέση. Δηλαδή :

$$A_{\text{int}} = \sum \Delta\Omega \cdot \Delta S \quad \text{ή} \quad A_{\text{int}} = \int d\Omega \cdot dS$$

Ο υπολογισμός γίνεται εύκολα με αριθμητικό ολοκλήρωμα.

Για τις ανάγκες της άσκησης είναι αρκετό να υποθέσουμε ότι το  $\Delta\Omega$  που υπολογίζουμε όταν το  $dS$  βρίσκεται στο μέσο του ανιχνευτή, είναι σταθερό. Έτσι πολλαπλασιάζουμε το  $\Delta\Omega$  με την επιφάνεια  $S$  του ανιχνευτή.

Συμπεραίνουμε ότι για να υπολογίσουμε:

- i) Την αναμενόμενη ροή: πολλαπλασιάζουμε την τιμή της βιβλιογραφίας με την αποδοχή της συσκευής.
- ii) Για να μετατρέψουμε τις μετρήσεις μας σε ένταση κοσμικής ακτινοβολίας: διαιρούμε με την αποδοχή.

**Απόδοση του τηλεσκοπίου: Έχουμε μετρήσει την απόδοση του τηλεσκοπίου και είναι ίση με 95%.**

## ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

1. Ρυθμίζουμε την διάρκεια της μέτρησης σε 15 min.
2. Παίρνουμε μετρήσεις της Κ.Α. με το “τηλεσκόπιο” μιονίων συναρτήσει της γωνίας  $\theta$  ανά  $15^\circ$  και μέχρι τη γωνία  $\theta = 90^\circ$ , συμπληρώνοντας στους πίνακες, μία σειρά με ανατολικές και μια με δυτικές κατευθύνσεις.
3. Χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα PAW, κάνουμε προσαρμογή της καμπύλης  $N(\theta)$  με την συνάρτηση  $P1*\cos(\theta)^{P2}+P3$ . Το  $P3$  είναι το υπόβαθρο των μετρήσεων μας. Το πρόγραμμα δίνει το ιστόγραμμα και τα αποτελέσματα της προσαρμογής.

### Επεξεργασία των μετρήσεων

4. Παριστάνουμε γραφικά τη σχέση  $\Delta = f(\theta)$  για τις γωνίες  $10^\circ - 50^\circ$  (ακτίνα γης  $r = 6400$  km, πάχος ατμόσφαιρας που διανύουν τα μόνια  $R - r = 18$  km).
5. Αφαιρούμε από τις τιμές το υπόβαθρο και παριστάνουμε γραφικά την ευθεία  $\ln(N/N_0) = f(P_0 - P^*)$  και για τις παραπάνω γωνίες προσδιορίζουμε την κλίση  $a$ . Τον ίδιο συντελεστή προσδιορίζουμε και με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων. (Παίρνοντας υπόψη και τις ανατολικές και τις δυτικές μετρήσεις όπου υπάρχουν Ανατολική και Δυτική μέτρηση χρησιμοποιούμε τον μέσο όρο).
6. Μετατρέπουμε τη διαδρομή σε επιφανειακή πυκνότητα και υπολογίζουμε την ενέργεια αποκοπής σε μερικές χαρακτηριστικές γωνίες. Υποθέτουμε ότι το  $g$  είναι σταθερό με το ύψος με τιμή  $9,81 \text{ ms}^{-2}$ .
7. Υπολογίζουμε την αποδοχή του τηλεσκοπίου σύμφωνα με τα παραπάνω.
8. Υπολογίζουμε την ένταση της Κ.Α.  $I$  (ανά μονάδα χρόνου, επιφανείας και στερεάς γωνίας). Διαιρούμε την μετρημένη τιμή με την αποδοχή και την απόδοση. Γράφουμε την καμπύλη  $I = f(\theta)$  για τις γωνίες  $0^\circ - 90^\circ$ , για ανατολικές και δυτικές διευθύνσεις. Κάθε σημείο παριστάνεται με το σφάλμα του.

### Ερωτήσεις

1. Εξηγείστε την προέλευση των μιονίων.
2. Εξηγείστε την εξάρτηση της έντασης από την ζενιθιακή γωνία.
3. Εξηγείστε γιατί η ανίχνευση των μιονίων είναι μια απόδειξη της θεωρίας της σχετικότητας.
4. Γιατί δεν ανιχνεύουμε πιόνια στη επιφάνεια της θάλασσας; Θεωρήστε ένα πιόνιο με ορμή  $2 \text{ GeV}/c$  που παράγεται σε ύψος  $15 \text{ km}$ . Η μάζα του πιονίου είναι  $0,140 \text{ GeV}$  και ο μέσος χρόνος ζωής του είναι  $2,6*10^{-8}\text{s}$ .
5. Η άσκηση γίνεται στο ισόγειο του κτηρίου. Μεσολαβούν τρεις όροφοι από σκυρόδεμα πάχους  $30 \text{ cm}$  ο καθένας. Υπολογίστε την ενέργεια που χάνει ένα μόνιο στο σκυρόδεμα.
6. Το ηλεκτρόνιο και το μόνιο είναι και τα δύο λεπτόνια. Ένα ηλεκτρόνιο με την ίδια ορμή με ένα μόνιο, δεν κατορθώνει να φθάσει στην επιφάνεια της θάλασσας. Εξηγήστε τον λόγο.

7. Μετά την προσαρμογή των δεδομένων παρατηρούμε ότι χρησιμοποιούμε ένα σταθερό όρο που αντιστοιχεί σε κάποιο υπόστρωμα. Κάντε μία υπόθεση για την προέλευσή του

### Βοηθητικοί Πίνακες

$\theta^{\circ}$	N	$\theta$	N
Av.		$\Delta\text{υτ.}$	
$0^{\circ}$		$0^{\circ}$	
$15^{\circ}$		$15^{\circ}$	
$30^{\circ}$		$30^{\circ}$	
$45^{\circ}$		$45^{\circ}$	
$60^{\circ}$		$60^{\circ}$	
$75^{\circ}$		$75^{\circ}$	

	N	$\Delta$	P*	N/N <sub>0</sub>	ln N/N <sub>0</sub>	$\delta\ln N/N_0$	1/100(P <sub>0</sub> -P)*	Επιφαν. Πυκν.
		km	mbar				mbar	g cm <sup>-2</sup>
$0^{\circ}$								
$15^{\circ}$								
$30^{\circ}$								
$45^{\circ}$								
$60^{\circ}$								
$75^{\circ}$								



Γράφημα και παράμετροι προσαρμογής.  $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3} \text{gr.cm}^{-3}$ ,  $g = 9.807 \text{ m.sec}^{-2}$ ,  
 $P_0 = 760 \text{ mmHg}$