

ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΙ ΥΛΗΣ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το Κεφάλαιο αυτό αναφέρεται στην εξέταση και στοιχειώδη διερεύνηση των βασικών διαδικασιών αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης που αποτελούν το φυσικό υπόβαθρο της ακτινολογίας. Στόχος είναι να διευκολυνθεί ο φοιτητής στην κατανόηση των πιο συγκεκριμένων και εφαρμοσμένων εννοιών που αφορούν τη Φυσική της Ακτινοδιαγνωστικής, τη Φυσική της Ακτινοθεραπείας και τη Φυσική της Πυρηνικής Ιατρικής. Δεδομένου ότι το περιεχόμενο του Κεφαλαίου είναι γενικής φύσης, υπάρχει κίνδυνος να χαθεί η λογική σειρά που συνδέει την ανάλυση των φυσικών αρχών με τους στόχους της ακτινολογικής πρακτικής. Για την αποφυγή ενός τέτοιου ενδεχόμενου, οι διάφοροι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης δίνονται με σχηματικό τρόπο ενώ αναλύονται ιδιαίτερα τα στοιχεία στα οποία γίνεται ειδική αναφορά σε άλλα Κεφάλαια της Ιατρικής ακτινοφυσικής.

Ευθύς εξαρχής πρέπει να τονισθεί ότι το μεγαλύτερο μέρος της κλασσικής και μοντέρνας ακτινολογίας, με εξαίρεση την υπερηχογραφία και το NMR, κάνει χρήση ιοντίζουσας ακτινοβολίας, δηλαδή κάνει χρήση ακτινοβολίας που προκαλεί ιονισμό της ύλης και συγκεκριμένα των ιονισμό ατόμων του ανθρώπινου ιστού.

Η ιοντίζουσα ακτινοβολία που χρησιμοποιείται στη διαγνωστική πράξη, (Ακτινοδιαγνωστική, Πυρηνική Ιατρική), συνίσταται από φωτόνια. Συνηθίζεται ο διαχωρισμός φωτονίων σε ακτίνες γ και σε ακτίνες X . Ένας τέτοιος διαχωρισμός, έχει έννοια μόνο ως προς ότι αφορά την προέλευση των φωτονίων και όχι ως προς ότι αφορά την αλληλεπίδρασή τους με την ύλη. Αυτή η τελευταία, εξαρτάται, όπως θα αναλυθεί παρακάτω, από την κβαντική ενέργεια των φωτονίων, ανεξάρτητα από το αν αυτά είναι ακτίνες X ή γ .

Στην ακτινοθεραπεία, μαζί με τα φωτόνια, χρησιμοποιούνται και τα ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια ανήκουν στα φορτισμένα σωματίδια και έχουν μικρή διεισδυτικότητα στους ιστούς. Αυτή η ιδιότητά τους, τα κάνει να πλεονεκτούν σε ορισμένες ακτινοθεραπευτικές εφαρμογές, έναντι των φωτονίων. Στο μέλλον και αφού ξεπεραστούν ορισμένα τεχνικά προβλήματα που σχετίζονται με την υψηλή τους επιτάχυνση, είναι πιθανόν να χρησιμοποιηθούν στην ακτινοθεραπεία και δέσμες ακτινοβολίας βαρέων σωματίων, δηλαδή νετρόνια και σωματία α . Πρέπει να σημειωθεί ότι σε πολλές περιπτώσεις, η χρήση νετρονίων και σωματίων α θα ήταν πολύ αποτελεσματική αφού λόγω της μεγάλης μάζας τους

αλλάζουν ελάχιστα πορεία μέσα στον ιστό, μεχιστοποιώντας κατ'αυτό τον τρόπο την επίδρασή τους στον ακτινοθεραπευτικό στόχο (καρκινικό ιστό).

Επειδή ως τώρα το σύνολο σχεδόν των ακτινοφυσικών εφαρμογών στην ιατρική σχετίζεται με τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, θα δοθεί ιδιαίτερη έμφαση στην ανάλυση των μηχανισμών αλληλεπίδρασης που σχετίζονται με αυτά και όχι τόσο με τα άλλα σωματίια. Βέβαια, πιο συνοπτικά θα περιγραφούν και οι βασικοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης με την ύλη των νετρονίων και των σωματίων α.

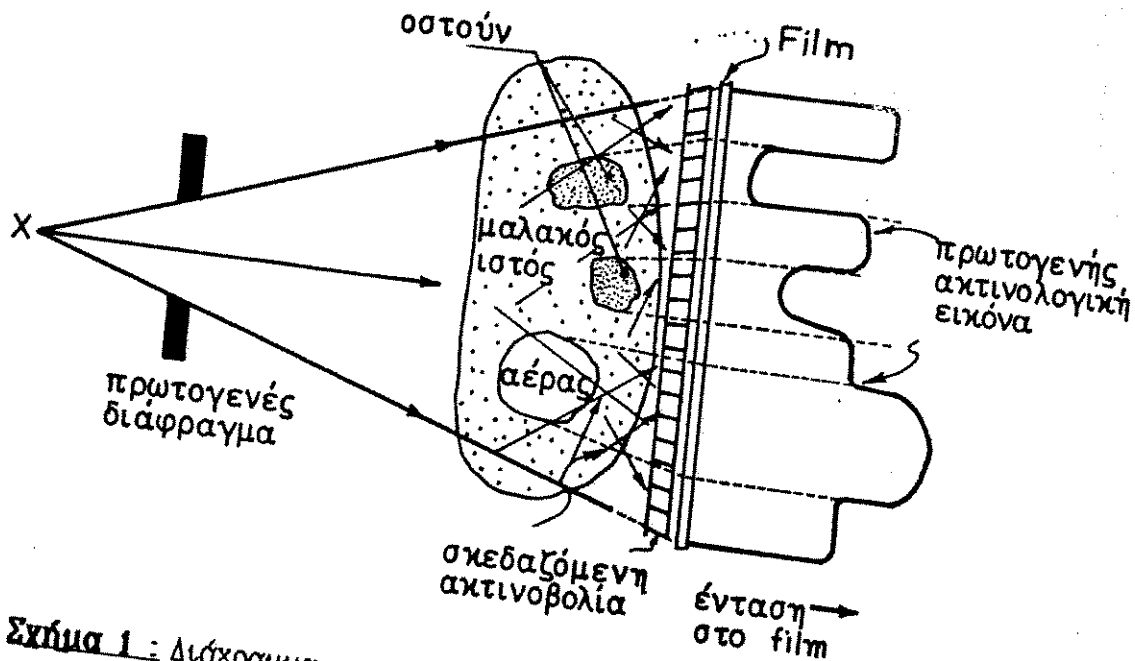
Ο ίδιος ο όρος "αλληλεπίδραση ακτινοβολίας και ύλης" επισημαίνει ότι δεν είναι μόνο η ύλη ή οποία υφίσταται την επίδραση της ακτινοβολίας αλλά και η ακτινοβολία η οποία επηρεάζεται από την ύλη όταν αντιδρά με αυτή. Η ακτινολογία συνδέεται και με τις δύο αυτές επιδράσεις. Συγκεκριμένα, η μεν ακτινοθεραπεία σχετίζεται πιο άμεσα με την επίδραση της ακτινοβολίας στην ύλη, η δε ακτινοδιαγνωστική σχετίζεται πιο άμεσα με την επίδραση της ύλης στην ακτινοβολία.

Στην περίπτωση της ακτινοθεραπείας, βασικός στόχος είναι η ακτινοβόληση του όγκου που έχει σαν αποτέλεσμα τη βιολογική του αλλοίωση. Βέβαια, παράλληλα, ο ακτινοθεραπευτής επιδιώκει τη μείωση στο ελάχιστο, της επίδρασης της ακτινοβολίας στον υγιή ιστό. Είναι ευνόητο ότι η δέσμη ακτίνων που χρησιμοποιείται, και πιο γενικά ο προγραμματισμός της θεραπείας, εξαρτάται από τους γενικούς νόμους που διέπουν την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας και ύλης. Αυτό ακριβώς μελετάται ιδιαίτερα στα Κεφάλαια Φυσικής της ακτινοθεραπείας.

Στην περίπτωση της ακτινοδιαγνωστικής, όπως σχολιάσθηκε προηγουμένα και αντίστροφα με αυτό που συμβαίνει στην ακτινοθεραπεία, εκείνο που ενδιαφέρει περισσότερο είναι η επίδραση της ύλης στην ακτινοβολία. Πράγματι, στην ακτινοδιαγνωστική διαδικασία, εκπέμπεται προς τον εξεταζόμενο γνωστή δέσμη φωτεινών ακτίνων (φωτόνια) και κατόπιν μελετάται η ακτινοβολία που εξέρχεται από τη συγκεκριμένη περιοχή ενδιαφέροντος του σώματος (βλέπε σχήμα 1).

Η μελέτη της ακτινοβολίας εξόδου γίνεται εξετάζοντας την αμαύρωση της ακτινογραφικής πλάκας (η ακτινοβολία εξόδου και η αμαύρωση σχετίζονται άμεσα). Από τα αποτελέσματα αυτής της μελέτης συνάγονται συμπεράσματα για την ύλη που επέδρασε επί της ακτινοβολίας απορροφώντας την λιγότερο ή περισσότερο. Έτσι, με βάση τους νόμους που διέπουν την απορρόφηση της ακτινοβολίας από την ύλη, ο ακτινολόγος μπορεί να διακρίνει τους σκληρούς από τους μαλακούς ιστούς, τον όγκο από τον υγιή ιστό, κ.ο.κ. Επίσης, όπως θα αναλυθεί ειδικότερα στη φυσική της ακτινοδιαγνωστικής, μέσω των προαναφερόμενων νόμων μπορεί να γίνει σωστή επιλογή της ποιότητας (φάσμα

ενέργειας) των χρησιμοποιούμενων ακτίνων έτσι ώστε να επιτευχθεί η βελτιστοποίηση της ακτινοδιαγνωστικής εικόνας.



Σχήμα 1 : Διάγραμμα του τρόπου σχηματισμού της πρωτογενούς ακτινολογικής εικόνας

2. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΥΛΗ

2.1 Γενικά

Τα υψηλής ενέργειας φορτισμένα σωματία, χάνουν ενέργεια και επιβραδύνονται καθώς διασχίζουν την ύλη λόγω των αλληλεπιδράσεων τους με τα άτομα και τα μόρια του υλικού μέσου. Η ενέργεια που χάνεται από τα φορτισμένα σωματία, μεταφέρεται στο υλικό μέσο κυρίως υπό μορφή ιονισμού και διέγερσης των ατόμων και των μορίων του. Το μεγαλύτερο μέρος αυτής της ενέργειας μετασχηματίζεται τελικά σε θερμότητα (ατομικές και μοριακές ταλαντώσεις) τις σημαντικότερες όμως συνέπειες έχει η επίδραση του ιονισμού. Πράγματι, ο ιονισμός είναι ο μηχανισμός στον οποίο στηρίζεται η λειτουργία των περισσότερων ανιχνευτών ακτινοβολίας ενώ είναι επίσης υπεύθυνος για τις περισσότερες ραδιοβιολογικές επιδράσεις. Η διαδικασία του

ιονισμού, όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο της Ατομικής Φυσικής, πραγματοποιείται μόνο όταν η κβαντική ενέργεια των φορτισμένων σωματίων υπερβαίνει μια ορισμένη τιμή που εξαρτάται από το αλληλεπίδρόν μέσο και συγκεκριμένα από την ενέργεια ιονισμού των ατόμων του.

Τα ηλεκτρόνια είναι ο πιο σημαντικός τύπος φορτισμένων σωματίων στις εφαρμογές της Ιατρικής ακτινοφυσικής. Εκτός από την άμεση χρησιμοποίησή τους στην ακτινοθεραπεία, εμφανίζονται σαν αρνητικός παράγων σε πολλές διαδικασίες της διαγνωστικής πυρηνικής ιατρικής, όπου σε αρκετούς τύπους ραδιενεργού φθοράς, μαζί με τα διαγνωστικά ωφέλιμα φωτόνια εκπέμπονται και σωματία β^- (ηλεκτρόνια πυρηνικής προέλευσης). Επιπλέον, υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια δημιουργούνται όταν ακτίνες γ ή X αλληλεπιδρούν με την ύλη (ηλεκτρόνια Compton). Έτσι, τα ηλεκτρόνια εμφανίζονται έμμεσα, σε μικρό βέβαια ποσοστό, και στις ακτινοδιαγνωστικές διαδικασίες κατά τον σκεδασμό (scattering) των χρησιμοποιούμενων φωτονίων.

Ένας άλλος τύπος φορτισμένων σωματίων που, ασφαλώς σε μικρότερο βαθμό από τα ηλεκτρόνια, συναντάται στις εφαρμογές της ιατρικής ακτινοφυσικής, είναι τα σωματία α . Τα σωματία α , εκτός από την ενδεχόμενη χρήση τους στην ακτινοθεραπεία, υπεισέρχονται σαν αρνητικός παράγοντας και στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής.

Με βάση τα προαναφερόμενα, στα πλαίσια αυτής της ενότητας, θα εξετασθεί κυρίως η αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων με την ύλη ενώ θα γίνει αναφορά και στην συμπεριφορά των σωματίων α .

2.2. Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης

Οι συγκρούσεις που λαμβάνουν χώρα μεταξύ των φορτισμένων σωματίων και των ατόμων ή μορίων του υλικού μέσου, δεν πρέπει να εννοηθούν σαν μηχανικές συγκρούσεις αλλά σαν αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δυνάμεων έλξης ή απώθησης.

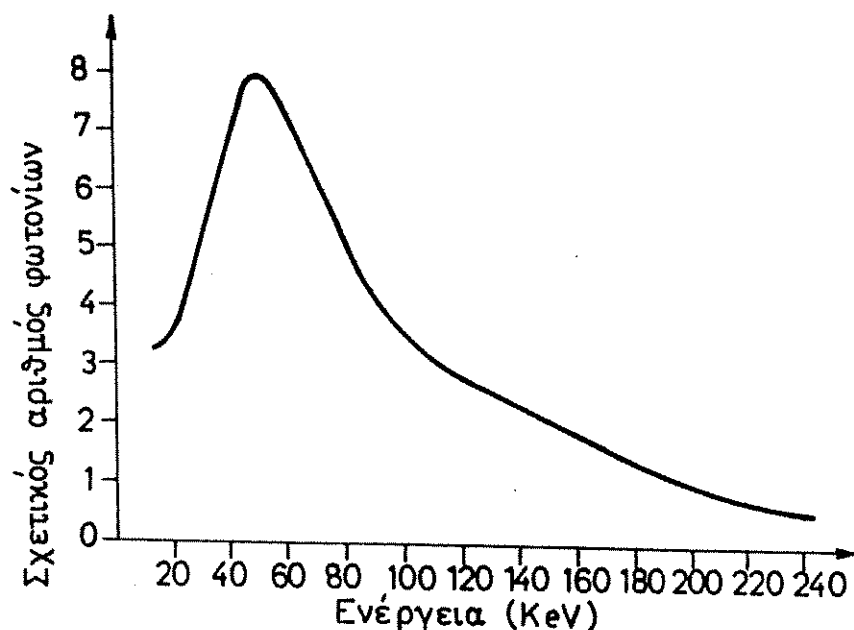
Έτσι, όταν ένα φορτισμένο σωματίο περνά κοντά από ένα άτομο, εξασκεί ηλεκτρικές δυνάμεις επί των τροχιακών ηλεκτρονίων του. Η ένταση της ηλεκτρικής δύναμης, εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ του φορτισμένου σωματίου και του τροχιακού ηλεκτρονίου. Αν η απόσταση είναι μικρή, τότε η ένταση της δύναμης είναι μεγάλη και μπορεί να προκαλέσει ιονισμό του ατόμου. Διαπερνώντας την ύλη, το φορτισμένο σωματίο χάνει ενέργεια σ'αυτές τις αλληλεπιδράσεις "συγκρούσεις". Μέρος της ενέργειας που χάνεται χρησιμοποιείται για την υπερνίκηση των δυνάμεων που δεσμεύουν το τροχιακό

ηλεκτρόνιο με το άτομο (αρνητική ενέργεια δεσμού) και το υπόλοιπο δίνεται σαν κινητική ενέργεια στο "απελευθερωμένο" πλέον ηλεκτρόνιο το οποίο ονομάζεται "δευτερεύον ηλεκτρόνιο". Το δευτερεύον ηλεκτρόνιο μπορεί να έχει επαρκή ενέργεια για να προκαλέσει με τη σειρά του δευτερεύοντα ιονισμό. Υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες η κινητική ενέργεια του δευτερεύοντος ηλεκτρονίου είναι τόσο μεγάλη ώστε να λαμβάνει χώρα αλυσίδα ιονισμών, δηλαδή η ενέργεια του "τριτεύοντος" ηλεκτρονίου (προϊόν του δευτερεύοντος ιονισμού) να είναι επαρκής για τριτεύοντα ιονισμό, κ.ο.κ.

Όταν η απόσταση του φορτισμένου σωματίου από το άτομο δεν είναι αρκετά μεγάλη, το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασής του ενδέχεται να μην είναι ο ιονισμός αλλά η μεταπήδηση ενός τροχιακού ηλεκτρονίου σε "διεγερμένη" ενεργειακή κατάσταση. Σ'αυτήν την περίπτωση, η απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματίου είναι μικρότερη από ότι στο συμβάν του ιονισμού και δαπανάται σε μοριακές ταλαντώσεις ή ατομικές εκπομπές υπέρυθρου, ορατής ή υπεριώδους ακτινοβολίας.

Ένας τρίτος τύπος αλληλεπίδρασης, λαμβάνει χώρα όταν το φορτισμένο σωματίο διαπερνά το νέφος των τροχιακών ηλεκτρονίων και αλληλεπιδρά με τον πυρήνα του ατόμου. Για τα φορτισμένα σωματίια μεγάλου βάρους και υψηλής κβαντικής ενέργειας (π.χ. σωματίια α ή πρωτόνια) αυτή η αλληλεπίδραση είναι δυνατό να προκαλέσει πυρηνικές αντιδράσεις σαν αυτές που χρησιμοποιούνται στην παραγωγή ραδιονουκλιδίων (βλέπε Φυσική της Πυρηνικής Ιατρικής). Στις περισσότερες όμως περιπτώσεις και ιδιαίτερα για τα ηλεκτρόνια που είναι ελαφρά σωματίια, το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης είναι η αλλαγή διεύθυνσης του φορτισμένου σωματίου από τις ισχυρές ελκτικές δυνάμεις που εξασκεί ο πυρήνας. Κατ'αυτόν τον τρόπο, το σωματίο επιβραδύνεται και χάνει ενέργεια υπό τη μορφή εκπεμπόμενης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που καλείται ακτινοβολία πέδησης ή ακτινοβολία "bremsstrahlung". Η ενέργεια των φωτονίων bremsstrahlung, κυμαίνεται από σχεδόν μηδενική τιμή όταν το σωματίο αλλιάζει πολύ ελαφρά τη διεύθυνσή του, έως ένα μέγιστο ενέργειας που ισούται με την κβαντική ενέργεια του προσπίπτοντος φορτισμένου σωματίου (όταν το φορτισμένο σωματίο σταματά τελείως κατά την αλληλεπίδραση).

Στο σχήμα 2, δίνεται το φάσμα ενέργειας των φωτονίων "bremsstrahlung" που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση σωματίων β· μέγιστης κβαντικής ενέργειας 2.27MeV (μικτή πηγή $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$) με πυρήνες αλουμινίου. Από τη μελέτη του φάσματος συμπεραίνεται ότι τα περισσότερα φωτόνια βρίσκονται στην περιοχή χαμηλής κβαντικής ενέργειας.



Σχήμα 2 : Φάσμα φωτονίων "bremsstrahlung" που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση σωματίων β μέγιστης κβαντικής ενέργειας 2.27MeV (μικτή πηγή $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$) με πυρήνες αλουμινίου.

2.3 Σχέση μεταξύ της απώλειας ενέργειας υπό μορφή συγκρούσεων και υπό μορφή ακτινοβολίας

Η απώλεια ενέργειας που υφίσταται ένα φορτισμένο σωματίο κατά τη σύγκρουσή του με τα ηλεκτρόνια της ύλης καλείται απώλεια σύγκρουσης ενώ εκείνη που λαμβάνει χώρα κατά την αλληλεπίδραση με τους πυρήνες των ατόμων παράγοντας ακτινοβολία πεδήσεως, καλείται απώλεια λόγω ακτινοβολίας. Εμπειρικά και κατά προσέγγιση, το ποσοστό απώλειας λόγω ακτινοβολίας για σωματία β (πυρηνικά ηλεκτρόνια) με μέγιστη ενέργεια $E_{\beta}^{\max}(\text{MeV})$ δίνεται από τη σχέση:

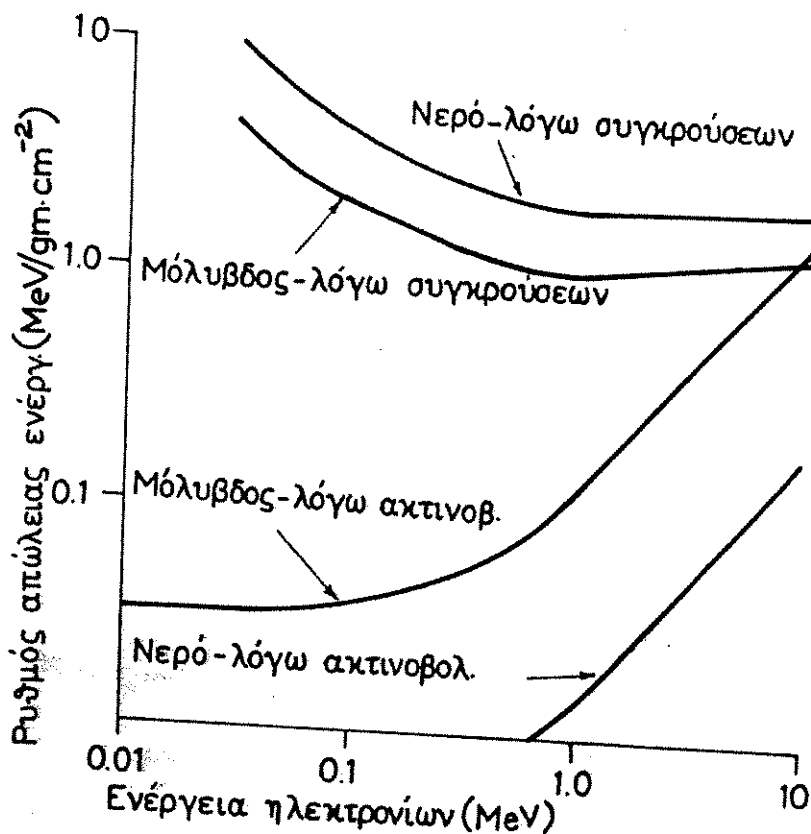
$$\text{Ποσοστό απώλειας λόγω ακτινοβολίας} \approx (ZE_{\beta}/3000) \cdot 100\% \quad (1)$$

όπου Z είναι ο ατομικός αριθμός του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Για ένα σύνθετο υλικό μέσο αποτελούμενο από πολλά ατομικά στοιχεία, ο προσδιορισμός της σχέσης (1) γίνεται χρησιμοποιώντας τον λεγόμενο "πραγματικό ατομικό αριθμό Z_{eff} " που δίνεται από τη σχέση:

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum f_i Z_i^2}{\sum f_i Z_i} \quad (2)$$

όπου f_1, f_2, \dots είναι οι συντελεστές συμμετοχής στο βάρος του σύνθετου υλικού, των στοιχείων Z_1, Z_2, \dots αντίστοιχα.

Από τη σχέση (1) συνεπάγεται ότι η απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας, αυξάνει με την αύξηση της κβαντικής ενέργειας του φορτισμένου σωματίου και με την αύξηση του ατομικού αριθμού του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου (βλέπε σχήμα 3).



Σχήμα 3: Απώλεια ενέργειας λόγω συγκρούσεων και ακτινοβολίας στον μόλυβδο και το νερό

Στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, η ενεργειακή περιοχή (range) των φορτισμένων σωματίων είναι αρκετά χαμηλή ώστε η απώλεια ενέργειας να οφείλεται σχεδόν αποκλειστικά στις "συγκρούσεις" με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού μέσου. Αντίθετα, στις εφαρμογές της Ακτινοθεραπείας μέσω ηλεκτρονίων των οποίων οι κβαντικές ενέργειες φθάνουν τα 16MeV, η

απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας εξακολουθεί να είναι πολύ μικρότερη από την απώλεια λόγω "συγκρούσεων" αλλά δεν μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Για να γίνει αντιληπτή η σημασία όσων προαναφέρονται, εξετάζεται το παρακάτω παράδειγμα.

Παράδειγμα: Να υπολογισθεί το ποσοστό απώλειας λόγω ακτινοβολίας για σωματία β που εκπέμπονται από το ραδιοϊσότοπο ^{32}P και αλληλεπιδρούν με νερό.

Απάντηση: Η μέγιστη κβαντική ενέργεια για τα σωματία β του ^{32}P είναι $E_{\beta}^{\text{max}}=1.7\text{MeV}$ (Πίνακες ραδιοισοτόπων). Το νερό συνίσταται κατά 2/18 από υδρογόνο ($Z=1$, Ατομ. Βαρ.=1) και κατά 16/18 από οξυγόνο ($Z=8$, Ατομ. Βαρ.=16). Επομένως, έχει πραγματικό ατομικό αριθμό, για παραγωγική ακτινοβολίας πέδησης, που δίνεται από τη σχέση:

$$Z_{\text{eff}} = [(1/9)(1)^2 + (8/9)(8)^2] / [(1/9) + (8/9)(8)] = 7.9$$

Το ποσοστό απώλειας ενέργειας λόγω ακτινοβολίας θα είναι κατά συνέπεια ίσο με:

$$(7.9 \cdot 1.7 / 3000) \cdot 100\% = 0.4\%$$

Από το παράδειγμα συνάχεται ότι ακόμα και στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής που χρησιμοποιούν ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας όπως αυτά του ^{32}P , το μέγιστο μέρος των απωλειών της ενέργειάς τους οφείλεται σε "συγκρούσεις" και μόνο ένα μικρό μέρος σε ακτινοβολίας πέδησης. Παρόλα αυτά, τα φωτόνια του "bremsstrahlung" μπορεί να είναι σημαντικά σε ορισμένες περιπτώσεις, όπως στη θωράκιση σχετικά μεγάλων ποσοτήτων ραδιοισοτόπων που εκπέμπουν σωματία β υψηλής ενέργειας (π.χ. μερικές δεκάδες mCi^{32}P). Τα σωματία β ανακόπτονται πολύ εύκολα με τη χρησιμοποίηση μερικών χιλιοστών πλαστικού ή μόλυβδου, ενώ τα φωτόνια του "bremsstrahlung" είναι πολύ διαπεραστικά και απαιτούν πρόσθετη θωράκιση.

Ως προς ότι αφορά την ακτινοθεραπεία με ηλεκτρόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας, π.χ. 16MeV, το ποσοστό απωλειών λόγω ακτινοβολίας είναι κατά πολύ μεγαλύτερο. Πράγματι, αν υποθεθεί ότι το ανθρώπινο υλικό μέσο έχει "πραγματικό" ατομικό αριθμό περίπου ίσο με αυτόν του ύδατος, δηλαδή $Z_{\text{eff}}=8$, τότε για τα ηλεκτρόνια κβαντικής ενέργειας 16MeV που χρησιμοποιούνται στην ακτινοβόληση μη επιφανειακών όγκων, το ποσοστό απωλειών λόγω ακτινοβολίας πέδησης είναι περίπου 4%. Είναι φυσικό αυτό το ποσοστό να επηρεάζει την κατανομή της δόσης, ιδιαίτερα σε βάθη μεγαλύτερα από αυτό

στο οποίο βρίσκεται ο ακτινοβολούμενος όγκος δεδομένου ότι τα παραχόμενα φωτόνια έχουν μεγαλύτερη διαπερατικότητα.

Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας πέδησης των σωματίων α και των άλλων φορτισμένων σωματίων που έχουν μεγάλο βάρος είναι πολύ μικρές γιατί η παραγωγή φωτονίων "bremsstrahlung" είναι αντιστρόφως ανάλογη της μάζας του προσπίπτοντος φορτισμένου σωματίου. Τα σωματίια α , τα πρωτόνια κλπ, έχουν μάζα χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από αυτή των ηλεκτρονίων έτσι ώστε, ακόμα και όταν διαθέτουν κβαντική ενέργεια μέχρι και 100MeV, δαπανούν σχεδόν όλη την ενέργειά τους σε συγκρούσεις με τα ηλεκτρόνια της ύλης.

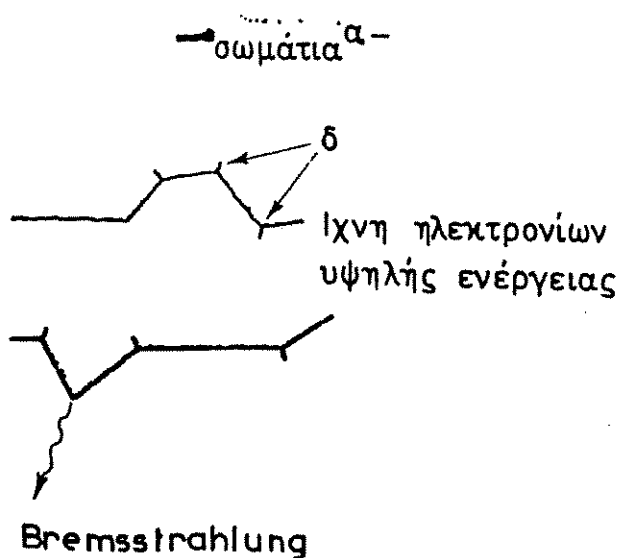
2.4 Πορεία του φορτισμένου σωματίου κατά την αλληλεπίδρασή του με την ύλη

Ένα φορτισμένο σωματίο, διαπερνώντας την ύλη αφήνει κατά την πορεία του ίχνος δευτερευόντων ηλεκτρονίων και ιοντισμένων ατόμων. Στο μαλακό ιστό και στα υλικά που έχουν περίπου την ίδια πυκνότητα με αυτόν, τα ίχνη έχουν διαστάσεις περίπου 100 μ m.

Όταν ένα φορτισμένο σωματίο μεγάλου βάρους, όπως το σωματίο α , συγκρούεται με ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο, η διεύθυνση της πορείας του παραμένει σχεδόν σταθερή ενώ χάνει μόνο ένα πολύ μικρό μέρος της ενέργειάς του. Το μέγιστο κλάσμα ενέργειας που δαπανάται από ένα φορτισμένο σωματίο μάζας M όταν συγκρούεται με ένα ελαφρύ σωματίο μάζας m , ισούται προσεγγιστικά με $(4m/M)$, δηλαδή με 0.5% στην περίπτωση της σύγκρουσης του σωματίου α με το τροχιακό ηλεκτρόνιο ενός ατόμου. Κατά συνέπεια, τα ίχνη και η πορεία μέσα στην ύλη των φορτισμένων σωματίων μεγάλου βάρους μέσα στην ύλη, τείνουν να είναι ευθείες γραμμές ενώ παράλληλα εμφανίζουν μια συνεχή επιβράδυνση χάνοντας μικρές ποσότητες ενέργειας σε ένα πολύ μεγάλο αριθμό συγκρούσεων.

Αντίθετα, τα ηλεκτρόνια υφίστανται σκεδάσεις κατά τις συγκρούσεις τους με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων και χάνουν μεγάλα κλάσματα της ενέργειάς τους σε κάθε μια από αυτές. Τα ηλεκτρόνια υπόκεινται επίσης, όπως αναφέρεται στην προηγούμενη παράγραφο, και σε ένα ορισμένο αριθμό αλληλεπιδράσεων με τους πυρήνες των ατόμων, γεγονός που έχει σαν συνέπεια πολύ μεγάλες σκεδάσεις και την εκπομπή φωτονίων "bremsstrahlung". Γι'αυτούς τους λόγους, τα ίχνη και η πορεία των ηλεκτρονίων μέσα στην ύλη είναι σύνθετης μορφής ενώ το μήκος του απρόβλεπτο. Στο σχήμα 4, δίνονται οι διαφορές μεταξύ της πορείας των σωματίων α και των σωματίων β στο νερό. Οι

διαστάσεις των ίχνων είναι της τάξης των μm για τα σωματάρια α και της τάξης των εκατοστών για τα σωματάρια β (ηλεκτρόνια).



Σχήμα 4 : Παράσταση του ίχνους των σωματιών α και των ηλεκτρονίων εντός του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου.

2.5 Ανασχετική ισχύς και απώλεια ενέργειας κατά μήκος του ίχνους του φορτισμένου σωματίου

Ο ρυθμός $S = \Delta E / \Delta x$ με τον οποίο ένα φορτισμένο σωματάριο χάνει ενέργεια διανύοντας την ύλη, καλείται "ανασχετική ισχύς" και προσδιορίζει τη μέγιστη απόσταση που μπορεί να διανύσει καθώς και την πυκνότητα ιονισμού κατά μήκος του ίχνους του. Η "ανασχετική ισχύς" και η πυκνότητα του ιονισμού εξαρτώνται από τον τύπο του σωματίου και την κβαντική του ενέργεια, όπως επίσης από τη σύνθεση και την πυκνότητα του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Η πυκνότητα επηρεάζει το ρυθμό απώλειας ενέργειας γιατί προσδιορίζει την πυκνότητα των ατόμων κατά μήκος της πορείας του σωματίου. Στην ενεργειακή περιοχή των ιατρικών εφαρμογών της ακτινοφυσικής ($\leq 20\text{MeV}$) ο ρυθμός με τον οποίο χάνουν ενέργεια τα φορτισμένα σωματάρια αυξάνεται γραμμικά με την πυκνότητα του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Το σχήμα 3 παρουσιάζει την ανασχετική "ισχύ" λόγω συγκρούσεων και λόγω ακτινοβολίας, για τα ηλεκτρόνια κβαντικής ενέργειας $0.01-10\text{MeV}$, με αλληλεπιδρόν υλικό μέσο το νερό και το μόλυβδο. Οι ρυθμοί $\Delta E / \Delta x$ εκφράζονται σε $\text{MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$ (για την κανονικοποίηση των επιδράσεων της πυκνότητας).

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \left(\frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^{-2}} \right) = \frac{\Delta E/\Delta x (\text{MeV/cm})}{\rho (\text{g/cm}^3)} \quad (3)$$

Έτσι, για ένα δεδομένο υλικό μέσο με πυκνότητα ρ , η απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματίου δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta E/\Delta x (\text{MeV/cm}) = \Delta E/\Delta x (\text{MeV/g.cm}^{-2}) \rho (\text{g/cm}^3) \quad (4)$$

Η "ανασχετική ισχύς" λόγω συγκρούσεων $(\Delta E/\Delta x)_{\text{συγκρ.}}$ μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων καθώς και με την αύξηση του ατομικού αριθμού του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Αντίθετα, η "ανασχετική ισχύς" λόγω ακτινοβολίας, αυξάνεται με την αύξηση της κβαντικής ενέργειας των ηλεκτρονίων και με την αύξηση του ατομικού αριθμού του υλικού μέσου. Η συνεισφορά των δύο φαινομένων δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{S_{\text{συγκρ.}}}{S_{\text{ακτιν.}}} = \frac{800}{E.Z.} \quad (5)$$

όπου E η κβαντική ενέργεια του φορτισμένου σωματίου σε MeV. Μια παράμετρος στενά συνδεδεμένη με την "ανασχετική ισχύ" είναι η "γραμμική μεταφορά ενέργειας" L , η οποία αναφέρεται στην απώλεια ενέργειας κατά μήκος του ίχνους του φορτισμένου σωματίου. Η L διαφέρει από την S γιατί δεν περιέχει απώλειες λόγω ακτινοβολίας, κατά συνέπεια για την ενεργειακή περιοχή των ιατρικών εφαρμογών της ακτινοφυσικής οι δύο παράμετροι σχεδόν ταυτίζονται.

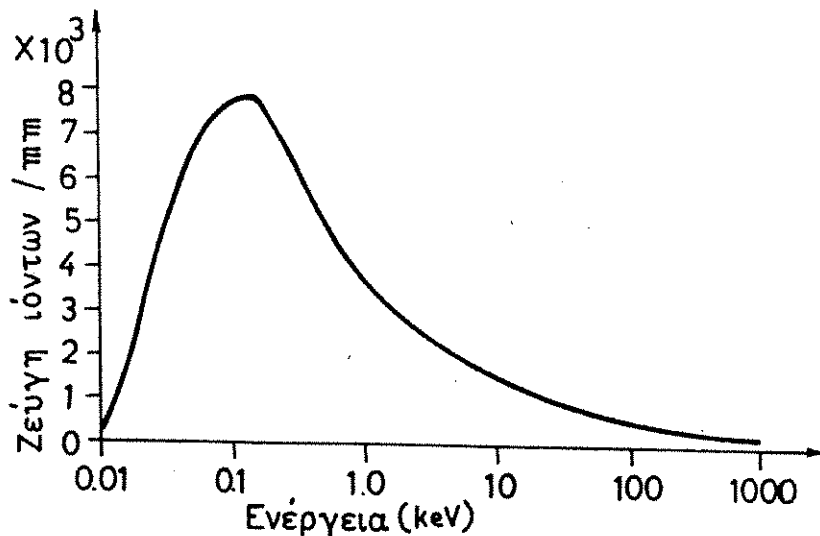
Η μέση τιμή L είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος της υγειοφυσικής και εκφράζεται σε μονάδες KeV/μm. Για ηλεκτρόνια, κβαντικής ενέργειας 10KeV-10MeV, που διαπερνούν μαλακό ιστό, το L έχει τιμές που κυμαίνονται μεταξύ 0.2-2KeV/μm. Χαμηλότερης κβαντικής ενέργειας ηλεκτρόνια έχουν κατά τι υψηλότερες τιμές του L . Τα α σωματίια έχουν τιμές του $L=100\text{KeV}/\mu\text{m}$.

Μια επίσης σημαντική παράμετρος είναι ο "ειδικός ιονισμός" SI που αναφέρεται στον ολικό αριθμό ιονισμών (πρωτογενών και δευτερογενών) ανά μονάδα μήκους του ίχνους του φορτισμένου σωματίου. Το ηθικό του L διά του "ειδικού ιονισμού" SI , δίνει τη "μέση ενέργεια" W που δαπανάται ανά συμβάν ιονισμού.

$$W = L/SI \quad (6)$$

Αυτή η ποσότητα κυμαίνεται σε ένα σχετικά μικρό διάστημα τιμών, (25-45ev/ιονισμό) σε μια ποικιλία αερίων, ανεξάρτητα από τον τύπο ή την

κβαντική ενέργεια του φορτισμένου σωματίου. Η τιμή του W δεν ταυτίζεται με το "δυναμικό ιονισμού" I , που είναι η μέση απαιτούμενη ενέργεια για την πρόκληση ιονισμού σε ένα υλικό (μέση τιμή επί όλων των τροχιακών ηλεκτρονίων). Τα "δυναμικά ιονισμού" για τα περισσότερα αέρια, περιέχονται στο διάστημα 10-15eV. Η διαφορά μεταξύ W και I οφείλεται στην ενέργεια που δαπανάται στα συμβάντα διέγερσης. Γενικά, πάνω από το ήμισυ της ενέργειας του φορτισμένου σωματίου δαπανάται κατ'αυτόν τον τρόπο.



Σχήμα 5: Γραφική παράσταση του "ειδικού ιονισμού" των ηλεκτρονίων στο νερό, σαν συνάρτηση της ενέργειάς τους

Επειδή το W δεν αλλάζει σημαντικά με τον τύπο ή την κβαντική ενέργεια του σωματίου, συνεπάγεται ότι ο "ειδικός ιονισμός" είναι ανάλογος της "γραμμικής ενέργειας μεταφοράς" L κατά μήκος του ίχνους. Στο σχήμα 5 παρουσιάζεται ο "ειδικός ιονισμός" των ηλεκτρονίων στο νερό, σαν συνάρτηση της κβαντικής τους ενέργειας. Η καμπύλη υποδεικνύει ότι ο "ειδικός ιονισμός" έχει ένα μέγιστο για κβαντική ενέργεια ίση περίπου με 100eV. Αυτή η συμπεριφορά αντανακλά το γεγονός ότι η "ανασχετική ισχύς" S και το L αυξάνονται με την επιβράδυνση του ηλεκτρονίου. Κάτω από τα 100eV, η ενέργεια του ηλεκτρονίου αρχίζει να μην είναι επαρκής για την πρόκληση ιονισμού και ο "ειδικός ιονισμός" τείνει ραχδαία προς το μηδέν.

Ο "ειδικός ιονισμός" για τα σωματία α είναι περίπου 100 φορές μεγαλύτερος από αυτόν των ηλεκτρονίων της ίδιας κβαντικής ενέργειας λόγω του μεγαλύτερου φορτίου και της πολύ χαμηλότερης ταχύτητάς του.

Το γεγονός ότι ο "ειδικός ιονισμός" αυξάνεται καθώς το σωματίο

επιβραδύνεται, οδηγεί σε μια έντονη αύξηση της πυκνότητας του ιονισμού κοντά στο τέλος του (χνους).

2.6 Μέγιστο μήκος διαδρομής των ηλεκτρονίων - Εμβέλεια προεκβολής

Σε αντίθεση με τα σωμάτια α που έχουν ένα ακριβές και προκαθορισμένο μήκος διαδρομής, τα ηλεκτρόνια έχουν ένα πολύ μεταβλητό μήκος τροχιάς, ακόμα και όταν έχουν την ίδια ακριβώς κβαντική ενέργεια και διασχίζουν το ίδιο υλικό. Αυτό οφείλεται στην σκέδαση του ηλεκτρονίου όπως επίσης και στην αλληλεπίδρασή του με τους πυρήνες των ατόμων του διασχιζόμενου υλικού. Τέτοια φαινόμενα έχουν σαν συνέπεια τη ριζική αλλαγή διεύθυνσης στη διαδρομή του ηλεκτρονίου ή και το τελειωτικό σταμάτημα σε μια μόνη αλληλεπίδραση. Έτσι, το πραγματικό μήκος διαδρομής είναι σαφώς μικρότερο του "θεωρητικά" προβλεπόμενου. Το "θεωρητικό" μήκος της τροχιάς υπολογίζεται από την ανασχετική ισχύ $S=dE/dx$. Ένα ηλεκτρόνιο με αρχική ενέργεια E_0 χάνει ενέργεια $\Delta E_0 = S(E_0)\Delta x$, όταν διασχίσει μήκος υλικού Δx και η νέα του ενέργεια θα είναι: $E_1 = E_0 - \Delta E_0$. Διασχίζοντας ένα δεύτερο διάστημα μήκους Δx χάνει ενέργεια (ση με $\Delta E_1 = S(E_1)\Delta x$ και η ενέργεια που του απομένει ισούται με $E_1 - \Delta E_1$. Επομένως, ο προσδιορισμός του ολικά διανυόμενου μήκους $\chi_{0\alpha}$ δίνεται από την ολοκλήρωση:

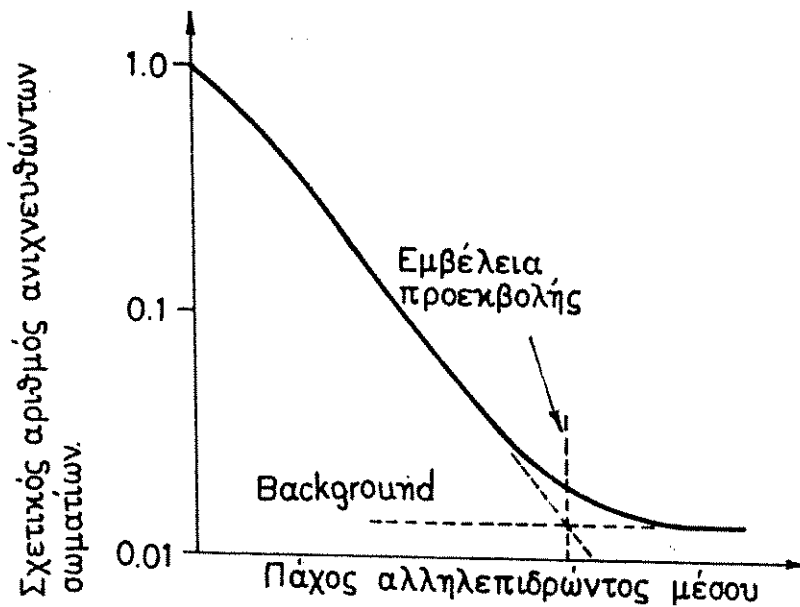
$$\chi_{0\alpha} = \int_0^{E_0} [1/S(E)]dE$$

(7)

Η τιμή του $\chi_{0\alpha}$ είναι θεωρητική. Για ηλεκτρόνια κβαντικής ενέργειας 20KeV, μόνο το 3% φτάνει το θεωρητικό μήκος της τροχιάς και το 50% δεν περνά το μισό του θεωρητικού μήκους.

Αυτή η διαφορά στο μήκος της διαδρομής των ηλεκτρονίων επιβάλλει τον ορισμό μερικών χρήσιμων εννοιών.

Μια πρώτη βασική έννοια είναι η έννοια της μέγιστης διαδρομής η οποία αφορά τα ηλεκτρόνια που υπέστησαν συγκρούσεις με μικρή απώλεια ενέργειας και μικρές σκεδάσεις κάθε φορά. Τα άλλα ηλεκτρόνια, λόγω μεγάλων απωλειών ενέργειας ανά σύγκρουση και σημαντικών αλλαγών διεύθυνσης, έχουν διαφορετικό μήκος διαδρομής. Επειδή το ακριβές πραγματικό μήκος της μέγιστης διαδρομής είναι δύσκολο να βρεθεί, στην πράξη χρησιμοποιούμε ένα εμπειρικό μήκος που προσδιορίζεται πειραματικά.



Σχήμα 6 : Γραφική παράσταση του σχετικού αριθμού ανιχνευθέντων σωματίων σαν συνάρτηση του πάχους του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου.

Πράγματι, με πειραματικές μετρήσεις απορρόφησης των ηλεκτρονίων, επιτυγχάνονται, για τα διάφορα υλικά, καμπύλες σαν αυτή του σχήματος 6. Συγκεκριμένα, στο σχήμα 6, παρουσιάζεται ο ιονισμός που προκαλούν ηλεκτρόνια ενέργειας 6.2MeV σε σχέση με το βάθος (cm) του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου που στην προκείμενη περίπτωση είναι νερό.

Το μέγιστο εμπειρικό μήκος R_{max} λέγεται **εμβέλεια προεκβολής** και βρίσκεται γραφικά με την προέκταση της καμπύλης του ιονισμού μέχρι να συναντήσει τον οριζόντιο άξονα. Η εμβέλεια προεκβολής στις χαμηλές ενέργειες είναι ανάλογη του E^2/Z .

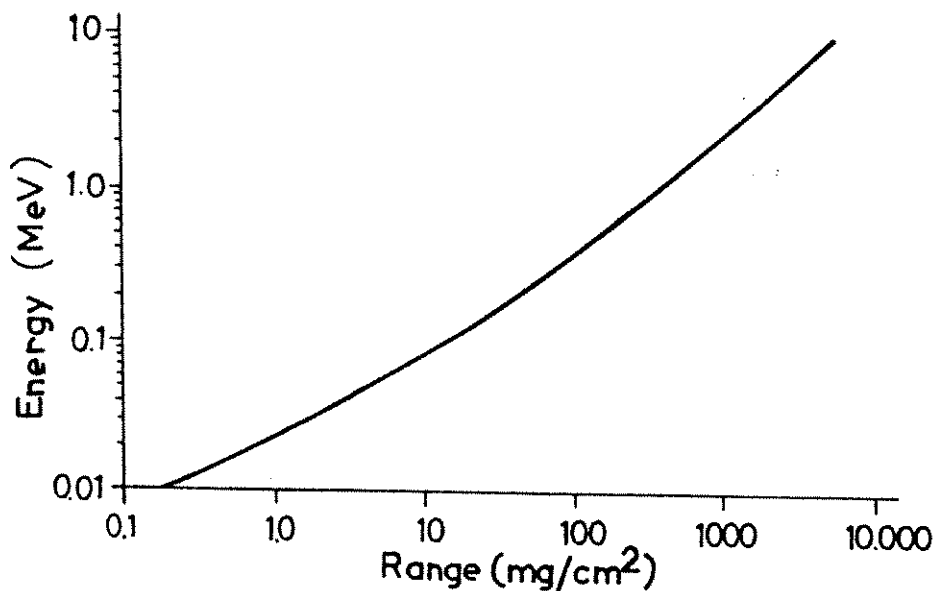
Επίσης ευρέθη ότι είναι αντιστρόφως ανάλογη της πυκνότητας ρ του αλληλεπιδρόντος υλικού. Για να κανονικοποιηθούν οι επιδράσεις της πυκνότητας, η εμβέλεια προεκβολής εκφράζεται συνήθως σε g/cm^2 και ισχύει η σχέση:

$$R_{max}(g/cm^2) = R_{max}(cm)\rho(g/cm^3) \quad (8)$$

Το R_{max} των ηλεκτρονίων, όταν εκφράζεται σε (g/cm^2) είναι **πρακτικά το ίδιο για όλα τα υλικά.**

Στο σχήμα 7 δίνεται η καμπύλη του $R_{max}(g/cm^2)$ σε συνάρτηση της

κβαντικής ενέργειας των ηλεκτρονίων. Η καμπύλη ισχύει προσεχιστικά για όλα τα υλικά.



Σχήμα 7 : Η εμβέλεια προεκβολής σαν συνάρτηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων. Η καμπύλη ισχύει για όλα τα αλληλεπιδρώντα υλικά μέσα.

3. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΥΨΗΛΗΣ ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΜΕ ΤΗΝ ΥΛΗ

3.1 Γενικά

Όταν τα φωτόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας (ακτίνες γ, ακτίνες X, φωτόνια "bremsstrahlung", κλπ.) διαπερνούν ένα υλικό μέσο, μεταφέρουν την ενέργειά τους στην ύλη. Στην περίπτωση που το υλικό μέσο είναι ο ανθρώπινος ιστός, η ενέργεια των φωτονίων, μετά από μια σειρά διαδικασιών μετατρέπεται σε θερμότητα ή σε ιονισμό και διέγερση που προκαλούν βιολογικές αλλοιώσεις. Στο πρώτο μέρος της διαδικασίας, τα φωτόνια, αντιδρώντας με τον ιστό, είτε απορροφώνται τελείως από τα άτομα είτε σκεδάζονται εν μέρει. Και στις δύο περιπτώσεις, παράγουν ηλεκτρόνια υψηλής ταχύτητας. Διασχίζοντας τον ιστό, τα ηλεκτρόνια υψηλής ταχύτητας χάνουν ενέργεια σύμφωνα με τους μηχανισμούς που αναλύθηκαν στην παράγραφο 2.2. Δηλαδή, κατά ένα μικρό

ποσοστό, χάνουν ενέργεια λόγω εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης και κατά ένα πολύ μεγαλύτερο ποσοστό (για κβαντική ενέργεια φωτονίων $< 50 \text{ MeV}$) λόγω ιονισμού ή διέγερσης και απλής παροχής θερμότητας στα άτομα που συναντούν στην πορεία τους. Και ναι μεν η παροχή θερμότητας δεν έχει βιολογικές επιδράσεις, ο ιονισμός όμως και η διέγερση των ατόμων του ιστού έχει σαν αποτέλεσμα σημαντικές βιολογικές αλλοιώσεις.

Από την άλλη πλευρά, η σκεδαζόμενη ακτινοβολία και η ακτινοβολία "bremsstrahlung", όταν υπάρχουν, αλληλεπιδρούν με το υλικό μέσο (τον ιστό) κατά τρόπο όμοιο με εκείνο του πρωτογενούς φωτονίου συνεχίζοντας έτσι τον κύκλο της όλης διαδικασίας. Συνήθως, χρειάζονται περίπου 30 τέτοιες ανακυκλώσεις πριν η όλη ενέργεια του αρχικού φωτονίου μετατραπεί σε κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων.

Οι μηχανισμοί μέσω των οποίων ο ιονισμός και η διέγερση των ατόμων προκαλούν χημικές αλλαγές και τελικά βιολογικές αλλοιώσεις του ιστού δεν είναι πλήρως κατανοητοί και μια πιο λεπτομερή εξέτασή τους γίνεται στην ακτινοβιολογία.

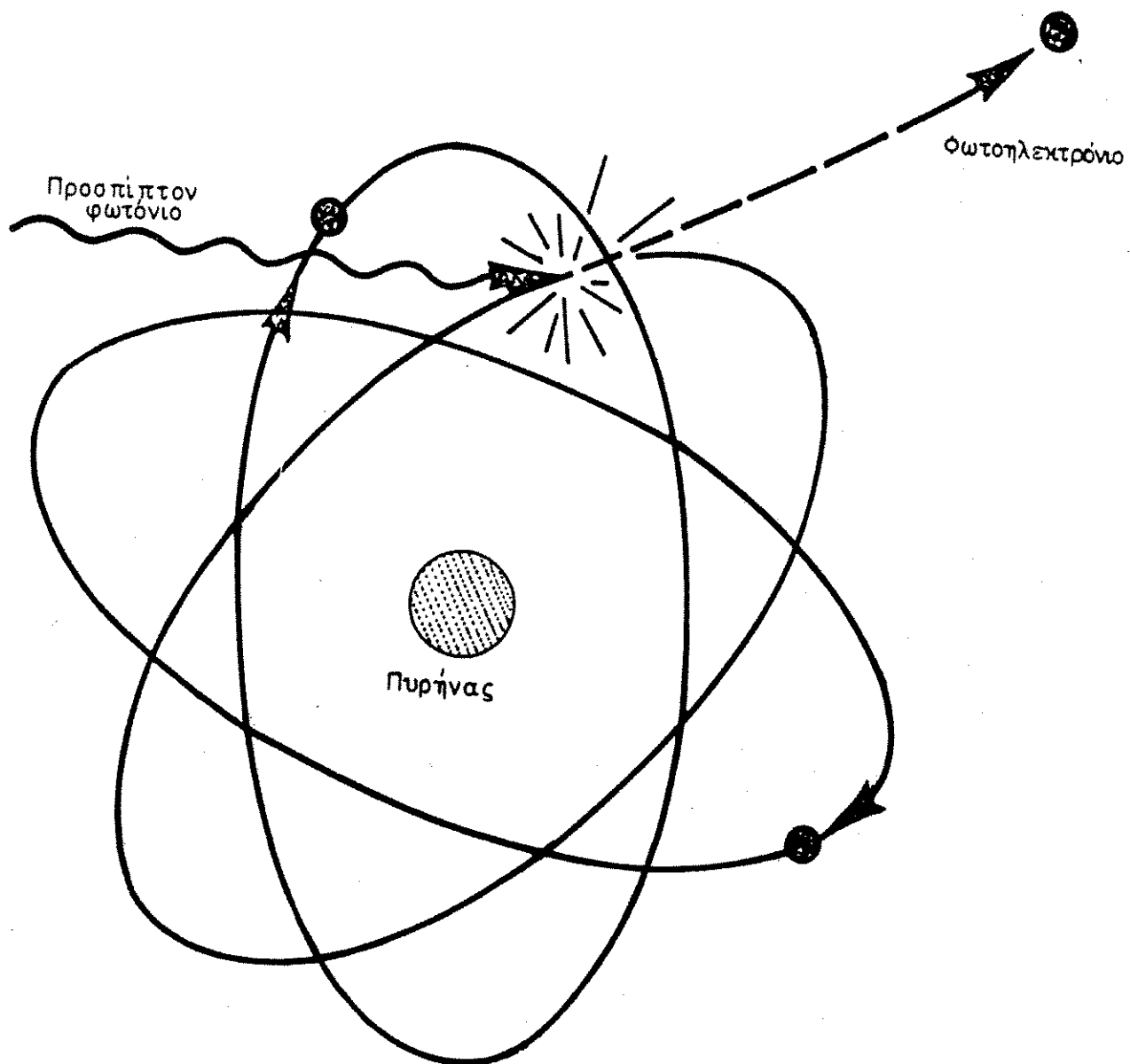
Στις παραγράφους που ακολουθούν, αναλύονται οι 5 βασικοί μηχανισμοί μέσω των οποίων τα φωτόνια απορροφούνται ή σκεδάζονται από την ύλη. Επίσης, εξετάζονται προβλήματα σχετικά με την εκτίμηση της εξασθένησης της δέσμης φωτονίων όταν αυτή διαπερνά το υλικό μέσο.

3.2 Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης

3.2.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι μια διαδικασία ατομικής απορρόφησης κατά την οποία το άτομο απορροφά εντελώς την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου. Το φωτόνιο εξαφανίζεται και η ενέργεια που απορροφάται χρησιμοποιείται για την "απελευθέρωση" ενός τροχιακού ηλεκτρονίου του ατόμου. Το απελευθερωμένο ηλεκτρόνιο καλείται "φωτοηλεκτρόνιο". Η κινητική ενέργεια που προσλαμβάνει το φωτοηλεκτρόνιο E_{pe} , ισούται με τη διαφορά μεταξύ της κβαντικής ενέργειας E_0 του προσπίπτοντος φωτονίου και της "ενέργειας δέσμου" της ηλεκτρονικής στοιβάδας από την οποία αυτό εκτοπίσθηκε. Για παράδειγμα, αν το ηλεκτρόνιο εκτοπισθεί από την K στοιβάδα, η κινητική ενέργεια του φωτοηλεκτρονίου ισούται με:

$$E_{pe} = E_0 - K_B \quad (9)$$



Σχήμα 8 : Σχηματική παράσταση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου

όπου K_B είναι η ενέργεια δέσμου της K στοιβάδας του ατόμου από το οποίο διέφυγε το ηλεκτρόνιο. Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μπορεί να θεωρηθεί σχηματικά (βλέπε σχήμα 8) σαν μια "σύγκρουση" μεταξύ ενός φωτονίου και ενός τροχιακού ηλεκτρονίου κατά την οποία το ηλεκτρόνιο διαφεύγει από το άτομο και το φωτόνιο εξαφανίζεται. Βέβαια, αυτό δεν είναι η πραγματικότητα δεδομένου ότι το φωτόνιο αλληλεπιδρά με το σύνολο του ατόμου.

Τα φωτοηλεκτρόνια δεν μπορούν να διαφύγουν από μια ηλεκτρονική στοιβάδα αν η απορροφούμενη ενέργεια των φωτονίων δεν είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια δεσμού που αντιστοιχεί στην στοιβάδα. Όταν η ενέργεια του φωτονίου είναι αρκετά υψηλότερη από τις ενέργειες δεσμού όλων των στοιβάδων του ατόμου, τότε το φωτοηλεκτρόνιο έχει μεγαλύτερη πιθανότητα να διαφύγει από την πλέον εσωτερική στοιβάδα. Έτσι, όταν ικανοποιείται η προηγούμενη ενεργειακή προϋπόθεση, η πιθανότητα διαφυγής του ηλεκτρονίου από τη στοιβάδα K είναι 4 έως 7 φορές μεγαλύτερη, σε συνάρτηση με το αλληλεπιδρών υλικό μέσο, από εκείνη της στοιβάδας L .

Κατά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, λόγω της διαφυγής ενός τροχιακού ηλεκτρονίου, δημιουργείται ένα κενό σε μια ηλεκτρονική στοιβάδα. Το κενό αναπληρώνεται από ηλεκτρόνιο εξωτερικότερης στοιβάδας με την ταυτόχρονη εκπομπή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας X . Στα στοιχεία με χαμηλό Z , οι ενέργειες δεσμού και κατά συνέπεια οι κβαντικές ενέργειες των χαρακτηριστικών ακτίνων X , είναι της τάξης ολίσγων KeV ή και μικρότερες. Επειδή τα ατομικά στοιχεία που συνθέτουν τον ανθρώπινο ιστό είναι χαμηλού Z , συνεπάγεται ότι η ενέργεια δεσμού είναι ένας μικρός παράγων στις φωτοηλεκτρικές αντιδράσεις με τον ανθρώπινο ιστό.

Η κινητική ενέργεια που προσλαμβάνει το φωτοηλεκτρόνιο εναποτίθεται κοντά στο σημείο της φωτοηλεκτρικής αντίδρασης μέσω διαδικασιών που αναλύθηκαν στην παράγραφο 2.2.

3.2.2 Σκέδαση Compton

Η σκέδαση Compton είναι μια σύγκρουση μεταξύ ενός φωτονίου και ενός χαλαρά συνδεδεμένου ηλεκτρονίου της εξωτερικής στοιβάδας του ατόμου. Στη σκέδαση Compton, επειδή η κβαντική ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου είναι κατά πολύ μεγαλύτερη της ενέργειας δεσμού του ηλεκτρονίου με το άτομο, η αλληλεπίδραση μπορεί να θεωρηθεί σαν μια σύγκρουση μεταξύ ενός φωτονίου και ενός "ελεύθερου" ηλεκτρονίου (βλέπε σχ. 9).

Κατά τη σκέδαση Compton το φωτόνιο δεν εξαφανίζεται όπως στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, αλλά απλώς αλλάζει διεύθυνση με γωνία σκέδασης θ και μέρος της ενέργειάς του μεταφέρεται στο "ελεύθερο" ηλεκτρόνιο.

Η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου συνδέεται με τη γωνία σκέδασης μέσω των εξισώσεων της διατήρησης της ενέργειας και της διατήρησης της ορμής.

Αποδεικνύεται ότι:

$$E_{\sigma\kappa} = E_0 / [1 + (E_0/0.511)(1 - \cos\theta)] \quad (10)$$

όπου E_0 και $E_{\sigma\kappa}$ είναι αντίστοιχα οι κβαντικές ενέργειες σε MeV του προσπίπτοντος και του σκεδαζόμενου φωτονίου. Η ενέργεια του συγκρουόμενου ηλεκτρονίου $E_{\eta\lambda}$ θα ισούται με:

$$E_{\eta\lambda} = E_0 - E_{\sigma\kappa} \quad (11)$$

Η μεταφερόμενη ενέργεια δεν εξαρτάται από την πυκνότητα, ατομικό αριθμό ή άλλο χαρακτηριστικό του αλληλεπιδρόντος υλικού.

Η ποσότητα της ενέργειας που μεταφέρεται στο σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο, κυμαίνεται σχεδόν από το μηδέν για $\theta=0$, μέχρι μια μέγιστη τιμή $E_{\eta\lambda}^{\max}$ που αντιστοιχεί στα συμβάντα τέλεις οπισθοσκέδασης ($\theta=180^\circ$).

Είναι εύλογο, από τα προηγούμενα, ότι η ελάχιστη ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου $E_{\sigma\kappa}^{\min}$ μπορεί να υπολογιστεί βάσει της εξίσωσης (10) αντικαθιστώντας τη γωνία θ με 180° ($\cos 180^\circ = -1$) και προκύπτει:

$$E_{\sigma\kappa}^{\min} = E_0 / [1 + 2E_0/0.511] \quad (12)$$

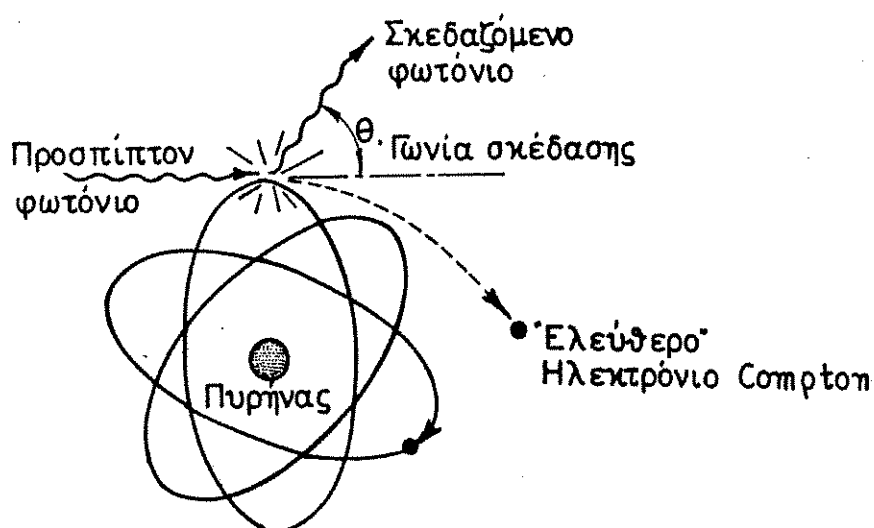
Από την (12) συνεπάγεται:

$$E_{\eta\lambda}^{\max} = E_0 - E_{\sigma\kappa}^{\min} = E_0 [1 - 1/(1 + 2E_0/0.511)] = E_0^2 / (E_0 + 0.2555) \quad (13)$$

Κατά συνέπεια, η ενέργεια των τελείως οπισθοσκεδαζόμενων φωτονίων $E_{\sigma\kappa}^{\min}$ και η ενέργεια των τελείως οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων $E_{\eta\lambda}^{\max}$ έχουν χαρακτηριστικές τιμές που εξαρτώνται από την κβαντική ενέργεια E_0 του προσπίπτοντος φωτονίου.

Παρατηρείται ότι για φωτόνια σχετικά χαμηλής κβαντικής ενέργειας (συνήθη στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής), στο σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο προσδίδεται μόνο ένα μικρό κλάσμα της ενέργειας του.

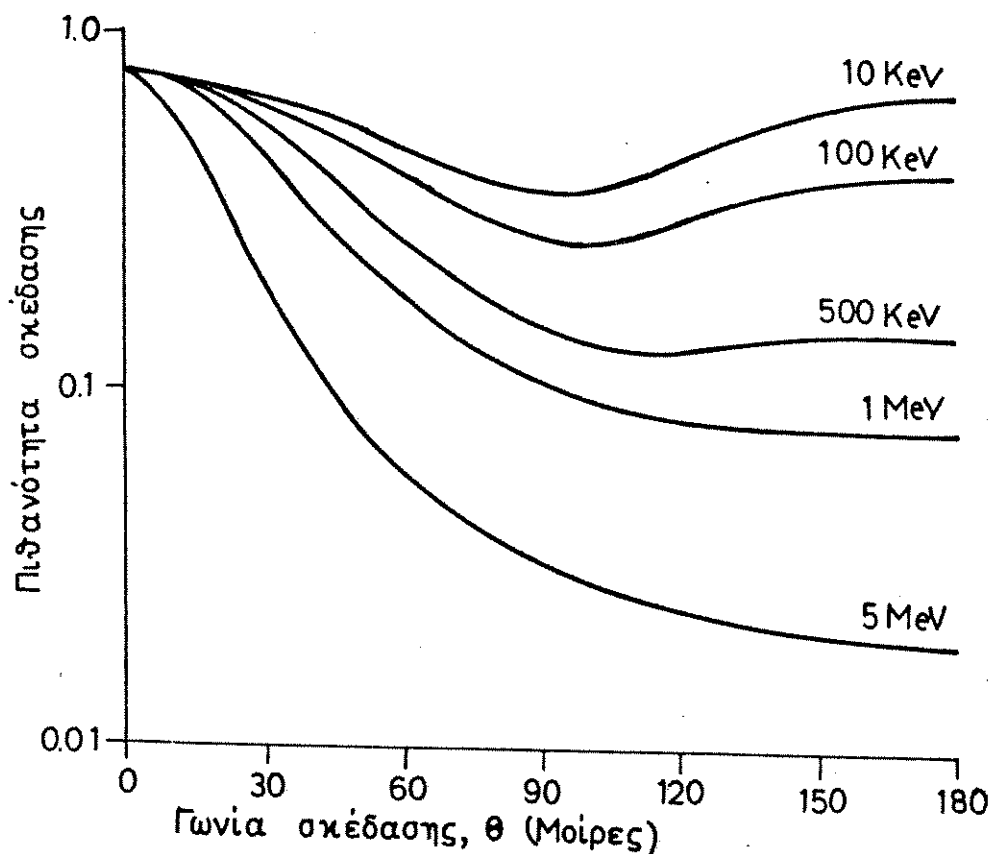
προσπίπτοντος φωτονίου, ακόμα και στα συμβάντα της τέλεις οπισθοσκέδασης ($\theta = 180^\circ$). Επομένως, στις χαμηλές κβαντικές ενέργειες, τα φωτόνια χάνουν πολύ λίγη ενέργεια λόγω σκέδασης Compton. Σε υψηλότερες ενέργειες, η ενεργειακή κατανομή αλλάζει. Η $E_{\text{σκ}}^{\text{min}}$ προσεγγίζει μια μέγιστη τιμή περίπου (ση με 256 KeV. Η υπόλοιπη ενέργεια που σ'αυτή την περίπτωση αποτελεί το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου, μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο όταν λαμβάνουν χώραν συμβάντα τέλεις οπισθοσκέδασης 180° .



Σχήμα 9 : Σχηματική παράσταση της σκέδασης Compton

Παρατηρείται επίσης ότι η ενέργεια των σκεδαζόμενων φωτονίων-Compton δεν είναι ποτέ μηδέν, δηλαδή κατά τις σκεδάσεις Compton δεν απορροφάται ποτέ εντελώς η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου.

Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων είναι και αυτή συνάρτηση της ενέργειας του αρχικού φωτονίου. Στο σχήμα 10 φαίνεται ότι στις χαμηλές ενέργειες (10-100KeV) τα σκεδαζόμενα φωτόνια τείνουν προς διευθύνσεις εμπρόςθιες ή οπίσθιες και ελαχιστοποιούνται στη διεύθυνση που σχηματίζει γωνία 90° με τη διεύθυνση του προσπίπτοντος φωτονίου. Για υψηλότερες ενέργειες ($\geq 0.5\text{MeV}$), που συναντώνται στις ακτινοθεραπευτικές εφαρμογές, τα φωτόνια Compton τείνουν σαφώς προς την εμπρόςθια κατεύθυνση.



Σχήμα 10 : Σχετική πιθανότητα της σκέδασης Compton σαν συνάρτηση της γωνίας σκέδασης για διάφορες ενέργειες του προσπίπτοντος φωτονίου

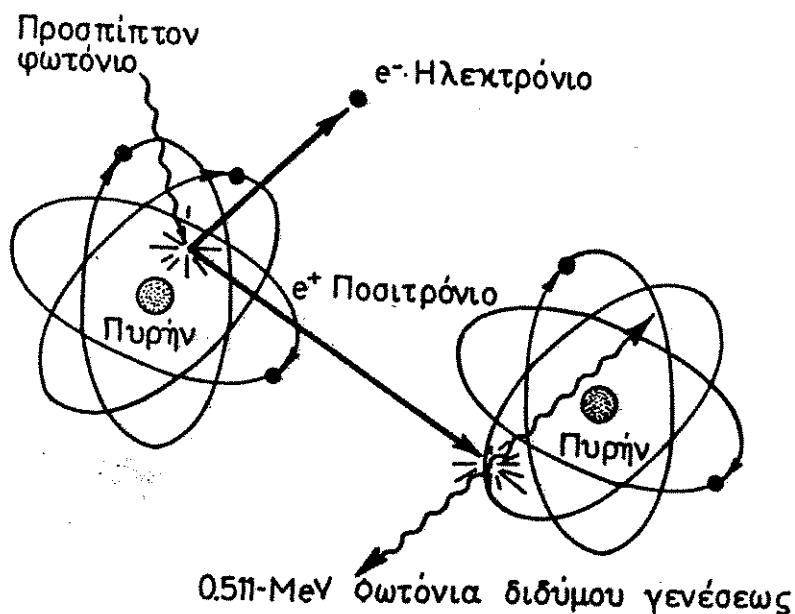
3.2.3 Δίδυμη γένεση

Όταν η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου είναι μεγαλύτερη από 1.02MeV, αυτό μπορεί να αλληλεπιδράσει με την ύλη μέσω του μηχανισμού της δίδυμης γένεσης. Ο μηχανισμός αυτός λαμβάνει χώρα όταν το φωτόνιο, περνώντας κοντά από τον πυρήνα ενός ατόμου, υφίσταται την ισχυρή ένταση του πεδίου του. Στη δίδυμη γένεση, το φωτόνιο εξαφανίζεται και η ενέργειά του χρησιμοποιείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους που αποτελείται από ένα θετικό και ένα αρνητικό ηλεκτρόνιο (σχ. 11). Η δίδυμη γένεση είναι ένα εξαιρετο παράδειγμα της μετατροπής ενέργειας σε μάζα δύο σωματίων.

Επειδή κάθε ηλεκτρόνιο έχει μάζα αδράνειας ισοδύναμη με 0.511MeV, η ελάχιστη ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου για την παραγωγή του προαναφερθέντος ζεύγους, ισούται με $2 \cdot 0.511\text{MeV}$. Κατά τη διαδικασία δεν παράχεται ηλεκτρικό φορτίο καθότι τα παραχόμενα σωματία είναι αντίθετα φορτισμένα. Αν το φωτόνιο έχει ενέργεια μεγαλύτερη από 1.022MeV, η επιπλέον ενέργεια μοιράζεται μεταξύ του ποζιτρονίου (θετικό ηλεκτρόνιο) και του ηλεκτρονίου. Ισχύει η σχέση:

$$E_0 = h\nu = 1.022 + E_+ + E_- \quad (14)$$

όπου E_+ και E_- είναι οι κινητικές ενέργειες του ποζιτρονίου και του ηλεκτρονίου αντίστοιχα. Το μοίρασμα της ενέργειας μεταξύ e^- και e^+ είναι τυχαίο από τη μια αλληλεπίδραση στην άλλη, αλλά συνήθως οι ενεργειακές τους διαφορές κυμαίνονται μεταξύ του 20% και 80%.



Σχήμα 11 : Σχηματική παράσταση "δίδυμης χένωσης"

Η κινητική ενέργεια των δύο φορτισμένων σωματίων δαπανάται κυρίως σε ιονισμό και διέγερση της ύλης. Τελικά όταν χάσουν την κινητική τους ενέργεια, το μεν ηλεκτρόνιο παραμένει ως ελεύθερο ηλεκτρόνιο ή μεταβάλλεται σε περιφερικό ηλεκτρόνιο ενός ατόμου, το δε ποζιτρόνιο αλληλοεξουδετερώνεται με ένα ηλεκτρόνιο και η μάζα τους μεταβάλλεται σε δύο φωτόνια κβαντικής ενέργειας 0.511MeV το καθένα. Τα φωτόνια αυτά

εκπέμπονται προς αντίθετες κατευθύνσεις και συνήθως αλληλεπιδρούν με την ύλη αφού διασχίσουν μια ορισμένη απόσταση. Επομένως, στις περισσότερες περιπτώσεις, στο σημείο της δίδυμης χένεσης εναποτίθεται μόνο η κινητική ενέργεια των δύο φορτισμένων σωματίων.

3.2.4 Απλός σκεδασμός (Coherent Scattering)

Κατά τον απλό σκεδασμό, το φωτόνιο αλληλεπιδρά με το άτομο συνοδικά. Σαν αποτέλεσμα αυτής της αλληλεπίδρασης, ένα ατομικό ηλεκτρόνιο τίθεται στιγμαία υπό παλμική κίνηση η οποία με τη σειρά της έχει σαν συνέπεια την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στην ίδια συχνότητα με αυτή του προσπίπτοντος φωτονίου.

Επειδή τα σκεδαζόμενα φωτόνια έχουν την ίδια κβαντική ενέργεια (ίδια συχνότητα) με τα προσπίπτοντα, κατά την όλη διαδικασία **δεν έχουμε εναπόθεση ενέργειας στο υλικό μέσο**. Ο απλός σκεδασμός είναι σημαντικός μόνο σε σχετικά χαμηλές κβαντικές ενέργειες (μέχρι 50KeV). Στην ακτινολογία μπορεί να έχει σημασία σε ορισμένες ακριβείς μετρήσεις διάδοσης και διεύθυνσης των φωτονίων, όπως π.χ. η Αξονική Υπολογιστική Τομογραφία (CT-scanning) διότι ο απλός σκεδασμός είναι μηχανισμός μέσω του οποίου έχουμε απομάκρυνση ορισμένων φωτονίων από την αρχική κατεύθυνση της δέσμης στην οποία ανήκαν.

3.2.5 Φωτονιοδιάσπαση

Η φωτονιοδιάσπαση είναι ένα φαινόμενο κατά το οποίο φωτόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας (αρκετά MeV) μπορούν να αλληλεπιδράσουν με ένα πυρήνα με αποτέλεσμα την εκπομπή από τον πυρήνα ενός νετρονίου ή ενός πρωτονίου. Μέσω της φωτονιοδιάσπασης είναι δυνατός ο μετασχηματισμός σταθερών πυρήνων σε ασταθείς όπως το ^{14}N σε ^{13}N , κλπ. Οι αντιδράσεις φωτονιοδιάσπασης απαιτούν μια ελάχιστη κβαντική ενέργεια φωτονίων, περίπου ίση με 2MeV και αρχίζουν να έχουν κάποια σημασία για τα περισσότερα υλικά μέσα (στοιχεία) όταν η κβαντική ενέργεια των φωτονίων υπερβαίνει τα 10MeV. Όμως ακόμα και σ'αυτές τις ενέργειες, η πιθανότητα φωτονιοδιάσπασης είναι πολύ μικρότερη από αυτή του φαινομένου Compton και της δίδυμης χένεσης.

Στις αντιδράσεις φωτονιοδιάσπασης, τα φωτόνια εξαφανίζονται και το σωματίο που εκπέμπεται έχει ενέργεια ίση με τη διαφορά μεταξύ της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου και της ενέργειας δέσμευσης του σωματίου στον πυρήνα. Οι φωτονιοπυρηνικές αλληλεπιδράσεις συνεισφέρουν

ελάχιστα στην απορρόφηση μιας δέσμης ακτινοβολίας από την ύλη. Στις εφαρμογές της Ιατρικής Ακτινοφυσικής, μπορούν να έχουν σχετική σημασία κατά τη διάρκεια της ακτινοθεραπείας μέσω Γραμμικού επιταχυντή και Βητατρονίου. Πράγματι, σ'αυτές τις περιπτώσεις, τα χρησιμοποιούμενα φωτόνια φθάνουν να έχουν κβαντικές ενέργειες μέχρι 44MeV (Βητατρόνιο) και αλληλεπιδρώντας με το ^{16}O του ατμοσφαιρικού αέρα ($^{16}\text{O} + \gamma \rightarrow ^{15}\text{O} + n$) ή με άλλα στοιχεία του ευθυγραμμιστή της δέσμης, παράχουν νετρόνια που έχουν υψηλή βιολογική επίδραση και μια ορισμένη σημασία από ακτινοπροστατευτική άποψη.

3.2.6 Εναπόθεση της ενέργειας των φωτονίων στην ύλη

Οι κυριότερες αλληλεπιδράσεις μέσω των οποίων μεταφέρεται η ενέργεια των φωτονίων στην ύλη, είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ή σκέδαση Compton και η δίδυμη χένωση. Η μεταφορά της ενέργειας συντελείται με μια σειρά τέτοιων αλληλεπιδράσεων κατά τις οποίες η ενέργεια μεταφέρεται σε ηλεκτρόνια και σε δευτερεύοντα φωτόνια σταδιακά μειούμενης ενέργειας (βλ. σχήμα 12). Υπεύθυνα τελικά για την εναπόθεση ενέργειας στην ύλη είναι τα ηλεκτρόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας. Ακριβώς γι'αυτό το λόγο, η μέση L (γραμμική μεταφορά ενέργειας) των φωτονίων, οσον αφορά τις **ακτινοβιολογικές επιδράσεις**, είναι η ίδια με αυτή των ηλεκτρονίων (σης κβαντικής ενέργειας, δηλαδή 0.2-2 KeV/μm).



Σχήμα 12 : Πολλαπλές αλληλεπιδράσεις ενός φωτονίου κατά την πορεία του διά μέσου της ύλης.

3.3 Εξασθένιση δέσμης φωτονίων

Τα πορίσματα και η θεωρία των προαναφερθέντων μηχανισμών αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη είναι προϊόντα πειραμάτων που

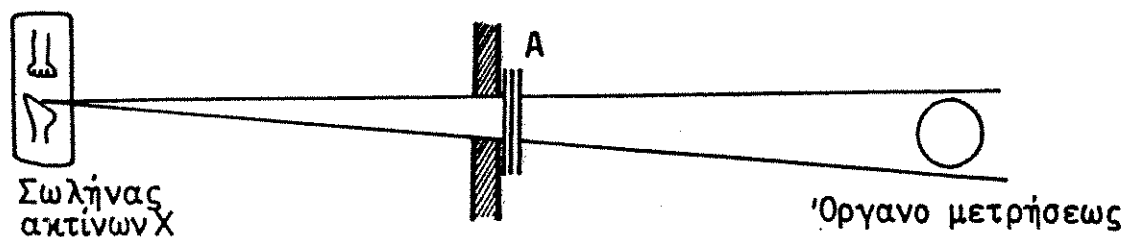
αναφέρονται σε δέσμες φωτονίων και έχουν έννοια στατιστική. Πράγματι, είναι αδύνατο να γίνουν πειράματα με ένα φωτόνιο και κατά μείζονα λόγο να συναχθούν θεωρητικά συμπεράσματα. Κατά συνέπεια, η πλήρης κατανόηση της συμπεριφοράς των φωτονίων κατά την αλληλεπίδρασή τους με την ύλη, συνδέεται άμεσα με το νόμο της εκθετικής εξασθένησης δέσμης μονοenerχειακών φωτονίων και ειδικότερα με την έννοια του συντελεστή εξασθένησης.

3.3.1 Συντελεστές εξασθένησης

Όταν μια δέσμη φωτονίων διαπερνά την ύλη, η έντασή της μειώνεται. Η δέσμη **εξασθενεί** και ένα μέρος της αρχικής της ενέργειας απορροφάται από το ακτινοβολούμενο μέσο ενώ ένα άλλο μέρος σκεδάζεται ακολουθώντας νέα κατεύθυνση.

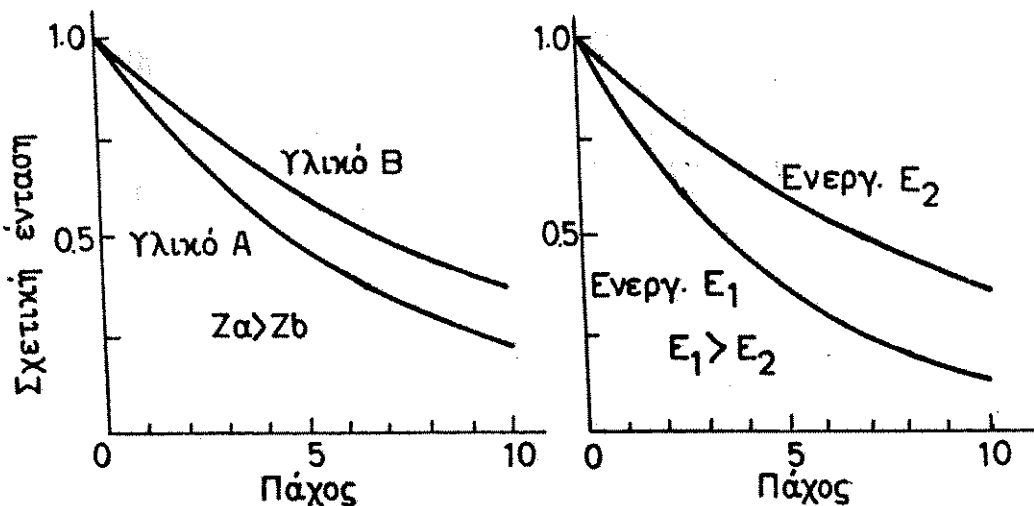
Οι διαδικασίες της απορρόφησης και της σκέδασης έχουν ένα ρόλο σημαντικότερο στην ακτινολογία. Η διαφορετική εξασθένηση στους διαφορετικούς ιστούς επιτρέπει την ακτινογραφική απεικόνιση. Η απορρόφηση παράγει την ακτινογραφία και τις βιολογικές επιδράσεις που είναι αναγκαίες στην ακτινοθεραπεία, ενώ η σκεδαζόμενη ακτινοβολία δημιουργεί προβλήματα και στη διακριτικότητα της διάγνωσης και στον προγραμματισμό της ακτινοθεραπείας.

Επειδή αυτές οι διαδικασίες είναι πολύ σύνθετες, αναλύεται καταρχήν τι συμβαίνει όταν **στενές μονοenerχειακές** δέσμες διαπερνούν την ύλη. Συγκεκριμένα, προσδιορίζεται η διαφορετική συμπεριφορά της δέσμης φωτονίων στα διάφορα υλικά και σε διάφορες κβαντικές ενέργειες. Οι προσδιορισμοί επιτυγχάνονται με πειραματικές διατάξεις σαν αυτή του σχήματος 13.



Σχήμα 13 : Μέτρηση της εξασθένησης δέσμης φωτονίων

Ένας μετρητής φωτονίων εκτίθεται σε στενή δέσμη και καταγράφεται η ένταση των κρούσεων. Όταν ελάσμα ενός υλικού τεθεί μεταξύ της δέσμης και του μετρητή, στο σημείο Α, οι καταγραφόμενες κρούσεις μειώνονται και επιπλέον παρατηρείται ότι όσο μεγαλύτερο είναι το πάχος του ελασματος, τόσο μεγαλύτερη είναι η μείωση των κρούσεων. Η επανάληψη του ίδιου πειράματος με ένα άλλο υλικό, δίνει όμοια αποτελέσματα αν και η μεταβολή που παράγεται από την παρεμβολή ελασμάτων με τα ίδια πάχη δεν είναι η ίδια για τα δύο διαφορετικά υλικά. Ομοίως, αν το αρχικό υλικό ακτινοβοληθεί με φωτόνια διαφορετικής κβαντικής ενέργειας, η γενική μορφή των αποτελεσμάτων θα επαναληφθεί αλλα'και σ'αυτήν την περίπτωση τα μεγέθη θα είναι διαφορετικά. Ορισμένα χαρακτηριστικά αποτελέσματα αυτών των πειραμάτων, παρουσιάζονται στις καμπύλες του σχήματος 14, και η σημασία τους συνοψίζεται στα παρακάτω συμπεράσματα:



Σχήμα 14 : Η επίδραση του ατομικού αριθμού A και της κβαντικής ενέργειας E , στην εξασθένηση των φωτονίων

1. Όσο **μεγαλύτερο** το πάχος του υλικού, τόσο **μεγαλύτερη** η εξασθένηση.
2. Όσο **μεγαλύτερος** ο ατομικός αριθμός και/ή η πυκνότητα του υλικού, τόσο **μεγαλύτερη** η προκαλούμενη εξασθένηση για δεδομένο πάχος του ελασματος.
3. Όσο **μεγαλύτερη** η κβαντική ενέργεια των φωτονίων, τόσο **μικρότερη** η προκαλούμενη εξασθένηση για δεδομένο πάχος ελασματος δεδομένου υλικού.

Σε μια πιο προσεκτική διερεύνηση των διαγραμμάτων του σχήματος 14, αναγνωρίζεται το σημαντικό γεγονός ότι ίση αύξηση στο πάχος του

παρεμβαλλόμενου ελάσματος προκαλεί ίσες κλασματικές μειώσεις στην εξερχόμενη από το υλικό ακτινοβολία. Δηλαδή, προσδιορίζεται ότι η κλασματική μείωση $\Delta I/I$ της έντασης της δέσμης συνδέεται με το πάχος (Δx) του υλικού μέσου σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta I/I = -\mu_1 \Delta x \quad (15)$$

Το αρνητικό πρόσημο δείχνει ότι η ένταση της δέσμης μειώνεται με την αύξηση του πάχους. Ο παράγοντας μ_1 καλείται **γραμμικός συντελεστής εξασθένησης** του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Έχει διαστάσεις (πάχος)⁻¹ και συνήθως εκφράζεται σε cm^{-1} . Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης, χαρακτηρίζει μονοσήμαντα τις απορροφητικές ιδιότητες του κάθε υλικού μέσου.

Η σχέση (15) για απειροστικές μεταβολές dx , του πάχους γίνεται:

$$\frac{dI}{I} = -\mu_1 dx \quad (16)$$

Η (16) είναι μια γραμμική διαφορική εξίσωση της οποίας η λύση συνδέει την προσπίπτουσα στο υλικό μέσο ακτινοβολία (I_0) με την εξερχόμενη (I) από αυτό, δηλαδή:

$$I = I_0 e^{-\mu_1 x} \quad (17)$$

Η σχέση (17) εκφράζει το νόμο της **εκθετικής εξασθένησης της ακτινοβολίας** και έχει την ίδια μορφή με το νόμο της ραδιενεργού φθοράς. Πράγματι, ο συντελεστής εξασθένησης μ_1 αντικαθιστά τη σταθερά φθοράς λ , και το πάχος x του απορροφητικού μέσου αντικαθιστά το χρόνο φθοράς t . Μια έννοια ανάλογη με τη ραδιενεργό ημιζωή του ραδιοϊσοτόπου είναι η έννοια του **πάχους υποδιπλασιασμού** (H.V.T) που χρησιμοποιείται σε μεγάλη ποικιλία προβλημάτων σχετικών με τον προγραμματισμό της ακτινοθεραπείας. Η (H.V.T) είναι το πάχος του υλικού μέσου που μειώνει στο μισό την ένταση της προσπίπτουσας σ'αυτό δέσμης φωτονίων. Το πάχος υποδιπλασιασμού συνδέεται με το γραμμικό συντελεστή εξασθένησης, σύμφωνα με τον τύπο:

$$\text{H.V.T} = 0.693/\mu_1 \quad \mu_1 = 0.693/\text{H.V.T} \quad (18)$$

Πειραματικά, βρίσκεται ότι ο μ_1 αυξάνεται γραμμικά με την αύξηση της πυκνότητας ρ του εξασθενητή, συγκεκριμένα ισχύει η σχέση:

$$\mu_m = \mu_1/\rho \quad (19)$$

Η παράμετρος μ_m έχει διαστάσεις cm^2/g και καλείται **μαζικός συντελεστής εξασθένησης του υλικού μέσου**. Ο μ_m εξαρτάται από τον

ατομικό αριθμό Z του εξασθενητή και από την κβαντική ενέργεια E των φωτονίων, δηλαδή $\mu_m = \mu_m(Z, E)$. Οι συναρτήσεις $\mu_m(E, Z)$ και $\mu_1(E, Z)$ μπορούν να προσδιορισθούν πειραματικά χρησιμοποιώντας διάφορα υλικά και διάφορες μονοενεργειακές δέσμες φωτονίων. Στη βιβλιογραφία βρίσκονται αρκετοί πίνακες των τιμών του μ_m σε σχέση με την κβαντική ενέργεια των φωτονίων, για μεγάλη ποικιλία υλικών μέσων. Δεδομένης της τιμής του μ_m από τους πίνακες, το μ_1 του υλικού προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\mu_1(\text{cm}^{-1}) = \mu_m(\text{cm}^2/\text{g}) \rho(\text{g}/\text{cm}^3) \quad (20)$$

Ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης για ένα **κράμα στοιχείων** μπορεί να επιτευχθεί από τις τιμές των στοιχειωδών συνιστωσών του χρησιμοποιώντας τον τύπο:

$$\mu_m(\text{κραμ.}) = \mu_{m_1} f_1 + \mu_{m_2} f_2 + \dots \quad (21)$$

όπου $\mu_{m_1}, \mu_{m_2}, \dots$ είναι οι μαζικοί συντελεστές εξασθένησης των στοιχείων 1, 2, ... και f_1, f_2, \dots είναι τα αντίστοιχα κλάσματικά βάρη των στοιχείων στο κράμα.

Ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης μ_m μπορεί να θεωρηθεί σαν άθροισμα κυρίως τριών συνιστωσών, δηλαδή:

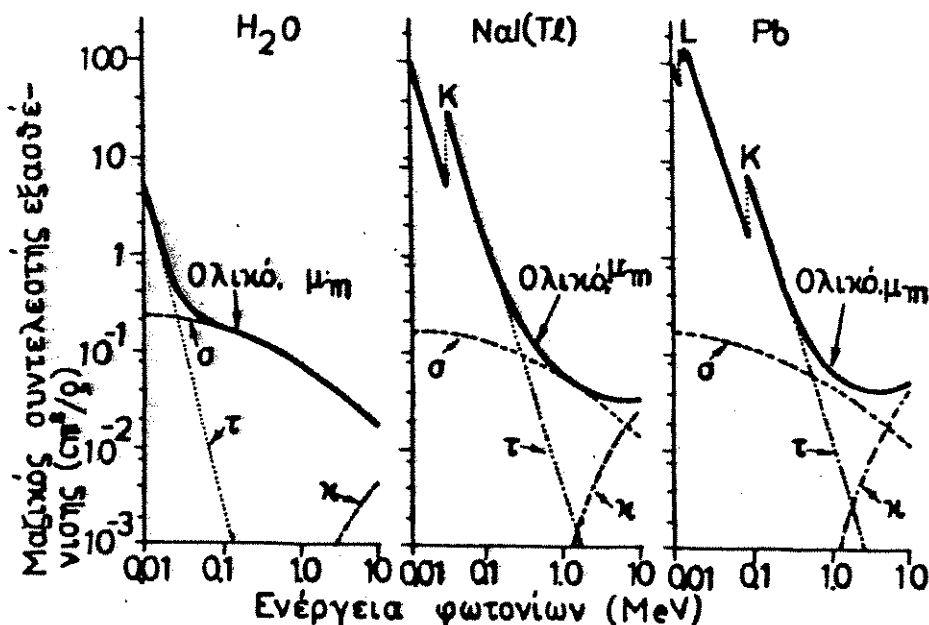
$$\mu_m = \tau + \sigma + K \quad (22)$$

όπου τ είναι η συνιστώσα του μ_m που οφείλεται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, σ είναι η συνιστώσα που οφείλεται στη σκέδαση Compton και K η συνιστώσα που οφείλεται στη δίδυμο χένεση. Έτσι, μπορεί η συνιστώσα τ να ταυτίζεται με τον μ_m του απορροφητικού υλικού αν απουσιάζει τελείως η σκέδαση Compton και η παραγωγή ζευγών. Σημειώνεται ότι ο μ_m αναφέρεται σε αμφότερες τις διαδικασίες σκέδασης και απορρόφησης, γι'αυτό το λόγο καλείται συντελεστής εξασθένησης και όχι απορρόφησης.

Τα σχετικά μετέθνη των τ, σ και K μεταβάλλονται με τον ατομικό αριθμό Z και με την κβαντική ενέργεια E . Στο σχήμα 15, παρουσιάζονται τα διαγράμματα του μ_m και των συνιστωσών του τ, σ, K σαν συναρτήσεις της κβαντικής ενέργειας των φωτονίων (0.01-10MeV) για το νερό (H_2O), το Ιωδιούχο Νάτριο εμπλουτισμένο με θάλλιο (NaI(Tl)), και το μόλυβδο (Pb). Από τη μελέτη των παραπάνω διαγραμμάτων, γίνονται εμφανή τα παρακάτω σημεία:

1. Η φωτοηλεκτρική συνιστώσα τ μειώνεται ραγδαία με την αύξηση της

κβαντικής ενέργειας των φωτονίων ενώ αυξάνεται ραχδαία με την αύξηση του ατομικού αριθμού του απορροφητικού μέσου ($\tau = Z^3/E^3$). Κατά συνέπεια, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι κυρίαρχο φαινόμενο στα βαριά στοιχεία σε χαμηλές ενέργειες των φωτονίων. Παρατηρείται επίσης ότι η φωτοηλεκτρική συνιστώσα αυξάνεται απότομα για τιμές της κβαντικής ενέργειας που αντιστοιχούν στην ενέργεια δέσμου των ατομικών στοιβάδων του αλληλεπιδρώντος υλικού μέσου. Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα, σε αντιστοιχία με την ενέργεια του δέσμου της στοιβάδας K του ιωδίου ($K_B = 33.2 \text{KeV}$) και του μόλυβδου ($K_B = 88.0 \text{KeV}$) ο παράχων αύξησής είναι μεταξύ 5 και 6. Αυτές οι απότομες αυξήσεις καλούνται **αιχμές απορρόφησης K** και είναι αποτέλεσμα του γεγονότος ότι η φωτοηλεκτρική απορρόφηση που σχετίζεται με τα ηλεκτρόνια της στοιβάδας K, δεν υπερβαίνει την ενέργεια δέσμου της στοιβάδας K. Στο διάγραμμα αλληλεπίδρασης των φωτονίων με το μόλυβδο, διακρίνονται και οι αιχμές L σε αντιστοιχία με $E = 13-16 \text{KeV}$. Οι αιχμές L για το νερό και το Ιωδιούχο Νάτριο, όπως επίσης και η αιχμή K του νερού, δεν διακρίνονται αν και υπάρχουν γιατί οι αντίστοιχες απορροφήσεις λαμβάνουν χώρα σε μικρές κβαντικές ενέργειες που δεν περιέχονται στα διαγράμματα του σχήματος 15.



Σχήμα 15 : Οι διάφορες συνιστώσες του μαζικού συντελεστή εξασθένισης (cm^2/g), στην ενεργειακή περιοχή 0.01-10MeV, για τα υλικά μέσα H_2O , $\text{NaI}(\text{Tl})$ και Pb .

2. Η συνιστώσα της σκέδασης Compton, σ μειώνεται αρχά με την αύξηση της κβαντικής ενέργειας των φωτονίων E και με την αύξηση του ατομικού αριθμού Z . Οι μεταβολές είναι τόσο μικρές ώστε στις περισσότερες περιπτώσεις η σ θεωρείται πρακτικά σαν σταθερά ως προς Z και E . Η σκέδαση Compton είναι η κυρίαρχη αλληλεπίδραση για ενδιάμεσες τιμές του Z και E .

3. Η συνιστώσα K είναι μηδέν για κβαντικές ενέργειες μικρότερες από 1.022MeV που είναι η ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια για την αλληλεπίδραση της δίδυμης χένεσης. Μετά από αυτό το ενεργειακό όριο, η τιμή του K αυξάνεται **λογαριθμικά** με την αύξηση του E και **γραμμικά** με την αύξηση του Z , δηλαδή $K=Z \log E$. Η δίδυμος χένεσις είναι το κυρίαρχο φαινόμενο για υψηλές κβαντικές ενέργειες των φωτονίων και για υψηλό Z του αλληλεπιδρώντος υλικού μέσου.

3.3.2 Πολυενεργειακές δέσμες φωτονίων

Οι δέσμες φωτονίων που χρησιμοποιούνται στην ακτινοδιαγνωστική και στην ακτινοθεραπεία είναι προϊόντα της "ακτινοβολίας πέδησης" ηλεκτρονίων που προσπίπτουν στους ειδικής κατασκευής στόχους (εστίες) των ακτινολογικών μηχανημάτων. Κατά συνέπεια, όπως φαίνεται από το συνεχές φάσμα της ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung) οι ακτινολογικές δέσμες φωτονίων είναι **πολυενεργειακές** δηλαδή περιέχουν φωτόνια με διάφορες κβαντικές ενέργειες. Κάτι ανάλογο αν και διαφορετικής πρόελευσης, συμβαίνει με αρκετά ραδιονουκλίδια της Πυρηνικής Ιατρικής τα οποία παρουσιάζουν ενεργειακά φάσματα με πολλές αιχμές. Από τα παραπάνω, συνάχεται ότι στις εφαρμογές της ακτινοφυσικής ιατρικής, η εκτίμηση της διέλευσης των ακτίνων χ και γ διά μέσου του ανθρώπινου ιστού, είναι ένα ζήτημα αρκετά σύνθετο που λύνεται συνήθως προσεχιστικά.

Η καμπύλη διέλευσης μιας πολυενεργειακής δέσμης διά μέσου της ύλης, αποτελείται από ένα άθροισμα εκθετικών συνιστωσών η κάθε μια από τις οποίες αντιστοιχεί σε φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας. Η προαναφερόμενη καμπύλη πέφτει αρχικά απότομα καθώς οι συνιστώσες χαμηλής ενέργειας ("μαλακές" συνιστώσες) της δέσμης σκεδάζονται ή απορροφώνται ευθύς εξαρχής. Ακολούθως η καμπύλη σταθεροποιείται λόγω της μεγαλύτερης ποσοστιαίας συμμετοχής, στη διέλευση διά μέσου του υλικού των υψηλής ενέργειας συνιστωσών ("σκληρές" συνιστώσες) της δέσμης. Η διαφορετική συμπεριφορά των "μαλακών" και των "σκληρών" συνιστωσών έχει σαν συνέπεια η μέση κβαντική ενέργεια των φωτονίων της δέσμης να αυξάνεται με την αύξηση του πάχους του παρεμβαλλόμενου υλικού μέσου. Αυτό το φαινόμενο καλείται **"σκληρύωση της δέσμης"**.

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της "σκληρύνσης της δέσμης" είναι δυνατόν να "φιλτραρισθούν" τα φωτόνια που προέρχονται από μια πολυενεργειακή πηγή ακτινοβολίας, για παράδειγμα το γραμμικό επιταχυντή, και να χρησιμοποιηθεί ένα μέρος από αυτά. Συγκεκριμένα, μπορούν να απορροφηθούν από ένα ειδικά παρεμβαλλόμενο υλικό μέσο (φίλτρο) τα φωτόνια της δέσμης που έχουν χαμηλή κβαντική ενέργεια και να "περάσουν" τα φωτόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας. Αυτού του είδους η διήθηση χρησιμοποιείται για τη διακριτική ανίχνευση ορισμένων συνιστωσών των ραδιοισοτόπων της Πυρηνικής Ιατρικής.

3.3.3 Η σχετική σημασία των διαφόρων μηχανισμών αλληλεπίδρασης

Κάθε φορά που πραγματοποιείται μια αλληλεπίδραση μεταξύ μιας δέσμης φωτονίων και ενός υλικού μέσου, ένα φωτόνιο εκτοπίζεται από τη δέσμη και τίθεται σε κίνηση ένα ηλεκτρόνιο (φωτοηλεκτρόνιο ή ηλεκτρόνιο Compton) ή ένα ζεύγος ηλεκτρονίων (e^- και e^+). Η σχετική συχνότητα των διάφορων μηχανισμών αλληλεπίδρασης μπορεί να υπολογιστεί, και στον πίνακα 1 δίνονται τα αποτελέσματα για φωτόνια από 10KeV έως 100MeV. Όπως φαίνεται στο πρώτο ήμισυ του πίνακα 1, τα φωτόνια κβαντικής ενέργειας 20KeV, αλληλεπιδρώντας με το νερό (H_2O) δίνουν κατά 70% φωτοηλεκτρόνια (αλληλεπίδραση μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου) και κατά 30% ηλεκτρόνια Compton, ενώ τα φωτόνια που έχουν κβαντική ενέργεια μεγαλύτερη από 100KeV αλληλεπιδρούν με το νερό κατά ελάχιστο ποσοστό σύμφωνα με το μηχανισμό του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.

Όταν ένα φωτοηλεκτρόνιο τίθεται σε κίνηση, έχει περίπου την ίδια ενέργεια με το φωτόνιο που το έθεσε σε κίνηση, ενώ το ηλεκτρόνιο Compton έχει πολύ μικρότερη ενέργεια. Τα ποσοστά της ενέργειας που μεταφέρονται από τα ηλεκτρόνια κατά τους διάφορους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης μπορούν να υπολογιστούν και δίνονται στο δεύτερο ήμισυ του πίνακα 1. Από την παρατήρηση των ποσοστών, φαίνεται ότι στα 26KeV αν και μόνο το 50% των ηλεκτρονίων είναι φωτοηλεκτρόνια, η ενέργεια που μεταφέρουν είναι περίπου 95% της συνολικής. Επίσης, παρατηρείται ότι στα 57KeV, ενώ μόνο το 8% των ηλεκτρονίων είναι φωτοηλεκτρόνια, εξακολουθούν να μεταφέρουν το 50% της ενέργειας.

Είναι πολύ σημαντικό να γίνεται διάκριση μεταξύ των τριών βασικών τύπων αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη, λόγω του διαφορετικού τρόπου με τον οποίον προσδίδουν ενέργεια στο υλικό μέσο. Ιδιαίτερα, για τις εφαρμογές της Ακτινολογίας και της Πυρηνικής Ιατρικής, έχουμε ότι:

1. Αν κυρίαρχος μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (χαμηλές κβαντικές ενέργειες), τότε το οστόν απορροφά περίπου 6 φορές περισσότερη ενέργεια κατά γραμμάριο απ΄ότι ο μαλακός ιστός.

Πίνακας 1 :Σχετική σημασία των διαφόρων τύπων εξασθένησης στο νερό

		Σχετικός Αριθμός Διαδικασιών			% Μεταφερόμενης Ενέργειας από τα Ηλεκτρόνια στην κάθε διαδικασία		
Ενέργεια Φωτονίων		Φωτοηλεκτρικό	Compton	Ζεύξη	Φωτοηλεκτρικό	Compton	Ζεύξη
		$r(100)$	$\sigma(100)$	$\eta(100)$	$\tau(100)$	$\sigma_k(100)$	$\eta_k(100)$
		$r+\sigma+\eta$	$r+\sigma+\eta$	$r+\sigma+\eta$	$r+\sigma_k+\eta_k$	$r+\sigma_k+\eta_k$	$r+\sigma_k+\eta_k$
10	keV	95	5	0	100	0	0
20		70	30	0	99	1	0
26		50	50	0	96	4	0
30		39	61	0	93	7	0
40		20	80	0	80	20	0
50		11	89	0	61	39	0
57		8	92	0	50	50	0
60		7	93	0	43	57	0
80		3	96	0	20	80	0
100		1	99	0	9	91	0
150		0	100	0	2	98	0
200		0	100	0	1	99	0
400		0	100	0	0	100	0
1	MeV	0	100	0	0	100	0
2		0	99	1	0	99	1
4		0	94	6	0	93	7
6		0	88	12	0	86	14
8		0	83	17	0	79	21
10		0	77	23	0	72	28
15		0	65	35	0	59	41
20		0	56	44	0	50	50
24		0	50	50	0	43	57
50		0	29	71	0	24	76
100		0	16	84	0	13	87

2. Αν ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι η σκέδαση, το οστόν και ο μαλακός ιστός απορροφούν την ίδια ποσότητα ενέργειας κατά γραμμάριο.

3. Αν ο μόνος μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι η δίδυμη γένεση, το οστόν απορροφά περίπου δύο φορές περισσότερη ενέργεια κατά γραμμάριο απ'ότι ο μαλακός ιστός.

Τα τρία παραπάνω συμπεράσματα, έχουν κεντρική σημασία. Στην ακτινοδιαγνωστική, σε συνάρτηση με το ποιά είναι η υπό εξέταση περιοχή του ανθρώπινου σώματος, χρησιμοποιούμε ακτινοδιαγνωστικές τεχνικές υψηλής ή χαμηλής τάσης. Το ίδιο συμβαίνει και στην ακτινοθεραπεία όπου ο ακτινοθεραπευτής ενδιαφέρεται για το πόση ενέργεια απορροφάται στα διάφορα σημεία του σώματος του ασθενούς. Έτσι, για παράδειγμα, όταν ένας καρκινογόνος όγκος διεισδύει στο οστόν, πρέπει να χρησιμοποιηθεί ακτινοβολία υψηλής κβαντικής ενέργειας λόγω του ότι σ'αυτή την περίπτωση κυριαρχεί ο μηχανισμός της δίδυμης γένεσης και το οστόν (περιοχή ενδιαφέροντος) απορροφά δύο φορές περισσότερη ενέργεια απ'ότι ο γειτονικός και ενδεχόμενα υγιής μαλακός ιστός.

ΦΥΣΙΚΗ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη των ασταθών ισωτόπων σε συνδυασμό με την ανάπτυξη των συστημάτων ανίχνευσης της εκπεμπόμενης από τα ραδιοϊσότοπα ακτινοβολίας, αποτέλεσε το υπόστρωμα για τη διερεύνηση ενδεχόμενων εφαρμοχών των ραδιοϊσοτόπων στην Ιατρική. Αυτή η διερεύνηση είχε σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας νέας ειδικότητας, της Πυρηνικής Ιατρικής που έχει σαν κύριο σκοπό την εφαρμογή των ιδιοτήτων των ραδιοϊσοτόπων στη διάγνωση και τη θεραπεία των ανθρώπινων ασθενειών.

Η ελεγχόμενη παραγωγή, στα πυρηνικά κέντρα, ασταθών ισωτόπων, μαζί με τη ραχδαία εξέλιξη της ηλεκτρονικής τεχνολογίας και των υπολογιστών, διέυρνε σημαντικότερα, κυρίως τα τελευταία τριάντα χρόνια, το φάσμα των δυνατοτήτων της Πυρηνικής Ιατρικής.

Η βάση της Πυρηνικής Ιατρικής βρίσκεται στο γεγονός ότι τα ασταθή ισότοπα έχουν σχεδόν τις ίδιες χημικές ιδιότητες με τα σταθερά ισότοπα (η ισοτοπική επίδραση είναι μικρή στις περισσότερες περιπτώσεις). Έτσι σε ορισμένες χημικές ουσίες που έχουν την ιδιότητα να προσκολλούνται εκλεκτικά σε συγκεκριμένα κύτταρα ή όργανα του ανθρώπινου σώματος, μπορεί να αντικατασταθεί το σταθερό ισότοπο ενός στοιχείου με ένα ασταθές. Σ' αυτήν ακριβώς τη δυνατότητα στηρίζονται, όπως θα αναλυθεί αρχότερα, οι περισσότερες εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής.

Η Πυρηνική Ιατρική έχει δύο συνιστώσες, τη θεραπευτική και τη διαγνωστική.

Η δυνατότητα εκλεκτικής προσκόλλησης των ραδιοϊσοτόπων σε ορισμένα σημεία του οργανισμού, σε συνδυασμό με τη βιολογική επίδραση της ακτινοβολίας επί των κακοήθων όγκων, δημιούργησε στις πρώτες φάσεις ανάπτυξης της Πυρηνικής Ιατρικής, υπέρμετρη αισιοδοξία στη μάχη καταπολέμησης του καρκίνου. Δυστυχώς αρχότερα, αποδείχθη ότι μόνο σε ειδικές περιπτώσεις οι θεραπευτικές δυνατότητες των ραδιοϊσοτόπων είναι ικανοποιητικές όπως θα αναλυθεί αρχότερα, και έτσι η θεραπευτική κατεύθυνση της Πυρηνικής Ιατρικής δεν αναπτύχθηκε στο βαθμό που αναμενόταν.

Αντίθετα, οι διαγνωστικές εφαρμοχές των ραδιοϊσοτόπων βρίσκονται σε συνεχή εξέλιξη. Οι διαγνωστικές εξετάσεις της Πυρηνικής Ιατρικής χωρίζονται σε δύο κατηγορίες:

α) Εξετάσεις in vivo στις οποίες λαμβάνει μέρος ο ίδιος ο ασθενής. Σ'αυτές τις εξετάσεις, μια ειδική χημική ουσία, σεσημασμένη με ραδιοϊσότοπο, εγχύεται ενδοφλεβίως και προσκολλάται εκλεκτικά μέσω του μεταβολισμού, στο κλινικά ενδιαφέρον όργανο του ασθενούς. Κατόπιν, χρησιμοποιώντας ένα ανιχνευτικό σύστημα, προσδιορίζεται η χωρική κατανομή της εκπεμπόμενης από το ραδιοϊσότοπο ακτινοβολίας και κατά αντιστοιχία η μορφολογία του υπο εξέταση οργάνου. Έτσι, γίνεται δυνατό κυριολεκτικά να χαρτογραφηθούν παθολογικές διογκώσεις, κύστες, όγκοι, κλπ. Εκτός από τα μορφολογικά χαρακτηριστικά ενός οργάνου ή ολόκληρου του σώματος, αυτές οι ραδιοϊσοτοπικές τεχνικές μπορούν να μας δώσουν πληροφορίες και για τη λειτουργική συμπεριφορά ορισμένων οργάνων όπως π.χ. ο θυροειδής αδένας ή τα νεφρά.

β) Εξετάσεις in vitro στις οποίες εξετάζονται δείγματα βιολογικών υγρών του ασθενούς και μετρούνται συγκεντρώσεις ορμονών, αντισώματα και άλλης κλινικής σημασίας ουσίες.

Ενώ οι εικόνες που επιτυγχάνονται χρησιμοποιώντας εξωτερικές πηγές ακτινοβολίας X βασίζονται στη διαφορετική απορρόφηση ή σκέδαση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, οι εικόνες της Πυρηνικής Ιατρικής έχουν ουσιαστικά λειτουργική βάση λόγω του ότι εξαρτώνται από την ιδιότητα των οργάνων ή των ιστών να συγκρατούν το ραδιονουκλίδιο. Η κατανομή κάθε ραδιενεργού ουσίας που εισάγεται στο σώμα εξαρτάται από λειτουργικούς παράγοντες όπως η αιματική ροή, η μεταβολική δραστηριότητα και η παρουσία παθολογικών κυττάρων.

Όλες οι διαδικασίες της Πυρηνικής Ιατρικής μπορεί να θεωρηθούν ότι απαιτούν δύο κύριες συνιστώσες:

α) Ένα σύστημα ανίχνευσης της ακτινοβολίας με κατάλληλη ευαισθησία και διακριτικότητα.

β) Ένα ραδιοφάρμακο το οποίο να εντοπίζεται το μέγιστο δυνατό στο υπό εξέταση όργανο ή δείγμα.

Στις παραγράφους που ακολουθούν, θα δοθούν συνοπτικά μερικά στοιχεία φυσικής και τεχνολογίας που αφορούν τα ραδιοϊσότοπα, τα συστήματα ανίχνευσης και τις διαδικασίες μέτρησης και απεικόνισης στην Πυρηνική Ιατρική.

2. ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΕΠΙΛΟΓΗΣ ΡΑΔΙΟΪΣΟΤΟΠΩΝ ΣΤΗ ΔΙΑΦΟΡΙΚΗ ΔΙΑΓΝΩΣΗ

Όλες οι διαδικασίες της Πυρηνικής Ιατρικής, με εξαίρεση τις in vitro μετρήσεις, απαιτούν την έγχυση ενός ραδιοφαρμάκου στον ασθενή. Σήμερα

υπάρχει μια ευρύτατη επιλογή ραδιοφαρμάκων για να ικανοποιηθούν οι ποικίλες προϋποθέσεις των διάφορων διαδικασιών. Τα ραδιοφάρμακα διαφέρουν μεταξύ τους και κατά τη φυσική και κατά τη χημική μορφή όπως επίσης και ως προς το ραδιονουκλίδιο που περιέχουν.

Εξετάζοντας ένα ραδιοφάρμακο, ενδιαφέρει η φαρμακολογική συμπεριφορά του όπως επίσης και οι πυρηνικές ιδιότητες του ραδιονουκλιδίου του. Το ραδιοφάρμακο πρέπει να κατανέμεται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να ικανοποιείται ο στόχος της κλινικής διαδικασίας. Οι ιδιότητες που απαιτούνται από το ραδιονουκλίδιο διαφέρουν από διαδικασία σε διαδικασία. Σε κάθε περίπτωση διαγνωστικής διαδικασίας, ο στόχος είναι η ελαχιστοποίηση της δόσης της ακτινοβολίας στον ασθενή και η μεγιστοποίηση της διαγνωστικής πληροφορίας. Επομένως δύο είναι οι βασικοί παράγοντες που επηρεάζουν την επιλογή ενός ραδιοφαρμάκου. Η βιολογική συμπεριφορά του ραδιοφαρμάκου, που επηρεάζει την κατανομή του στο σώμα, και τα χαρακτηριστικά της εκπεμπόμενης από το ραδιονουκλίδιο ακτινοβολίας.

Τα κριτήρια επιλογής ενός ραδιοϊσοτόπου στις διαγνωστικές εφαρμοχές είναι τα εξής:

1. Το ραδιενεργό ισότοπο πρέπει να έχει χημική συμπεριφορά ταυτιζόμενη όσο το δυνατόν περισσότερο με εκείνη του αντίστοιχου σταθερού ισότοπου και να ελαχιστοποιείται εν γένει η ισοτοπική επίδραση στη μεταβολική δραστηριότητα.

2. Όλη η ακτινοβολία που εκπέμπεται από το ραδιονουκλίδιο συμμετέχει στην απορροφούμενη από τον ασθενή δόση. Είναι κατά συνέπεια επιθυμητή η ελαχιστοποίηση της ποσότητας εκείνης της ακτινοβολίας που δεν χρησιμοποιείται στην απεικονιστική διαδικασία. Αυτή η ελαχιστοποίηση μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας ραδιονουκλίδια που φθίρονται μέσω ισομερών μεταπτώσεων. Βέβαια, ακόμα και σ'αυτή την περίπτωση, εκπέμπεται μια "παρασιτική" ακτινοβολία, μικρής έντασης και χαμηλής κβαντικής ενέργειας που οφείλεται στα ηλεκτρόνια εσωτερικής μετατροπής. Για παράδειγμα, στη ραδιενεργό φθορά του ^{99m}Tc μόνο το 8,5% της γ ακτινοβολίας υφίσταται εσωτερική μετατροπή δίνοντας ηλεκτρόνια που δεν συμβάλλουν στην απεικόνιση και έχουν αρνητικές βιολογικές επιδράσεις. Σε ορισμένες περιπτώσεις, εξίσου καλή συμπεριφορά έχουν τα ραδιονουκλίδια που μετασχηματίζονται μέσω συλλήψεως τροχιακού ηλεκτρονίου. Σ'αυτές τις περιπτώσεις δεν εκπέμπεται πυρηνική ακτινοβολία αλλά μόνον ακτίνες X, που οφείλονται σε μεταπτώσεις των τροχιακών ηλεκτρονίων, και ηλεκτρόνια χαμηλής κβαντικής ενέργειας που δεν έχουν σοβαρή βιολογική επίδραση.

Συνάχεται επομένως ότι το βασικό κριτήριο στην επιλογή των ραδιοϊσοτόπων που χρησιμοποιούνται στη Πυρηνική Ιατρική, είναι η

ελαχιστοποίηση εκείνης της σωματιακής ακτινοβολίας που έχει κβαντική ενέργεια ικανή να ιονίσει τα άτομα του ανθρώπινου οργανισμού.

3. Η κβαντική ενέργεια των ακτίνων γ που εκπέμπονται από το ραδιονουκλίδιο και χρησιμοποιούνται στην απεικόνιση, πρέπει να είναι αρκετά υψηλή ώστε οι ακτίνες γ να μην απορροφώνται από το ανθρώπινο σώμα και να φθάνουν στο ανιχνευτικό σύστημα που σε τελευταία ανάλυση αποτελεί το βασικό στοιχείο της απεικόνισης. Εξάλλου, οι ακτίνες γ χαμηλής κβαντικής ενέργειας, εκτός από το ότι απορροφώνται πιο εύκολα, σκεδάζονται και πιο εύκολα στην αλληλεπίδρασή τους με τον ανθρώπινο ιστό, πράγμα που μειώνει σημαντικά τη διακριτικότητα της απεικονιστικής διαδικασίας.

Υπάρχει όμως και ένα ανώτερο όριο στο ύψος της κβαντικής ενέργειας των ακτίνων γ που εκπέμπονται από το ραδιονουκλίδιο. Πράγματι, αν αυτή η κβαντική ενέργεια είναι πολύ υψηλή, τότε οι ακτίνες γ διαπερνούν σε μεγάλο βαθμό και τον ανιχνευτή, πράγμα που έχει σαν συνέπεια τη μειωμένη απόδοση του απεικονιστικού συστήματος.

4. Η ημιζωή του ραδιονουκλιδίου πρέπει να είναι αρκετά μικρή ώστε να μην ακτινοβολείται ο ασθενής επί μακρό χρονικό διάστημα μετά τη διαγνωστική εξέταση, και το σύνολο της απορροφούμενης δόσης να είναι περιορισμένο. Και σ'αυτή την περίπτωση όμως υπάρχει ένα κατώτερο όριο για το χρόνο ημιζωής του ραδιονουκλιδίου, καθότι αν αυτός ο χρόνος είναι πολύ μικρός, υπάρχει το ενδεχόμενο η χρησιμοποιούμενη στη διάγνωση ακτινοβολία να μειωθεί κατά πολύ, πριν από το τέλος της διαγνωστικής εξέτασης.

Η πραγματική σταθερά φθοράς των ραδιονουκλιδίων που χρησιμοποιούνται στην Πυρηνική Ιατρική, ισούται με:

$$\lambda_n = \lambda_p + \lambda_b \tag{1}$$

όπου λ_b = σταθερά βιολογικής φθοράς (απέκκριση) του ραδιονουκλιδίου. Η λ_b δεν είναι πάντα η ίδια και αλλάζει ανάλογα με τον οργανισμό.

λ_p = σταθερά ραδιενεργού μετασχηματισμού του ισότοπου

λ_n = πραγματική σταθερά φθοράς

Χρησιμοποιώντας τη σχέση που συνδέει τη σταθερά φθοράς με το χρόνο ημιζωής, προκύπτει ότι:

$$\frac{0.693}{T_n} = \frac{0.693}{T_p} + \frac{0.693}{T_b} \rightarrow \frac{1}{T_n} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_b} \rightarrow T_n = \frac{T_p \cdot T_b}{T_p + T_b} \tag{2}$$

Όπως φαίνεται, ο πραγματικός χρόνος ημιζωής του ραδιοϊσότοπου, όταν η βιολογική ημιζωή είναι πολύ μικρότερη της ραδιενεργού, ταυτίζεται με το χρόνο βιολογικής ημιζωής. Το αντίστροφο συμβαίνει όταν ο χρόνος βιολογικής ημιζωής είναι πολύ μεγαλύτερος από το χρόνο ραδιενεργού ημιζωής.

Τα προαναφερόμενα κριτήρια επιλογής ραδιονουκλιδίων στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, έχουν γενικό χαρακτήρα και η βαρύτητά τους αλλάζει ανάλογα με τη φύση των διαφόρων διαγνωστικών εξετάσεων. Δεν υπάρχει ένα μοναδικό, ιδανικό ραδιονουκλίδιο. Για ένα μεγάλο μέρος των διαγνωστικών διαδικασιών, το ^{99m}Tc είναι εκείνο που ικανοποιεί περισσότερο τις ιδανικές προϋποθέσεις. Πράγματι, είναι άμεσα διαθέσιμο στα νοσοκομεία, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε μεγάλη ποικιλία ραδιοφαρμάκων, φθίρεται ραδιενεργά μέσω ισομερούς μετάπτωσης εκπέμποντας ακτίνες γ κβαντικής ενέργειας 140KeV και ο χρόνος ημιζωής του είναι 6 ώρες. Δηλαδή αρκετά μεγάλος ώστε να εκπληρωθούν οι απαραίτητες προετοιμασίες της διαγνωστικής εξέτασης και αρκετά μικρός ώστε να μπορούν να εγχυθούν στον εξεταζόμενο αρκετά mCi. Στον Πίνακα 1, δίνονται συνοπτικά τα χαρακτηριστικά που πρέπει να ικανοποιεί ένα ραδιονουκλίδιο που χρησιμοποιείται στις απεικονιστικές διαδικασίες.

Πίνακας 1: Ιδανικά χαρακτηριστικά των ραδιονουκλιδίων της Πυρηνικής Ιατρικής

-
1. Πηγή ακτίνων γ :
κβαντική ενέργεια 100-500KeV
υψηλή ένταση
χαμηλός συντελεστή εσωτερικής μετατροπής
 2. Μηχανισμός ραδιενεργού φθοράς. Σειρά προτίμησης:
Ισομερής κατανομή
Σύλληψη ηλεκτρονίου
Φθορά β^+
Φθορά β^-
 3. Ημιζωή:
Ίση με το χρονικό διάστημα της διαγνωστικής εξέτασης
-

Στις θεραπευτικές εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, η επιλογή των ραδιοϊσοτόπων γίνεται με διαφορετικά κριτήρια. Σ'αυτήν την περίπτωση, το ραδιονουκλίδιο πρέπει να εκπέμπει κυρίως σωματία β ενώ η ταυτόχρονη εκπομπή ακτίνων γ παρουσιάζει πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Η γ ακτινοβολία επιτρέπει τον εξωτερικό έλεγχο και την βελτιστοποίηση της ομοιογένειας στην κατανομή της απορροφούμενης δόσης. Παράλληλα όμως, παρουσιάζει το μειονέκτημα της αύξησης της δόσης σε ολόκληρο το σώμα, δηλαδή της αύξησης της δόσης σε υγιείς ιστούς που δεν υφίστανται θεραπεία.

Η κβαντική ενέργεια των σωματίων β δεν είναι τόσο περιοριστική· γενικά είναι επιθυμητό τα σωματία β να έχουν μια λογικά υψηλή κβαντική ενέργεια ώστε να είναι σημαντική η διεισδυτικότητά τους στον παθολογικό ιστό.

Τέλος, ο χρόνος ημιζωής πρέπει να είναι της τάξης ορισμένων ημερών.

3. ΓΕΝΝΗΤΡΙΕΣ ΒΡΑΧΥΒΙΩΝ ΡΑΔΙΟΪΣΟΤΟΠΩΝ

Όπως προαναφέρθηκε, ο χρόνος ημιζωής των ραδιοϊσοτόπων που χρησιμοποιούνται στην ιατρική διάγνωση είναι μικρός και αυτό έχει σαν άμεση συνέπεια την αδυναμία της αποστολής τέτοιων ισότοπων από εξωνοσοκομειακά εργαστήρια. Η λύση αυτού του προβλήματος απαιτεί την παραγωγή βραχύβιων ισότοπων κοντά στον τόπο χρησιμοποίησής τους, δηλαδή στα Εργαστήρια Πυρηνικής Ιατρικής.

Ένας κλασσικός τρόπος επί τόπου παραγωγής ισότοπων στα Νοσοκομεία, είναι ο βομβαρδισμός κατάλληλου υλικού με φορτισμένα σωματίια υψηλής κβαντικής ενέργειας. Αυτός ο τρόπος παραγωγής απαιτεί την χρήση μιας πολύ δαπανηρής διάταξης, του κύκλωτρου, καθώς επίσης κατάλληλα εκπαιδευμένο προσωπικό και μια ειδική υποδομή που συναντάται διεθνώς σε ελάχιστα νοσοκομεία.

Μια πολύ πιο οικονομική και ως προς όλα ικανοποιητική εναλλακτική λύση είναι η χρησιμοποίηση ενός συστήματος παραγωγής δευτερογενών ραδιοϊσοτόπων. Το σύστημα αυτό που κοινά αποκαλείται γεννήτρια ραδιοϊσοτόπων έχει εισαχθεί σήμερα σε όλα τα νοσοκομειακά εργαστήρια Πυρηνικής Ιατρικής.

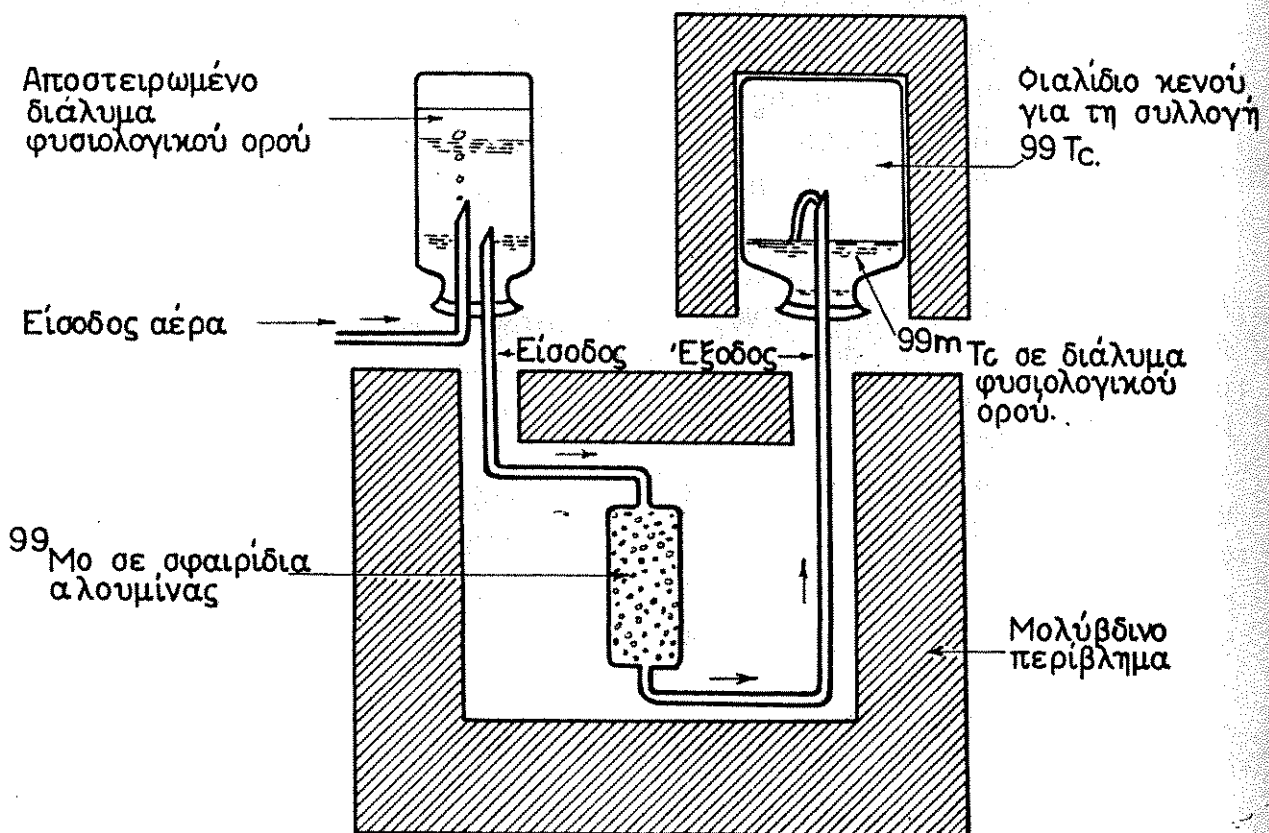
Η γεννήτρια ραδιοϊσοτόπων αποτελείται κατά πρώτο λόγο από ένα μητρικό ισότοπο υψηλού σχετικά χρόνου ημιζωής που διασπάται δίνοντας ένα θυγατρικό νουκλίδιο σχετικά βραχύβιο που ικανοποιεί τις προϋποθέσεις των ραδιονουκλιδίων της ιατρικής διάγνωσης και κατά δεύτερο λόγο από ένα θωρακισμένο σύστημα διαχωρισμού του θυγατρικού νουκλιδίου από το μητρικό με φυσικές ή χημικές μεθόδους. Το μητρικό νουκλίδιο όπως και το υπόλοιπο σύστημα, παράγεται σε πυρηνικά κέντρα από όπου αποστέλλεται στα νοσοκομεία σε τακτά χρονικά διαστήματα (συνήθως εβδομαδιαίως).

Στο παρακάτω σχηματικό διάγραμμα, φαίνεται η όλη διαδικασία παραγωγής ιατρικών ραδιοϊσοτόπων με το σύστημα της γεννήτριας ραδιοϊσοτόπων. Η μετάπτωση του μητρικού νουκλιδίου στο θυγατρικό, έχει σαν αποτέλεσμα την αλλαγή του φορτίου του πυρήνα, δηλαδή το θυγατρικό άτομο έχει διαφορετικές χημικές ιδιότητες. Αυτό ακριβώς το γεγονός επιτρέπει το χημικό διαχωρισμό του θυγατρικού από το μητρικό νουκλίδιο.

Μια πολύ συνηθισμένη γεννήτρια ραδιοϊσοτόπων, είναι η γεννήτρια ^{99m}Tc . Σε αυτή την περίπτωση, το μητρικό νουκλίδιο είναι το ^{99}Mo που έχει χρόνο ημιζωής 2.5 ημέρες και το θυγατρικό είναι ^{99m}Tc που έχει ημιζωή περίπου 6 ώρες.

Στο σχήμα 1 δίνονται οι βασικές συνιστώσες της γεννήτριας ^{99m}Tc . Η έκθλιψη του ^{99}Mo για το διαχωρισμό του ^{99m}Tc , γίνεται, πολύ συνοπτικά με τον ακόλουθο τρόπο.

Ένα φιαλίδιο αποστειρωμένου διαλύματος φυσιολογικού ορού, τοποθετείται στην είσοδο και ένα κενό φιαλίδιο με μολύβδινο θώρακα, τοποθετείται στην έξοδο της γεννήτριας. Η πίεση του αέρα, προωθεί το διάλυμα του φυσιολογικού ορού διά μέσου των σφαιριδίων της αλουμίνας που περιέχουν ^{99}Mo . Το θυγατρικό προϊόν, δηλαδή το ^{99m}Tc , διαλύεται στο φυσιολογικό ορό και διοχετεύεται στο φιαλίδιο της συλλογής.



Σχήμα 1 : Στήλη ^{99}Mo χρησιμοποιούμενη σαν γεννήτρια ^{99m}Tc .

Όπως έχει αναλυθεί σε προηγούμενες παραγράφους, η ποσότητα ραδιενέργειας του ^{99m}Tc , μειώνεται κατά τη διάρκεια του χρόνου ακολουθώντας την καμπύλη ραδιενεργού φθοράς του ^{99}Mo .

Για κάθε τυποποιημένη ραδιοϊσοτοπική διαγνωστική εξέταση, η χρησιμοποιούμενη ραδιενεργός πηγή, απαιτείται να έχει την ίδια ένταση και κατά συνέπεια η τεχνική έκλυσης κάθε γεννήτριας ραδιοϊσοτόπων θα πρέπει να δίνει πηγές ίσης ραδιενέργειας, παρά το ότι η ενέργεια του θυλατρικού νουκλιδίου με το οποίο είναι σεσημασμένο το ραδιοφάρμακο, μειώνεται συνεχώς κατά τη διάρκεια του χρόνου. Η ακολουθούμενη διαδικασία για την επίτευξη της παραπάνω προϋπόθεσης, στηρίζεται στη χρησιμοποίηση του ίδιου όγκου υγρού σε κάθε έκλυση, με δεδομένο ότι ο όγκος αυτός είναι ικανός να αποσύρει από τη στήλη μια υψηλή αναλογία θυλατρικού νουκλιδίου. Το επιτυγχανόμενο διάλυμα, τουλάχιστον κατά την πρώτη εβδομάδα, θα πρέπει να έχει αρκετά μεγαλύτερη ραδιενεργό συκέντρωση από ότι απαιτείται στις τυπικές διαγνωστικές εξετάσεις και επομένως είναι αναγκαία η περαιτέρω διάλυσή του. Κατά συνέπεια, η σωστή ραδιενεργός ένταση των ραδιοφαρμάκων επιτυγχάνεται κάθε φορά αλλάζοντας το ποσοστό διάλυσης ανάλογα με τη μείωση της ραδιενέργειας του ισότοπου κατά την πάροδο του χρόνου. Για παράδειγμα, έστω ότι απαιτούνται διαλύματα ραδιενεργού συκέντρωσης $0,1\text{mCi/ml}$, και ότι αρχικά η έκλυση δίνει ένα διάλυμα με ραδιενεργό συκέντρωση 1mCi/ml . Είναι φυσικό ότι αν προστεθούν 9ml σε κάθε ml αυτού του διαλύματος, θα επιτευχθεί η απαιτούμενη ραδιενεργός συκέντρωση.

Μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα, λόγω της ραδιενεργού φθοράς, το εκλυόμενο υλικό περιέχει $0,5\text{mCi/ml}$. Τότε, η προσθήκη 4ml διαλύτου, θα δώσει και πάλι την απαιτούμενη ραδιενεργό συκέντρωση. Κατ' αυτόν τον τρόπο, μπορεί να επιτευχθεί, τουλάχιστον για ένα ορισμένο χρονικό διάστημα, διάλυμα με τη σωστή ραδιενεργό συκέντρωση.

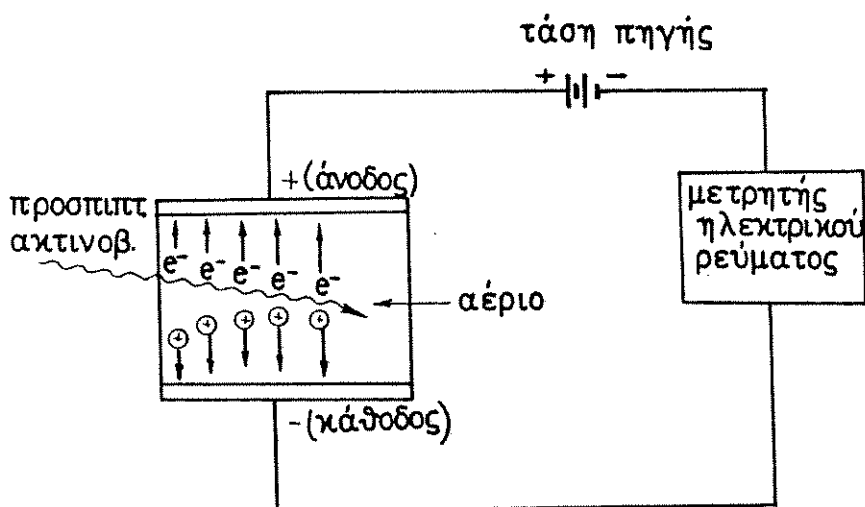
4. ΒΑΣΙΚΕΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΕΣ ΤΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗΣ ΣΤΗ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΙΑΤΡΙΚΗ

Όπως αναφέρεται στην εισαγωγή, οι διαγνωστικές εξετάσεις της Πυρηνικής Ιατρικής, βασίζονται στην ανίχνευση της ακτινοβολίας των ραδιονουκλιδίων με τα οποία είναι σεσημασμένα τα υπό εξέταση όργανα των *in vivo* μετρήσεων ή τα βιολογικά δείγματα των *in vitro* μετρήσεων. Αυτή η ανίχνευση της ραδιενεργού ακτινοβολίας στηρίζεται στον ιονισμό ή τη διέγερση των ατόμων και των μορίων που προκαλεί η αλληλεπίδρασή τους με την ύλη.

Τα ανιχνευτικά συστήματα των εφαρμογών της Πυρηνικής Ιατρικής, χρησιμοποιούν σαν μέσο αλληλεπίδρασης της ανιχνευόμενης ακτινοβολίας με την ύλη, κυρίως τον αέρα και τους στερεούς κρυστάλλους. Σε αντιστοιχία με το χρησιμοποιούμενο μέσο οι κύριοι ανιχνευτές της Πυρηνικής Ιατρικής είναι οι ανιχνευτές αερίου και οι κρυστάλλοι σπινθηριστές.

4.1 Ανιχνευτές αερίου

Οι ανιχνευτές αερίου, ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών ιονισμού. Η απόκριση των ανιχνευτών αερίου στην ακτινοβολία, εξαρτάται από τα ηλεκτρικά ρεύματα που επάγονται λόγω ιονισμού. Οι βασικές αρχές λειτουργίας τους περιγράφονται σχηματικά στο σχήμα 2.



Σχήμα 2 : Βασικές αρχές λειτουργίας ανιχνευτών αερίου

Ένας όγκος αερίου περιέχεται μεταξύ δύο ηλεκτροδίων που έχουν μια διαφορά δυναμικού (ηλεκτρικό πεδίο) μεταξύ τους. Το αρνητικό ηλεκτρόδιο καλείται κάθοδος και το θετικό ηλεκτρόδιο άνοδος. Τα ηλεκτρόδια συνήθως έχουν τη μορφή παράλληλων πλάκων αλλά μπορεί να είναι και ζεύγος συρμάτων, ομόκεντροι κύλινδροι κλπ. Κάτω από κανονικές συνθήκες, το αέριο είναι ένας μονωτής και δεν υπάρχει ροή ηλεκτρικού ρεύματος μεταξύ των ηλεκτροδίων. Όταν το αέριο ιονιστεί, για παράδειγμα από ακτινοβολίες προερχόμενες από ένα ραδιενεργό υλικό, τα ηλεκτρόνια έλκονται από το θετικό ηλεκτρόδιο και τα ιονισμένα άτομα από το αρνητικό ηλεκτρόδιο, δημιουργώντας έτσι στιχιαία ροή μιας μικρής ποσότητας ηλεκτρικού

ρεύματος. Οι κυριότεροι ανιχνευτές αερίου είναι οι θάλαμοι ιονισμού, οι αναλογικοί απαριθμητές, και οι απαριθμητές Geiger Muller. Η χρήση αυτών των ανιχνευτών στην Πυρηνική Ιατρική, είναι αρκετά περιορισμένη λόγω της χαμηλής απόδοσής τους στις ακτίνες X και γ : παρόλα αυτά χρησιμοποιούνται σε ορισμένες εφαρμοχές στις οποίες η ανιχνευτική απόδοση δεν είναι καθοριστικός παράγοντας όπως επίσης χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση και μέτρηση μη διεισδυτικών σωματιακών ακτινοβολιών.

4.2 Ανιχνευτικά συστήματα σπινθηρισμού

4.2.1 Βασικές αρχές

Η απορρόφηση ιονίζουσας ακτινοβολίας από την ύλη έχει σαν αποτέλεσμα τον ιονισμό της. Όταν τα προϊόντα του ιονισμού επανασυνδέονται, λαμβάνει χώρα απελευθέρωση ενέργειας. Εν γένει, το μεγαλύτερο μέρος αυτής της ενέργειας εμφανίζεται υπο τη μορφή θερμότητας. Υπάρχουν όμως υλικά στα οποία ένα σημαντικό μέρος της ενέργειας εκπέμπεται υπό τη μορφή ορατού φωτός. Τα υλικά αυτά καλούνται σπινθηριστές και είναι κυρίως δύο ειδών: Ανόργανες ουσίες υπό τη μορφή στερεών κρυστάλλων και οργανικές ουσίες σε υγρό διάλυμα.

Στις εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής, η ανίχνευση της ακτινοβολίας γίνεται κυρίως μέσω των ανιχνευτικών συστημάτων που χρησιμοποιούν στερεούς κρυστάλλους. Αυτά τα ανιχνευτικά συστήματα σπινθηρισμού έχουν δύο κύριες συνιστώσες.

1. Τον σπινθηριστή στερεού κρυστάλλου που λειτουργεί σαν μεταλλάκτης της αόρατης, ιονίζουσας ακτινοβολίας, σε ορατή ακτινοβολία.
2. Το φωτοπολλαπλασιαστή που λειτουργεί σαν μεταλλάκτης της ορατής ακτινοβολίας σε ενισχυμένο ηλεκτρικό ρεύμα.

4.2.2 Ανόργανος σπινθηριστής NaI(Tl)

Οι ανόργανοι σπινθηριστές είναι στερεοί κρύσταλλοι που σπινθηρίζουν λόγω των χαρακτηριστικών της κρυσταλλικής τους δομής. Οι κρύσταλλοι των περισσότερων από τους ανόργανους σπινθηριστές είναι εμπλουτισμένοι με προσμίξεις άλλων στοιχείων. Αυτές οι προσμίξεις διαφοροποιούν την κρυσταλλική δομή και είναι υπεύθυνοι για τη δημιουργία του σπινθηρισμού. Συγκεκριμένα, όταν μία ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ή ένα φορτισμένο

σωμάτιο προσπέσει επί του σπινθηριστού, έχει μια πιθανότητα αλληλεπίδρασης με την ύλη του (απορρόφηση ή σκέδαση). Στην περίπτωση αυτή, η ακτινοβολία ιονίζει τα άτομα του κρυστάλλου. Τα κατ'αυτὸν τον τρόπο δημιουργούμενα ιόντα, ιοντίζουν με τη σειρά τους δευτερογενώς, τριτογενώς, κ.ο.κ, σχηματίζοντας αλυσίδες ιονισμών οι οποίες συμπεριλαμβάνουν και τον ιονισμό ή διέγερση των προσμίξεων. Η αποδιέγερση των ατόμων των προσμίξεων, έχει σαν αποτέλεσμα τον σπινθηρισμό, δηλαδή την εκπομπή ορατού φωτός.

Για να είναι ικανοποιητική η λειτουργία ενός σπινθηριστή, πρέπει να διαθέτει τις παρακάτω ιδιότητες:

1. Πρέπει να είναι καλός απορροφητής της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Έτσι, για την ανίχνευση των σωματινών β , το μέγεθος του πρέπει να είναι μεγαλύτερο του μέγιστου διαστήματος που διεισδύει το σωματίο β . Για την ανίχνευση των ακτίνων γ εξάλλου, απαιτείται οι διαστάσεις του κρυστάλλου να είναι ὅσον το δυνατόν μεγαλύτερες και ο ατομικός αριθμός του ὅσο το δυνατόν υψηλότερος ὥστε να είναι μεγαλύτερη η πιθανότητα ολικής απορρόφησης των φωτονίων.

2. Η μετατροπή της απορροφούμενης ενέργειας σε ορατή ακτινοβολία πρέπει να είναι αποδοτική και η ένταση του φωτός γραμμικά ανάλογη προς την ενέργεια ἔτσι ὥστε να επιτρέπεται ο προσδιορισμός της τελευταίας.

3. Ο σπινθηριστής πρέπει να είναι διαφανής στο φως του σπινθηρισμού, ἔτσι ὥστε μόνο μια μικρή ποσότητα φωτός να απορροφάται πριν να φθάσει στον φωτοπολλαπλασιαστή.

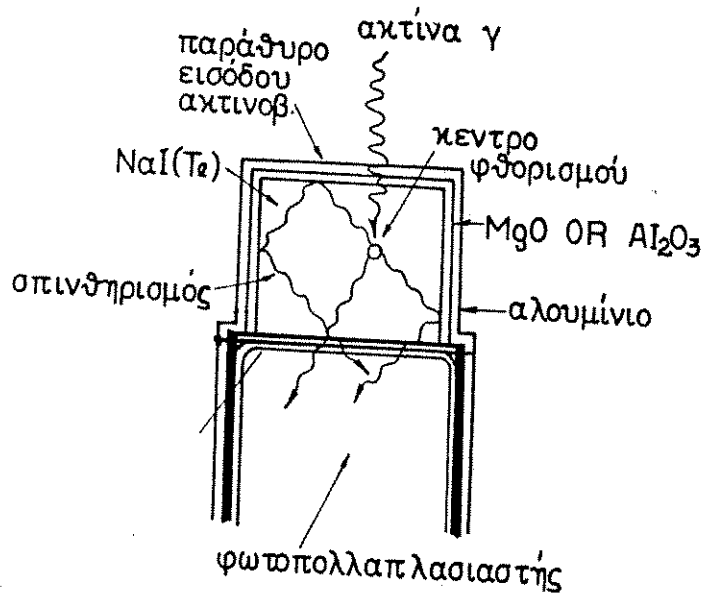
4. Το μήκος κύματος του φωτός του σπινθηρισμού πρέπει να συμπίπτει με το μήκος κύματος για το οποίο ο φωτοπολλαπλασιαστής έχει την μεγαλύτερη ευαισθησία.

5. Η ένταση του σπινθηρισμού να αναπτύσσεται πολύ γρήγορα ἀλλὰ να σβύνει πολύ ἀρχά. Ο συνολικός χρόνος σπινθηρισμού πρέπει να είναι ὅσο το δυνατόν μικρότερος ὥστε να μην περιορίζεται ο μέγιστος καταχραζόμενος ρυθμός κρούσεων.

Δεν υπάρχει κανένας σπινθηριστής που να ικανοποιεί ταυτόχρονα ὅλες τις προαναφερόμενες ιδιότητες. Συνήθως η επιλογή του είναι ἕνας συμβιβασμός και εξαρτάται ἀπὸ το πειραματικό ζητούμενο. Στις περισσότερες εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, χρησιμοποιείται ο σπινθηριστής ιωδιούχου νατρίου ενεργοποιημένος με προσμίξεις θαλίου.

Ο κρυστάλλος περιέχεται σε ἕνα σωλήνα αλουμινίου οπτικά απομονωμένο (βλέπε σχ. 3). Η μοναδική διέξοδος του φωτός, το ἀεχόμενο παράθυρο, βρίσκεται σε οπτική επαφή με τον φωτοπολλαπλασιαστή. Το εσωτερικό του σωλήνα καλύπτεται ἀπὸ μια ανακλαστική ουσία ἔτσι ὥστε το σύνολο των ορατών ακτίνων να κατευθύνεται προς τον φωτοπολλαπλασιαστή. Για την

καλύτερη οπτική επαφή του σπινθηριστή με τον φωτοπολλαπλασιαστή, χρησιμοποιείται χράσσο σιλικόνης και σε ορισμένες περιπτώσεις ειδικός φωταγωγός ο οποίος τίθεται μεταξύ τους.



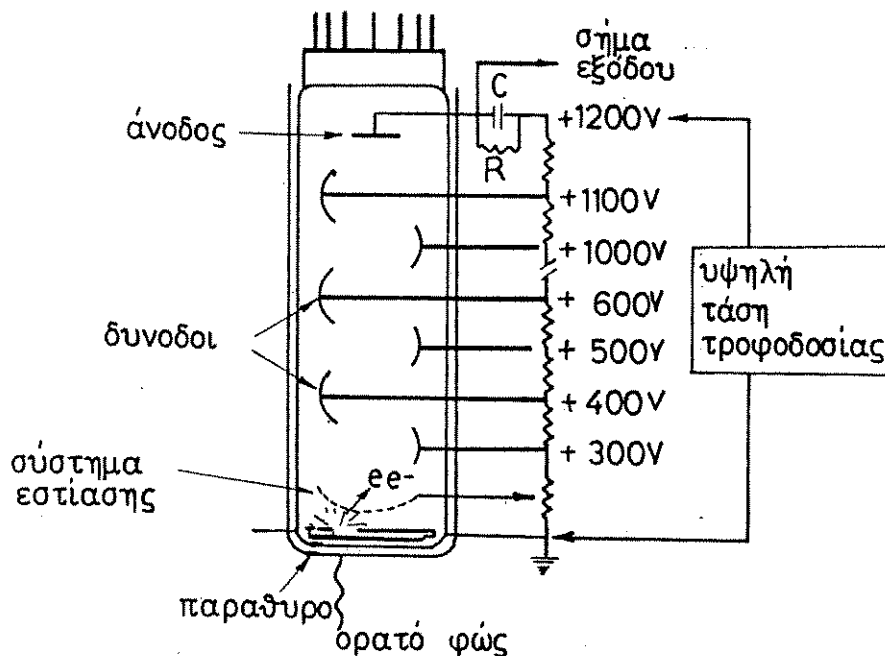
Σχήμα 3 : Διάταξη κρυστάλλου NaI(Tl) και φωτοπολλαπλασιαστού σε ένα τυπικό ανιχνευτικό σύστημα

4.2.3 Ο φωτοπολλαπλασιαστής και η λειτουργία του

Ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι ένας ηλεκτρονικός σωλήνας που παράχει παλμούς ηλεκτρικού ρεύματος όταν υφίσταται την επίδραση έστω και ασθενών σημάτων φωτός, όπως π.χ. οι σπινθηρισμοί που παράγονται από τις ακτίνες γ ή τα σωματίδια β σε ένα κρύσταλλο σπινθηρισμών. Οι βασικές αρχές λειτουργίας του δίνονται σχηματικά στο σχήμα 4.

Το εμπρόσθιο μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή καλείται φωτοκάθοδος. Η φωτοκάθοδος έχει την ιδιότητα να εκπέμπει φωτοηλεκτρόνια χαμηλής κβαντικής ενέργειας όταν επί της επιφάνειάς της προσπίτουν οπτικά φωτόνια προερχόμενα από τον σπινθηριστή. Η φωτοκάθοδος αποτελείται από λεπτό ημιδιαφανές επίστρωμα φωτοευαίσθητης ουσίας, συνήθως Καισίου-Αντιμονίου. Η απόδοση της μετατροπής του ορατού φωτός σε ηλεκτρονια κυμαίνεται από 1 έως 3 φωτοηλεκτρόνια ανά 10 ορατά φωτόνια που προσπίτουν στην φωτοκάθοδο. Η φωτοκάθοδος ακολουθείται από ένα σύστημα ηλεκτροδίων που αποτελεί την πολλαπλασιαστική συνιστώσα του φωτοπολλαπλασιαστή. Τα ηλεκτρόδια (δύνοδοι) είναι κατασκευασμένα από κατάλληλο υλικό για

δευτερογενή εκπομπή. Οι δύνοδοι έχουν σαν βασικό προορισμό τον πολλαπλασιασμό των φωτοηλεκτρονίων που προερχόμενα από την φωτοκάθοδο προσπίπτουν επί της επιφάνειάς τους.



Σχήμα 4 : Βασικές αρχές λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή

Σε μικρή απόσταση από τη φωτοκάθοδο, βρίσκεται η πρώτη δύνοδος. Η πρώτη δύνοδος τίθεται σε θετικό δυναμικό (200 έως 400volt) σε σχέση με την φωτοκάθοδο και με ειδικό σύστημα εστιασμού ελκύει τα φωτοηλεκτρόνια που εκπέμπονται από αυτή. Λόγω της μεγάλης διασποράς τόσο από άποψη αρχικής ταχύτητας όσο και κατεύθυνσης των φωτοηλεκτρονίων, το σύστημα εστίασης απαιτεί ειδική μελέτη γιατί είναι καθοριστικό στις επιδόσεις του φωτοπολλαπλασιαστή. Όταν ένα φωτοηλεκτρόνιο υψηλής ταχύτητας προσπέσει στην πρώτη δύνοδο, από την επιφάνειά της εκπέμπονται διάφορα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια. Ο πολλαπλασιαστικός συντελεστής των ηλεκτρονίων, εξαρτάται από την ενέργεια του φωτοηλεκτρονίου, η οποία με τη σειρά της προσδιορίζεται από τη διαφορά δυναμικού μεταξύ φωτοκάθοδου και πρώτης δυνόδου. Τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από την πρώτη δύνοδο έλκονται από τη δεύτερη δύνοδο, η οποία για την επανάληψη της πολλαπλασιαστικής διαδικασίας των ηλεκτρονίων τίθεται σε υψηλότερο δυναμικό σε σχέση με την πρώτη δύνοδο (50 έως 150volt). Το ίδιο συμβαίνει και με τις άλλες δύνόδους (συνολικά 9 έως 12) έτσι ώστε στη άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή να φθάνει ένα μεγάλο πλήθος ηλεκτρονίων. Ο

πολλαπλασιαστικός συντελεστής των ηλεκτρονίων κυμαίνεται από 3 έως 6 ανά δύνοδο. Ο συνολικός πολλαπλασιαστικός συντελεστής των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγάλος, περίπου 10^6 για ένα σωλήνα δέκα φάσεων (10 δυνόδων). Έτσι, ένας σχετικά μεγάλος παλμός ηλεκτρικού ρεύματος παράγεται όταν ο φωτοπολλαπλασιαστής συλλάβει έστω και ένα σχετικά αδύνατο φωτεινό σήμα. Σημειώνεται ότι η ποσότητα του παραχόμενου ηλεκτρικού ρεύματος είναι ανάλογη της έντασης του προσπίπτοντος στην φωτοκάθοδο φωτεινού σήματος και κατά συνέπεια είναι ανάλογος με την απορροφούμενη από τον κρύσταλλο ενέργεια της ακτινοβολίας.

Για την καλή σύζευξη του φωτοπολλαπλασιαστή με τον σπινθηριστή, θα πρέπει το υλικό της φωτοκάθodu να συνδυάζεται προς το φάσμα εκπομπής του χρησιμοποιούμενου σπινθηριστού. Δηλαδή, θα πρέπει να υπάρχει σύμπτωση εκείνης της περιοχής μήκους κύματος όπου η φωτοκάθοδος έχει μέγιστη ευαισθησία με την περιοχή μήκους κύματος όπου το φάσμα εκπομπής του σπινθηριστή παρουσιάζει μέγιστο.

4.2.4 Ενεργειακή διακριτικότητα των ανιχνευτικών συστημάτων σπινθηρισμού

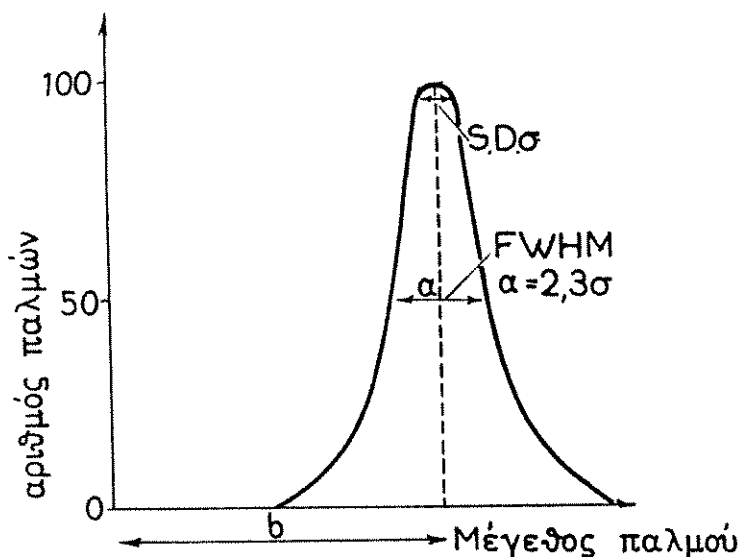
Ένας τυπικός σπινθηριστής χρειάζεται να απορροφήσει ενέργεια περίπου 30eV για να παράγει ένα φωτόνιο ορατού φωτός. Έτσι, στην περίπτωση των ακτίνων γ του ^{99m}Tc (κβαντικής ενέργειας 140KeV) παράγονται περίπου 4.700 φωτόνια ($140 \cdot 10^3 / 30$). Λόγω των οπτικών απωλειών, 4.000 κατά προσέγγιση φθάνουν στην φωτοκάθοδο. Αν αυτή η τελευταία έχει μια κβαντική απόδοση περίπου 10%, τότε εκπέμπονται προς την πρώτη δύνοδο μόνο 400 φωτοηλεκτρόνια. Όλες αυτές οι διαδικασίες είναι στατιστικές και η τελική τυπική απόκλιση ισούται με την $\sqrt{400} = 20$, δηλαδή ισούται με 5% του σήματος.

Έτσι, αν μονοενεργειακές (ίδιες κβαντικής ενέργειας) ακτίνες γ απορροφηθούν τελείως από τον σπινθηριστή, οι παλμοί ηλεκτρικού ρεύματος που θα παραχθούν στην έξοδο του φωτοπολλαπλασιαστή, δεν θα είναι όλοι του ίδιου μεγέθους αλλά θα παρουσιάζουν την κατανομή που παρίσταται στο σχήμα 5. Το μέγεθος του ηλεκτρικού παλμού και κατά συνέπεια το μέγεθος της απορροφούμενης ενέργειας δεν μπορεί να προσδιοριστεί με απόλυτη ακρίβεια, μπορεί μόνο να εκτιμηθεί μέσω στατιστικών παραμέτρων. Μια στατιστική παράμετρος που μπορεί να εκφράσει την ακρίβεια της προαναφερόμενης εκτίμησης είναι το πλήρες πλάτος στο μισό ύψος (FWHM) της καμπύλης που δίνει την κατανομή του μεγέθους των παλμών. Για κατανομές Gauss όπως αυτή του σχήματος 5, έχουμε ότι:

$$(FWHM) = 2.3 \cdot (SD)$$

όπου SD είναι η τυπική απόκλιση της κατανομής.

Η FWHM που καλείται και διακριτική ικανότητα του ανιχνευτικού συστήματος, εκφράζεται συχνά σε εκατοστά της θέσης που αντιστοιχεί στην κορυφή της καμπύλης. Η διακριτική ικανότητα εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως η συνολικά απορροφούμενη ενέργεια και η απόδοση του σπινθηριστή στην μετατροπή της απορροφούμενης ενέργειας σε ορατό φως.



Σχήμα 5 : Η σημασία του μέσου πλάτους στο μέσο ύψος της κατανομής (FWHM)

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα βελτιώνεται με την αύξηση της ενέργειας σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta E \propto E^{-1/2}$$

όπου ΔE = Ενεργειακή Διακριτικότητα του ανιχνευτικού συστήματος.

5. ΦΥΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΤΩΝ ΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΩΝ ΜΕΛΕΤΩΝ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

Οι διαγνωστικές μελέτες της Πυρηνικής Ιατρικής, ανάλογα με τους ειδικούς στόχους στους οποίους αποσκοπούν, ακολουθούν διαφορετικές μεθοδολογίες. Σ' αυτή την ενότητα, θα εξετασθούν οι φυσικές αρχές και οι μετρητικές διατάξεις των κύριων διαγνωστικών διαδικασιών της Πυρηνικής Ιατρικής.

5.1 Μετρήσεις ραδιενεργά σσημασμένων δειγμάτων

Σε πολλές διαγνωστικές διαδικασίες, απαιτείται ο προσδιορισμός της ραδιενέργειας ενός δείγματος αίματος, ούρων, κλπ. Όπως είναι φυσικό, οι χρησιμοποιούμενες μετρητικές διατάξεις πρέπει να διαθέτουν μεγάλη ανιχνευτική απόδοση ώστε να δίνουν την μέγιστη δυνατή πληροφορία με μια ελάχιστη ποσότητα ραδιενέργειας. Σαν ανιχνευτική απόδοση νοείται η απόδοση με την οποία ένα σύστημα μέτρησης ακτινοβολίας μετατρέπει τις εκπομπές από μια ραδιενεργό πηγή σε σήματα που μπορούν να αναλυθούν και να χρησιμοποιηθούν άμεσα.

Έστω ένα βιοθολογικό ραδιενεργό δείγμα με ραδιενέργεια A (μCi) που εκπέμπει ακτίνες γ . Και έστω n ο αριθμός των ακτίνων σε κάθε ραδιενεργό διάσπαση, τότε ο ρυθμός ξ εκπομπής του ραδιενεργού δείγματος είναι:

$$\xi(\text{ακτίνες}\gamma/\text{sec}) = 3.7 \cdot 10^4 (\text{διασπάσεις}/\mu\text{Ci}\cdot\text{sec}) \cdot A(\mu\text{Ci}) \cdot \eta(\text{ακτίνες}\gamma/\text{διασπ}) \quad (1)$$

Αν ο καταγραφόμενος ρυθμός στην έξοδο του ανιχνευτικού συστήματος είναι R (κρούσεις/sec) τότε η ανιχνευτική απόδοση του συστήματος δίνεται από τη σχέση:

$$D = R/\xi \quad (2)$$

Η μεγιστοποίηση της D επηρεάζεται από διάφορους παράγοντες: μερικοί από αυτούς είναι:

1. **Η απορρόφηση και σκέδαση** της ακτινοβολίας εντός του δείγματος ή από το υλικό που βρίσκεται μεταξύ του δείγματος και του ανιχνευτικού συστήματος.

2. **Γεωμετρική απόδοση**, δηλαδή η απόδοση με την οποία ο ανιχνευτής συλλαμβάνει την εκπεμπόμενη από τη ραδιενεργό πηγή (δείγμα) ακτινοβολία. Αυτός ο παράγων προσδιορίζεται κυρίως από τις διαστάσεις του ανιχνευτού και την απόσταση μεταξύ πηγής και ανιχνευτού.

3. **Η κύρια απόδοση του ανιχνευτή** η οποία νοείται σαν η απόδοση με την οποία ο ανιχνευτής απορροφά τις προσπίπτουσες ακτίνες και τις μετατρέπει στην έξοδό του σε άμεσα αναλυόμενα και χρησιμοποιούμενα σήματα. Αυτός ο παράγων είναι συνάρτηση του πάχους και της σύνθεσης του ανιχνευτού όπως επίσης της φύσης και της κβαντικής ενέργειας της ανιχνευόμενης ακτινοβολίας.

4. **Η απόδοση με την οποία τα σήματα εξόδου του ανιχνευτή καταγράφονται από το μετρητικό σύστημα.**

Κατά συνέπεια, θεωρητικά μπορεί κανείς να εκφράσει την ανιχνευτική απόδοση D σαν το γινόμενο των προαναφερόμενων παραχόντων. Δηλ.

$$D = F * g * \epsilon * f \quad (3)$$

όπου F είναι ο παράγων που εκφράζει την απορρόφηση και τη σκέδαση εντός της πηγής ή μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή,

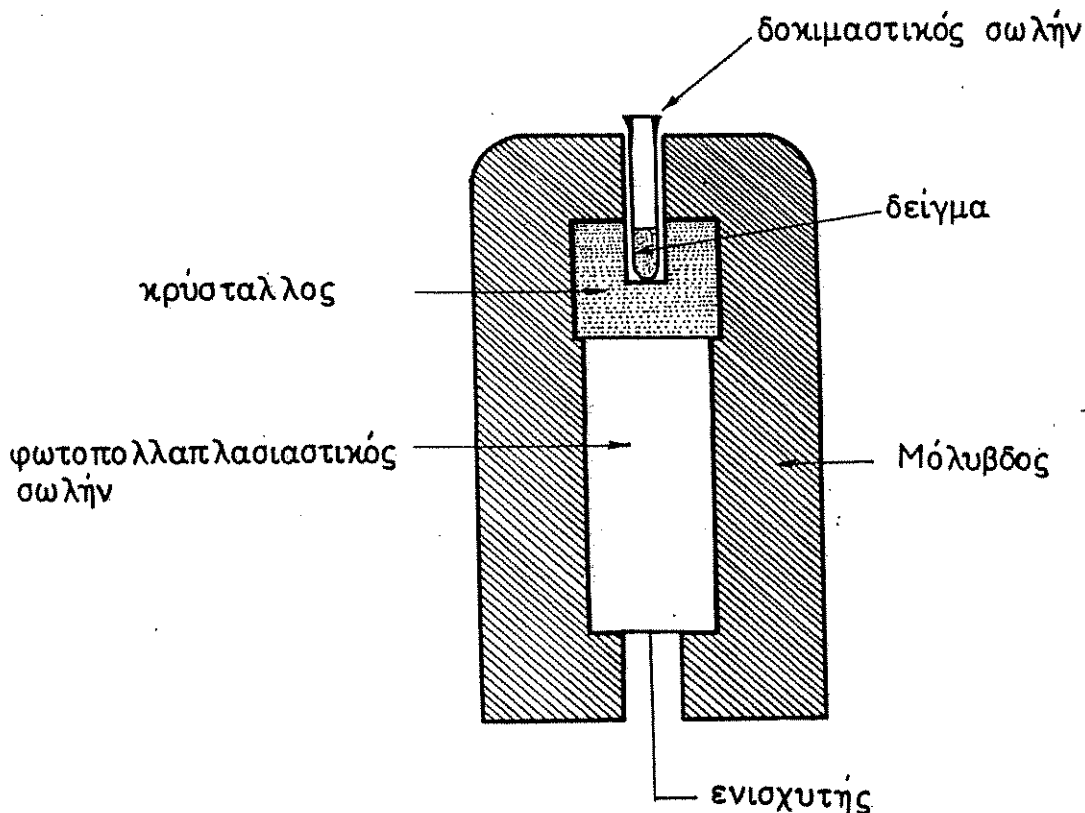
g = η γεωμετρική απόδοση του ανιχνευτή

ϵ = η κύρια απόδοσή του

f = το κλάσμα των σημάτων εξόδου του ανιχνευτή που καταγράφονται από το μετρητικό σύστημα.

Ο ακριβής προσδιορισμός της D είναι πολύ δύσκολος λόγω των δυσκολιών στην εκτίμηση των επί μέρους παραχόντων της. Κατά συνέπεια, στα Εργαστήρια Πυρηνικής Ιατρικής δεν γίνονται απόλυτοι αλλά μόνο σχετικοί προσδιορισμοί της ραδιενέργειας χρησιμοποιώντας κατάλληλες τεχνικές σύγκρισης των ραδιενεργών δειγμάτων με πηγές standard που τίθενται στην ίδια γεωμετρική διάταξη.

Συγκεκριμένα, στις μετρήσεις ραδιενέργειας των *in vitro* εξετάσεων, χρησιμοποιείται ένα σύστημα σπινθηριστού ("τύπος φρεατίου") του οποίου η περιγραφή δίνεται στο σχήμα 6.



Σχήμα 6 : Σπινθηριστής "τύπου φρεατίου"

Ο κρύσταλλος σπινθηριστής έχει μια οπή εντός της οποίας τίθεται ένας μικρός δοκιμαστικός σωλήνας που περιέχει το δείγμα. Επειδή το δείγμα είναι σχεδόν εξ ολοκλήρου περιτριχυρισμένο από τον κρύσταλλο, η εκπεμπόμενη προς όλες τις κατευθύνσεις ακτινοβολία διαπερνά στο μέγιστο ποσοστό της τον ανιχνευτή και έτσι επιτυγχάνεται μια υψηλότερη ανιχνευτική απόδοση. Η ακτινοβολία που προέρχεται από τις άλλες πηγές (κοσμική ακτινοβολία, κλπ.) δίνει ελάχιστα παρασιτικά σήματα (θόρυβος) γιατί ο κρύσταλλος και ο φωτοπολλαπλασιαστικός σωλήνας περιβάλλονται από θωράκιση μολύβδου πάχους αρκετών εκατοστών.

Τα χρησιμοποιούμενα μετρητικά όργανα δέν έχουν σταθερή απόκριση κατά τη διάρκεια του χρόνου γι' αυτό είναι μεγάλης σημασίας η συχνή βαθμονόμησή τους. Η βαθμονόμηση γίνεται συνήθως χρησιμοποιώντας πηγές από ραδιενεργά υλικά μεγάλης ημιζωής, όπως ^{60}Co ή ^{137}Cs .

5.2 Δυναμικές μελέτες οργάνικων λειτουργιών

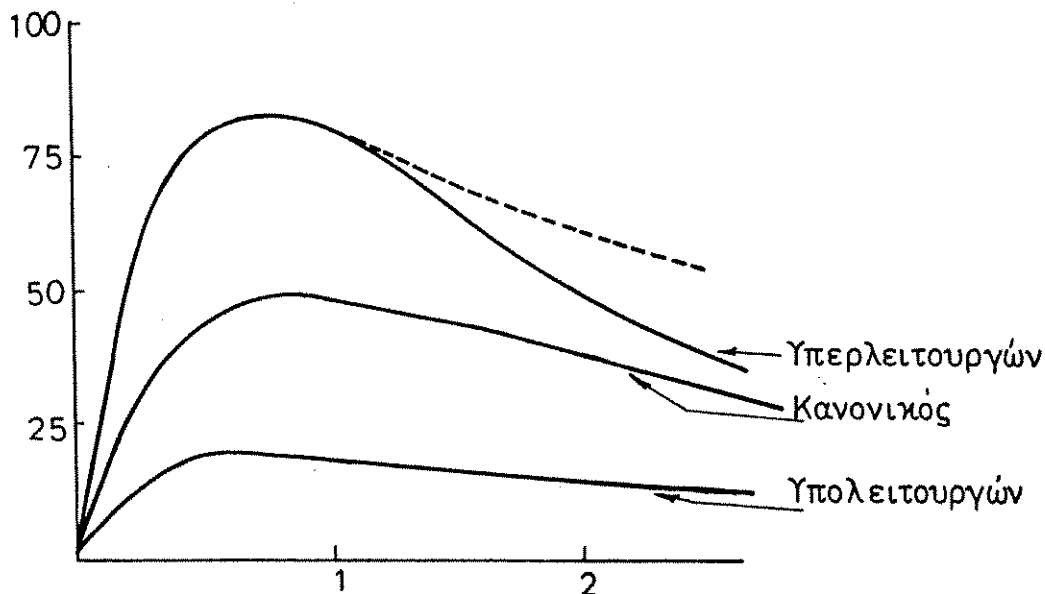
Στην Πυρηνική Ιατρική, είναι δυνατή η μέτρηση, κατά τη διάρκεια του χρόνου (δυναμική), της ποσότητας εισόδου και εξόδου ενός ραδιενεργού σσημασμένου υλικού από ένα όργανο. Με βάση αυτή τη μέτρηση, μπορούν να μελετηθούν ενδεχόμενες αποκλίσεις από το κανονικό και να διαγνωσθούν πιθανές δυσλειτουργίες οργάνων.

Στην παράγραφο αυτή θα αναλυθούν παραδειγματικά οι φυσικές αρχές και τα τεχνικά προβλήματα δύο βασικών δυναμικών διαγνωστικών εξετάσεων, δηλαδή το τεστ λειτουργίας του θυροειδούς και η εξέταση λειτουργίας των νεφρών (νεφρόγραμμα).

Τεστ λειτουργίας του θυροειδούς: Ο κύριος ρόλος του θυροειδούς αδένου, είναι η λήψη ανόργανου ιωδίου από το αίμα για την παραγωγή ορμονών που σχετίζονται κυρίως με την ανάπτυξη και τον αναπτυξιακό έλεγχο. Το ιώδιο που παρέχεται στους ασθενείς, αφού κυκλοφορήσει στο αίμα, απορροφάται εκλεκτικά, κυρίως από τον θυροειδή και μόνο μια μικρή σχετικά ποσότητα από τα άλλα μέρη του σώματος. Το κλάσμα του παρεχόμενου ιωδίου που απορροφάται από τον αδένου και η ταχύτητα με την οποία συλλαμβάνεται, εξαρτάται από την κατάσταση της υγείας ή της ασθένειας του εξεταζόμενου. Το ραδιενεργά σσημασμένο ιώδιο χρησιμοποιείται στη μελέτη αυτών των δύο παραμέτρων. Στο σχήμα 7 δίνονται σχηματικά οι διαφορές που μπορούν να προκύψουν μεταξύ υπολειτουργούντος, κανονικού και υπερλειτουργούντος αδένου.

Ο προσδιορισμός των διαγραμμάτων που δίνουν το ποσοστό του ιωδίου στον θυροειδή κατά τη διάρκεια του χρόνου, επιτυγχάνεται με τον παρακάτω τρόπο.

Μια ποσότητα ραδιενεργού ιωδίου γνωστής ραδιενέργειας, συνήθως σε πολύ αραιωμένο διάλυμα ιωδιούχου νατρίου, δίνεται διά της στοματικής οδού στον εξεταζόμενο και μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα μετράται η ποσότητα του ραδιενεργού υλικού που έχει απορροφηθεί στον θυροειδή.

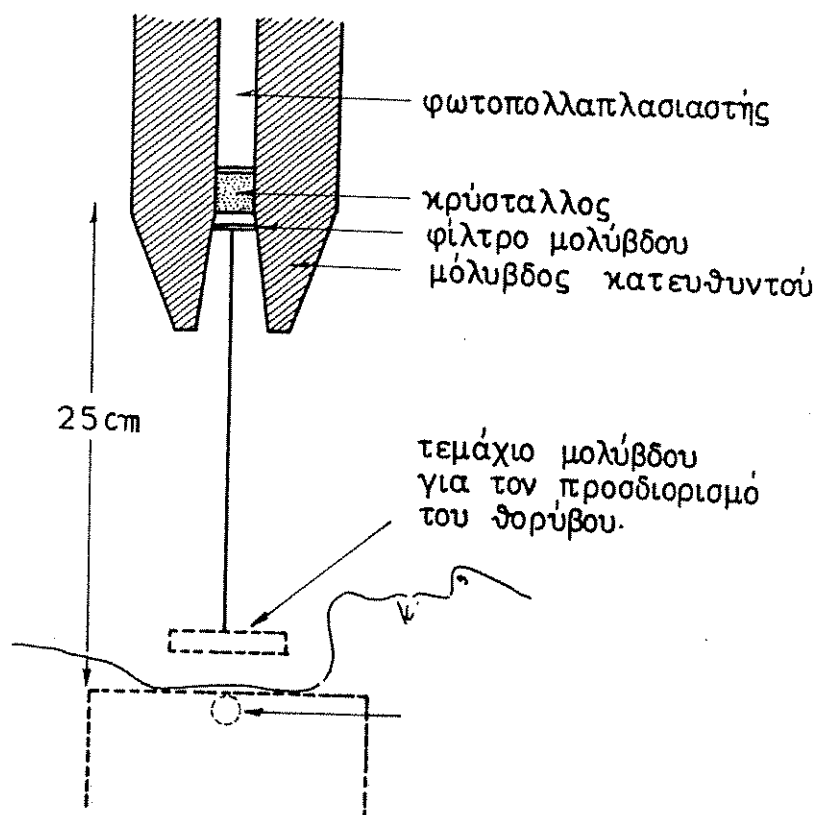


Σχήμα 7 : Δυναμική μελέτη του ιωδίου στον θυροειδή αδένα

Στο σχήμα 8 φαίνεται η χρησιμοποιούμενη μετρητική διάταξη. Ο σπινθηριστής τίθεται πάνω από το λαιμό του ασθενούς και ο κρύσταλλος του βρίσκεται σε μια ορισμένη απόσταση (περίπου 25cm) από τον θυροειδή. Ένας αρκετά παχύς μολύβδινος ευθυγραμμιστής, περιβάλλει τον κρύσταλλο έτσι ώστε να τον θωρακίζει από οποιαδήποτε ακτινοβολία εκτός από εκείνη που προέρχεται από μια περιοχή του λαιμού του ασθενούς, διαμέτρου 12 έως 15cm. Αυτός ο ευθυγραμμιστής είναι αναγκαίος γιατί ένα σημαντικό κλάσμα του παρεχόμενου ραδιενεργού ιωδίου κατανέμεται στο υπόλοιπο σώμα και έτσι μπορεί να συμπεριληφθεί στις μετρήσεις. Η επίδραση των μαλακών ακτινοβολιών που προέρχονται από σκεδασμούς, μπορούν να μειθούν θέτοντας ένα φίλτρο μολύβδου πάχους 1 έως 2 mm στο εμπρόσθιο μέρος του κρύσταλλου.

Έστω ότι οι μετρήσεις της ραδιενέργειας που λαμβάνονται από τον θυροειδή δίνουν A κρούσεις/sec, αυτή η τιμή οφείλεται κυρίως στο ιώδιο του θυροειδούς (που θέλουμε να μετρήσουμε), αλλά ούτως ή άλλως εξακολουθεί να υπάρχει μια μικρή συμμετοχή κρούσεων από το ιώδιο που περιβάλλει τον αδένα και από τον υπάρχοντα "θόρυβο".

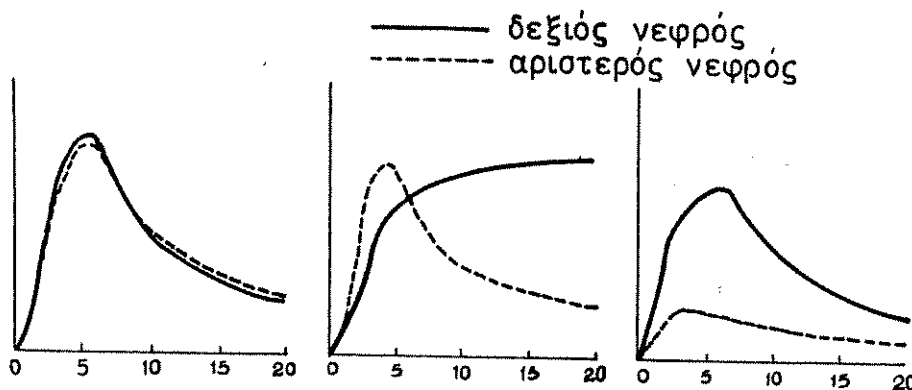
Επαναλαμβάνοντας τη μέτρηση, καλύπτοντας τον θυροειδή με ένα κομμάτι μολύβδου πάχους περίπου 2cm, παίρνουμε μια ένδειξη της παρασιτικής συμμετοχής που συμβολίζεται με A_B κρούσεις/sec. Κατά συνέπεια, το ιώδιο του θυροειδούς δίνει $(A - A_B)$ κρούσεις/sec.



Σχήμα 8 : Μετρητική διάταξη για τον προσδιορισμό του ιωδίου στον θυροειδή αδένα

Για τα τεστ βραχείας διάρκειας, λόγω χάρη αυτά των δύο ιωδίων, προτιμάται το ^{132}I που έχει χρόνο ημιζωής 2.3 ώρες από το ^{131}I που έχει χρόνο ημιζωής 8 ημέρες. Πράγματι, η παραπάνω επιλογή συνεπάγεται σημαντική μείωση της δόσης. Συγκεκριμένα, η δόση στον αδένα (1 έως 2rad για κάθε $\mu\text{Ci}^{131}\text{I}$) μειώνεται στο 1/100 ενώ η δόση στο υπόλοιπο σώμα μειώνεται στο 1/10. Η ποσότητα του ραδιενεργού υλικού που χρησιμοποιείται στα τεστ, εξαρτάται από την ευαισθησία του μετρητικού συστήματος. Συνήθως, με ένα σπινθηριστή, δεν απαιτούνται περισσότερα από 10 $\mu\text{Ci}^{132}\text{I}$.

Νεφρόγραμμα: Η χημική ουσία Hippuran έχει την ιδιότητα να απομακρύνεται γρήγορα και αποκλειστικά από το αίμα μέσω των νεφρών και εν συνεχεία να απεκκρίνεται από αυτούς. Η δυναμική μελέτη αυτής της απομάκρυνσης και απέκκρισης, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη διάγνωση της νεφρικής λειτουργίας. Γι'αυτό το λόγο, Hippuran σσημασμένο με ραδιενεργό ^{131}I , εγχύεται ενδοφλεβίως στην αιματική κυκλοφορία του εξεταζόμενου. Αμέσως μετά, με ένα σπινθηριστή σε κάθε νεφρό, μετράται η συσσώρευση και η απέκκριση από τα νεφρά. Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, οι σπινθηριστές θωρακίζονται για να συλλαμβάνουν ακτινοβολία από μια ορισμένη περιοχή. Δηλαδή, ο καθένας από τον αντίστοιχο νεφρό. Το ηλεκτρικό σήμα στην έξοδο του κάθε μετρητή, τροφοδοτεί ένα σύστημα που καταγράφει τη μεταβολή της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου για κάθε νεφρό. Στο σχήμα 9, δίνονται τρία παραδειγματικά διαγράμματα τέτοιας καταγραφής.



Σχήμα 9 : Δυναμική μελέτη της εισροής και απέκκρισης του Hippuran στους νεφρούς.

Στην πρώτη περίπτωση και τα δύο διαγράμματα είναι κανονικά, οι δύο νεφροί συμπεριφέρονται όμοια και δείχνουν μια αρχικά γρήγορα ανάπτυξη της ραδιενέργειας στα νεφρά καθώς το Hippuran απομακρύνεται από το αίμα, ενώ στη συνέχεια καταγράφεται η μάλλον αργή απέκκριση. Στη δεύτερη περίπτωση, υπάρχει η ένδειξη ενός οξέος φραγμού του δεξιού νεφρού (η ανάπτυξη είναι κανονική αλλά δεν έχουμε απέκκριση).

Τέλος, στη τελευταία περίπτωση, τα διαγράμματα δείχνουν ένα κανονικό δεξί νεφρό ενώ ο αριστερός νεφρός δεν λειτουργεί.

5.3 Συστήματα εντοπισμού και απεικόνισης όγκων και οργάνων

Με ραδιοϊσοτοπικές τεχνικές είναι δυνατόν να προσδιοριστεί η μορφολογία όγκων και οργάνων του ανθρώπινου σώματος. Συγκεκριμένα, με ειδικές

μεθοδολογίες και ανιχνευτικές διατάξεις, καταγράφεται η κατανομή του εκλεκτικά απορροφηθέντος ραδιοϊσότοπου και μέσω αυτής η θέση, το μέγεθος και η μορφή του υπό εξέταση οργάνου ή παθολογικού ιστού.

Οι ακολουθούμενες τεχνικές είναι κυρίως δύο ειδών:

1. Η σάρωση περιοχής ενδιαφέροντος μέσω σπινθηριστού
2. Η συνολική και ταυτόχρονη απεικόνιση με τη χρήση της γ-κάμερα.

5.3.1 Περιγραφή και αρχές λειτουργίας των συστημάτων σάρωσης

Οι ραδιοϊσοτοπικές μετρήσεις που περιγράφηκαν μέχρι τώρα, αφορούσαν την ολική ποσότητα ενός ειδικού υλικού σε ένα μέρος του σώματος ή σε ένα δείγμα. Στις σαρώσεις, το ενδιαφέρον επικεντρώνεται στη λεπτομερή κατανομή του υλικού εντός της υπό εξέταση περιοχής. Για να επιτευχθεί αυτή η πληροφορία, χρησιμοποιείται ένας σπινθηριστής ολοκληρωτικά θωρακισμένος εκτός μιας μικρής οπής (ή μιας σειράς μικρών οπών ειδικής γεωμετρίας). Το κατ'αυτόν τον τρόπο θωρακισμένο σύστημα στοχεύει μέσω της οπής, κάθε στιγμή, σε ένα μικρό μέρος του εξεταζόμενου και κινείται αρχά εμπρός και πίσω σε ευθείες γραμμές πάνω από την περιοχή ενδιαφέροντος. Μετά από κάθε σάρωση μιας λωρίδας, το σύστημα μετακινείται με μικρό βήμα, προς τα κάτω ή προς τα πάνω κατά μήκος του σώματος και με τον ίδιο τρόπο σαρώνει το σύνολο των λωρίδων που συνιστούν την επιφάνεια περιοχής.

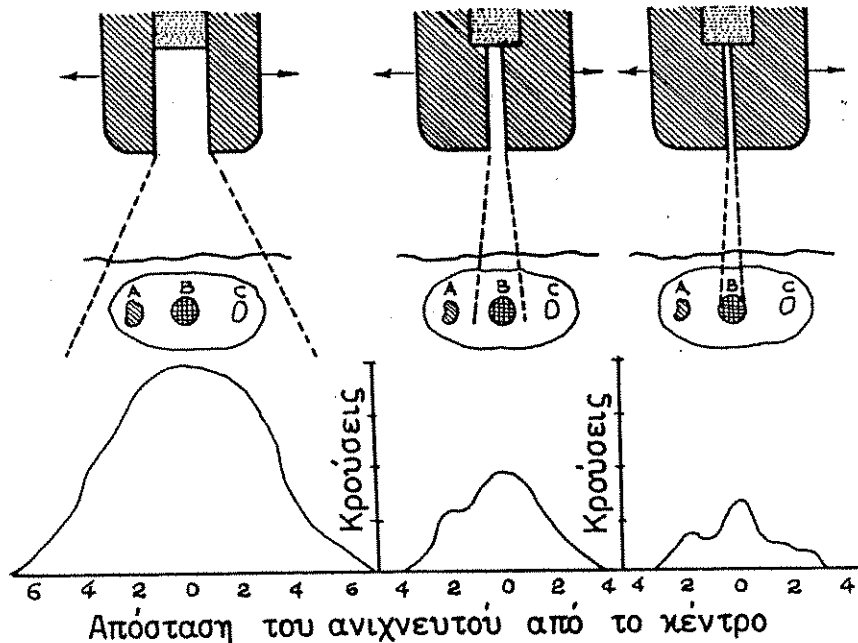
Η μικρή οπή αποτελεί ένα είδος κατευθυντή της ακτινοβολίας ο οποίος χρησιμοποιείται γιατί στόχος της όλης διαδικασίας είναι η ανίχνευση και καταγραφή των μεταβολών στη συσχέτιση του ραδιενεργού ισότοπου στα διάφορα σημεία. Η χωρική διακριτικότητα του συστήματος στις διάφορες μεταβολές της συσχέτισης του ραδιοϊσότοπου, δηλαδή η δυνατότητά του να ξεχωρίσει μεταβολές συσχέτισης μεταξύ κοντινών σημείων, εξαρτάται από τις διατάξεις της οπής.

Στο σχήμα 10, δίνονται τα διαγράμματα ενός σπινθηριστή που στοχεύει τον θυροειδή αδένα, χρησιμοποιώντας τρεις διαφορετικούς κατευθυντές.

Το πρώτο διάγραμμα αντιστοιχεί σε αρκετά ευρύ κατευθυντή, το δεύτερο σε ένα στενό και το τρίτο σε ένα πολύ στενό. Έστω ότι ο αδένας περιέχει μια ομοιογενή κατανομή ραδιενεργού ιωδίου με εξαιρούμενες τρεις περιοχές, Α, Β και C. Στις περιοχές Α και Β η συσχέτιση είναι αντίστοιχα τρεις και πέντε φορές μεγαλύτερη από ότι στην ομοιογενή περιοχή. Η περιοχή C δεν απορροφά καθόλου ραδιενεργό υλικό και το ίδιο συμβαίνει στους ιστούς γύρω από τον αδένα.

Διερευνώντας την ισοτοπική κατανομή, χρησιμοποιώντας τους τρεις διαφορετικούς κατευθυντές, η σάρωση του αδένα δίνει στην έξοδο του

συστήματος μια μεταβολή της συκέντρωσης που καταγράφεται στις καμπύλες οι οποίες βρίσκονται, αντίστοιχα, κάτω από τον ευρύ, στενό και πολύ στενό κατευθυντή.



Σχήμα 10 : Η επίδραση των διαστάσεων του κατευθυντή στην διακριτική ικανότητα του συστήματος

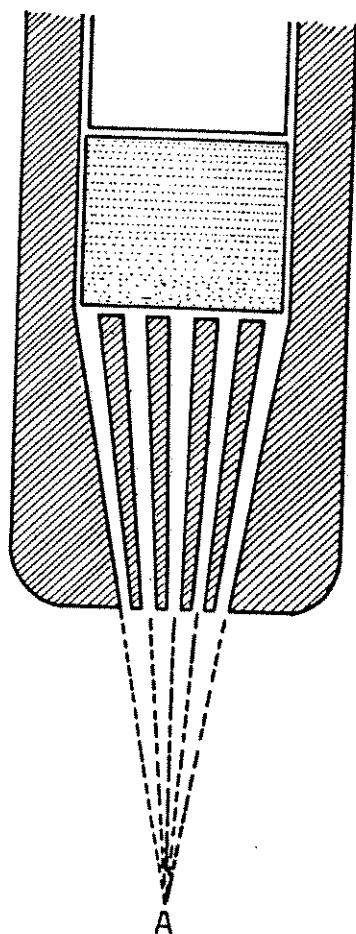
Όπως φαίνεται, όταν χρησιμοποιείται ο ευρύς κατευθυντής, στον ανιχνευτικό κρύσταλλο φθάνει ακτινοβολία από το σύνολο του αδένα και πρέπει να μετακινηθεί τουλάχιστον 1cm από την κεντρική του θέση για να τεθεί ένα μέρος του αδένα έξω από τη γωνία "βλέψεως" του ανιχνευτού. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, το σύστημα δίνει μόνο μια χονδρική ένδειξη της κατανομής του ισότοπου ενώ δεν διακρίνει τις τρεις ειδικές περιοχές.

Στο κεντρικό μέρος του σχήματος, αναλύεται η απόκριση του στενού κατευθυντή ο οποίος "βλέπει" μόνο ένα μέρος του αδένα από κάθε θέση. Στη θέση που υποδεικνύεται στο σχήμα "βλέπει" εξ'ολοκλήρου την περιοχή B ενώ οι περιοχές A και C είναι εκτός της γωνίας "βλέψεως". Η μετάθεση του συστήματος προς τα αριστερά κατά 1cm, επιτρέπει τη σύλληψη ακτινοβολίας από ένα μέρος της περιοχής A και από ένα μέρος της περιοχής B. Οι καταγραφόμενες μετρήσεις κατά τη διάρκεια της σάρωσης δίνουν μια ένδειξη της παρουσίας των A και B ενώ δεν υποδεικνύουν την ύπαρξη της περιοχής C.

Τέλος, χρησιμοποιώντας τον πολύ στενό κατευθυντή, σε κάθε θέση του ανιχνεύεται ένα πολύ μικρό μέρος του αδένα. Αν, για παράδειγμα, το σύστημα μετακινηθεί 1cm από την κεντρική θέση του δεν συλλαμβάνει ακτινοβολία από

καμιά από τις ειδικές περιοχές και η καταγραφόμενη ραδιενέργεια αντιστοιχεί στην ομοιογενή περιοχή του αδένος. Το διάγραμμα που παρέχει αυτός ο κατευθυντής είναι πολύ κοντά σ' αυτό που αναμένεται από τη γνωστή κατανομή του ραδιοϊσότοπου. Οι θερμές περιοχές A, B διακρίνονται καθαρά και προσεγγιστικά με τις σωστές "σχετικές" εντάσεις τους, ενώ υπάρχει μια μικρή ένδειξη της C αν και δεν είναι καλά καθορισμένη.

Από τις προηγούμενες περιπτώσεις, μπορούν να συναχθούν ορισμένα γενικά συμπεράσματα. Αν οι στόχοι της διαγνωστικής εξέτασης απαιτούν καλή χωρική διακριτική ικανότητα, ο κατευθυντής πρέπει να είναι στενός, αλλά σ' αυτή τη συνθήκη το σύστημα θα έχει μικρή ευαισθησία. Αντίστροφα, ο ευρύς κατευθυντής έχει μεγάλη ευαισθησία αλλά δεν διακρίνει μικρές "θερμές", ενδεχόμενα παθολογικές περιοχές, γιατί η ραδιενέργεια που καταγράφει προέρχεται από πολύ ευρύτερες ζώνες.



Σχήμα 11 : Σχηματικό διάγραμμα εστιάζοντος κατευθυντή

Οι τεχνικές της "σάρωσης" έχουν σαν στόχο τις μορφολογικές μελέτες οργάνων και επομένως τον προσδιορισμό ραδιοϊσοτοπικών κατανομών. Άμεση

συνέπεια των παραπάνω είναι ότι τα συστήματα "σάρωσης" χρησιμοποιούν λεπτούς κατευθυντές που έχουν πολύ μικρότερη ευαισθησία από ότι λ.χ. τα συστήματα δυναμικών μελετών. Μια περαιτέρω μείωση της ευαισθησίας τους απορρέει από το γεγονός ότι ο ανιχνευτής κινείται και κάθε θέση καταγράφεται μόνο για ένα περιορισμένο χρονικό διάστημα.

Έτσι, στις διαγνωστικές μελέτες σάρωσης, το ανιχνευτικό σύστημα βρίσκεται πλησιέστερα στον εξεταζόμενο και το χορηγούμενο ραδιενεργό υλικό είναι αρκετά περισσότερο από αυτό των στατικών μετρήσεων. Εξάλλου, υπάρχει μια ακόμα δυνατότητα βελτίωσης της ευαισθησίας χρησιμοποιώντας τον λεγόμενο "εστιάζοντα ευθυγραμμιστή".

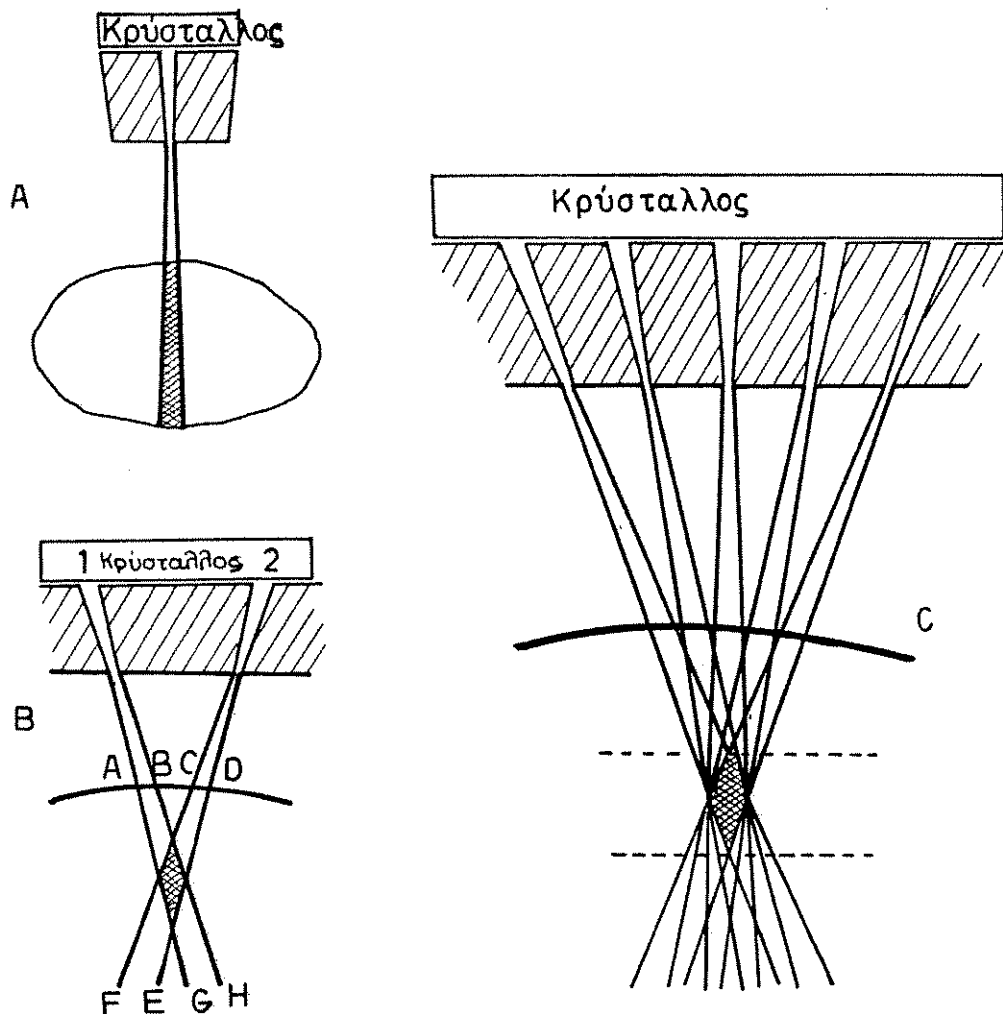
Πράγματι, μπορεί να επιτευχθεί μεγαλύτερη ευαισθησία χωρίς ανάλογη απώλεια διακριτικής ικανότητας, χρησιμοποιώντας ένα μεγάλο αριθμό οπών που στοχεύουν προς την ίδια περιοχή όπως φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 11.

Στον εστιάζοντα ευθυγραμμιστή, ένας μεγάλος αριθμός οπών εστιάζεται σε ένα σημείο A το οποίο απέχει συνήθως 10cm από τον κρύσταλλο. Ένας ειδικός κατευθυντής του είδους έχει περίπου 30 οπές, η κάθε μια από τις οποίες έχει στο κάτω άκρο της διάμετρο περίπου 4mm.

Στις μελέτες "σάρωσης" όπως και στην ακτινογραφία, η ακτινοβολία που προσπίπτει στον ανιχνευτή προέρχεται από όλα τα επίπεδα (βάθη) της εξεταζόμενης περιοχής (βλέπε σχήμα 12A). Κατά συνέπεια, το σύστημα δεν δίνει ενδείξεις για το επίπεδο από το οποίο προέρχεται η ακτινοβολία, και η καταγραφόμενη ισοτοπική κατανομή αναφέρεται σε δύο από τις τρεις διαστάσεις του υπό διάγνωση αντικείμενου. Οι εστιάζοντες κατευθυντές, παρουσιάζουν το πλεονέκτημα της εστίασης σε ένα επίπεδο (βάθος) δίνοντας κατ'αυτόν τον τρόπο τη δυνατότητα της τομογράφησης του αντικείμενου, δηλαδή την εικόνα του σε τρεις διαστάσεις.

Στο σχήμα 12B και 12C περιγράφεται η αρχή αυτής της τομογράφησης. Συγκεκριμένα, στο σχήμα 12B φαίνεται ότι η οπή 1 "βλέπει" την ακτινοβολία που προέρχεται από τη ζώνη ABHG και η οπή 2 "βλέπει" τη ζώνη CDEF, ενώ το ανιχνευτικό σύστημα καταγράφει πιο έντονα τη διασταύρωση των δύο θωρίδων. Βάσει της ίδιας αρχής, στο σχήμα 12C, φαίνεται πως χρησιμοποιώντας περισσότερες οπές γίνεται δυνατή η καταγραφή της κατανομής του εξεταζόμενου αντικείμενου.

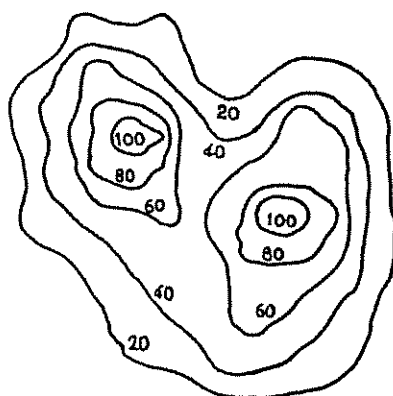
Αυξάνοντας ή μειώνοντας την απόσταση του κατευθυντή από τον ασθενή, επιτυγχάνεται η τομογράφηση διάφορων στρωμάτων. Οποσδήποτε, η ακτινοβολία που προέρχεται από τα μη εστιαζόμενα στρώματα δεν είναι αμελητέα. Από κάθε πλευρά της εστιαζόμενης ζώνης (που βλέπεται από όλες τις οπές) υπάρχουν περιοχές που "βλέπονται" από αρκετές οπές. Έτσι, η εστιαζόμενη ζώνη, χάνει σε contrast με ανάλογη υποβάθμιση στην απεικόνιση της υπό εξέταση δομής.



Σχήμα 12 : Αρχή λειτουργίας των κατευθυντών εστίασης

Καταγραφή των δεδομένων: Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν, όταν ένα φωτόνιο αντιδρά με τον κρύσταλλο, παράγεται ένας σπινθηρισμός ορατού φωτός ο οποίος εν συνεχεία μετατρέπεται σε ένα ηλεκτρικό παλμό διά μέσου του φωτοπολλαπλασιαστικού σωλήνα. Η αντιστοίχιση αυτών των παλμών με την κατανομή της ραδιενέργειας, γίνεται με την ακόλουθη διαδικασία. Ενώ ο ανιχνευτής "σαρώνει" μια θωρίδα της υπό εξέταση επιφάνειας, οι παλμοί μετρούνται σε τακτά χρονικά διαστήματα και μέσω ενός καταγραφικού συστήματος σχηματίζουν τα διαγράμματα που εμφανίζονται στο κάτω μέρος του σχήματος 10. Σε κάθε θωρίδα της σάρωσης, αντιστοιχεί ένα παρόμοιο σύνολο μετρήσεων (διάγραμμα). Στο τέλος της διαδικασίας, επιτυγχάνεται μια

κατανομή κρούσεων σαν αυτή του σχήματος 13B που αντιστοιχεί στην κατανομή του ραδιοϊσότοπου. Ενώνοντας τα σημεία που έχουν τον ίδιο αριθμό κρούσεων, επιτυγχάνονται οι καμπύλες (σης συγκέντρωσης (βλέπε σχήμα 13A) οι οποίες έχουν μεγάλη διαγνωστική σημασία.



Σχήμα 13 : Καμπύλες ισοκατανομής κρούσεων και απεικόνιση των αποτελεσμάτων της σάρωσης.

5.3.2 Δομή και λειτουργία της γ-κάμερα

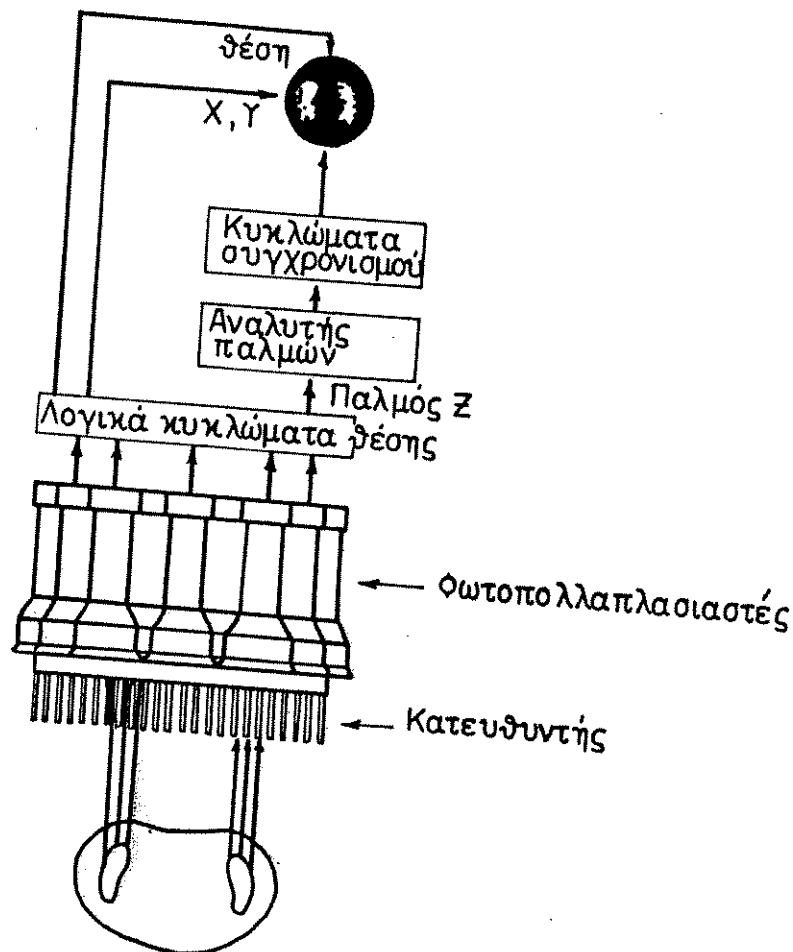
Η διαγνωστική αξία των συστημάτων σάρωσης που εξετάσθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, περιορίζεται από δύο σημαντικούς παράγοντες:

1. Ο χρόνος που απαιτείται για τη σάρωση ολόκληρης της εξεταζόμενης περιοχής και την καταγραφή της ιστοπικής κατανομής, είναι της τάξης των 30-40 λεπ. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, κατά τη διάρκεια αυτού του χρονικού διαστήματος μπορεί να αλλάξει ουσιαστικά η ραδιενέργεια του χρησιμοποιούμενου ισότοπου και κατά συνέπεια να υποβαθμιστεί η απεικόνιση (εξαρτάται από την ημιζωή του χρησιμοποιούμενου ισότοπου).

2. Τα συστήματα σάρωσης δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε δυναμικές μελέτες, δηλαδή δεν μπορούν να παρακολουθήσουν τον μεταβολισμό ενός ισότοπου μέσα ή έξω από το εξεταζόμενο όργανο κατά τη διάρκεια του χρόνου. Αυτό οφείλεται στο ότι δεν καταγράφουν ταυτόχρονα την ιστοπική κατανομή σε ολόκληρη την υπό εξέταση περιοχή.

Οι προαναφερόμενοι βασικοί περιορισμοί ξεπεράστηκαν με την εμφάνιση της **γ-κάμερα** η οποία είναι ένα ανιχνευτικό σύστημα που καταγράφει τη ραδιενέργεια όλων των σημείων ενός οργάνου την ίδια χρονική στιγμή. Έτσι, μέσω της **γ-κάμερα**, η Πυρηνική Ιατρική απέκτησε τη δυνατότητα συλλογής δεδομένων που επιτρέπουν ταυτόχρονα με τη μορφολογική μελέτη ενός οργάνου και τη μελέτη της λειτουργίας του (δυναμική μελέτη). Πράγματι,

ανάλογα με την περίπτωση, μπορούν να συλλεχθούν δεδομένα από όλο το υπό εξέταση όργανο μέσα σε μικρά χρονικά διαστήματα. Η διαδοχή των απεικονίσεων που αντιστοιχούν σε αυτά τα μικρά διαστήματα, δίνει τη δυνατότητα μιας κατά κάποιο τρόπο κινηματογράφησης της συμπεριφοράς του οργάνου. Η αρχή λειτουργίας και η σχηματική περιγραφή της γ -κάμερας δίνεται στο σχήμα 14.



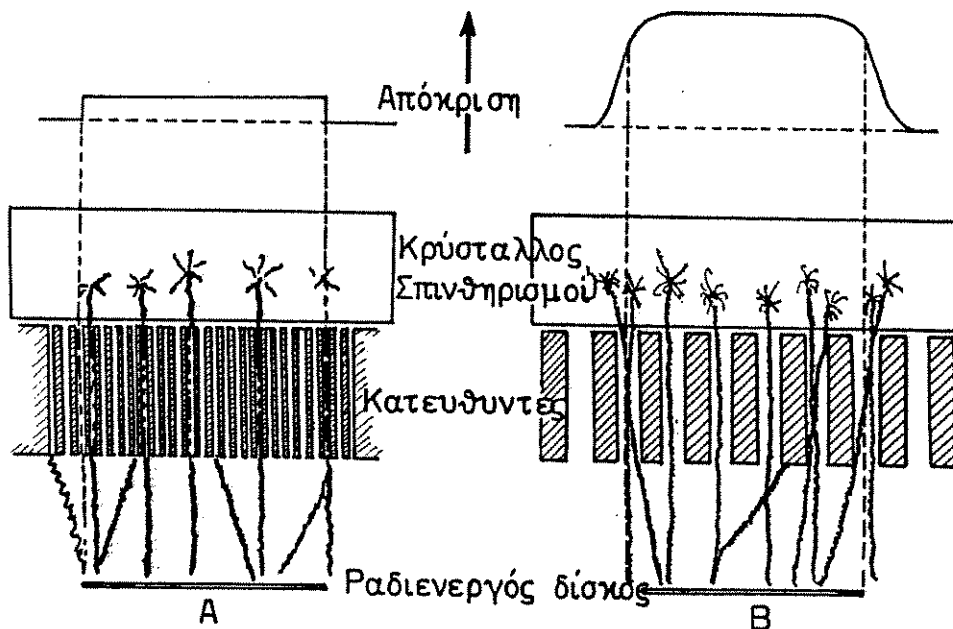
Σχήμα 14 : Σχηματικό διάγραμμα λειτουργίας της γ -κάμερα

Σαν ανιχνευτής, χρησιμοποιείται ένας κρύσταλλος Ιωδιούχου Νατρίου με προσμίξεις θαλαίου, διαμέτρου περίπου 40cm και πάχους 1cm. Οι σπινθηρισμοί του κρυστάλλου ανιχνεύονται από ένα μεγάλο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών (συνήθως 37) οι οποίοι, σε εξαγωνική διάταξη, "βλέπουν", μέσω ενός ειδικού φωταγωγού, το σύνολο της επιφάνειας του κρυστάλλου. Μεταξύ του κρυστάλλου και της ραδιενεργού πηγής (ισοτοπική κατανομή του υπό εξέταση οργάνου) παρεμβάλλεται ένας κατευθυντής που έχει ένα μεγάλο αριθμό παράλληλων οπών διαμέτρου 3mm.

Ο κατευθυντής χρησιμοποιείται για την όσο το δυνατόν καλύτερη αντιστοιχία της ισοτοπικής κατανομής του ραδιοϊσότοπου με την κατανομή των σπινθηρισμών εντός του κρυστάλλου, λαμβάνοντας όμως υπόψη και το γεγονός ότι η ευαισθησία του συστήματος δεν πρέπει να μειωθεί πολύ. Στο σχήμα 15, αναλύεται αυτό το σημαντικό πρόβλημα της απεικόνισης.

Έστω ότι κάτω από τη γ -κάμερα, αντί για τον εξεταζόμενο, τίθεται ένας ραδιενεργός δίσκος.

Στην περίπτωση A, χρησιμοποιείται ένας κατευθυντής με πολύ μικρές οπές και στην περίπτωση B ένας κατευθυντής με μεγάλες οπές. Για την πλήρη αντιστοίχιση μεταξύ της κατανομής των σπινθηρισμών και του ραδιενεργού αντικειμένου, πρέπει να χρησιμοποιηθούν πολύ μικρές οπές ώστε μόνο ακτινοβολία η οποία έχει κατεύθυνση παράλληλη με τους διαδρόμους των οπών να προσπίπτει στον κρυστάλλο. Κάθε πλάγια ακτίνα απορροφάται από τον κατευθυντή. Η κατανομή των σπινθηρισμών εντός του κρυστάλλου, δίνεται στα διαγράμματα του επάνω μέρους του σχήματος 15.

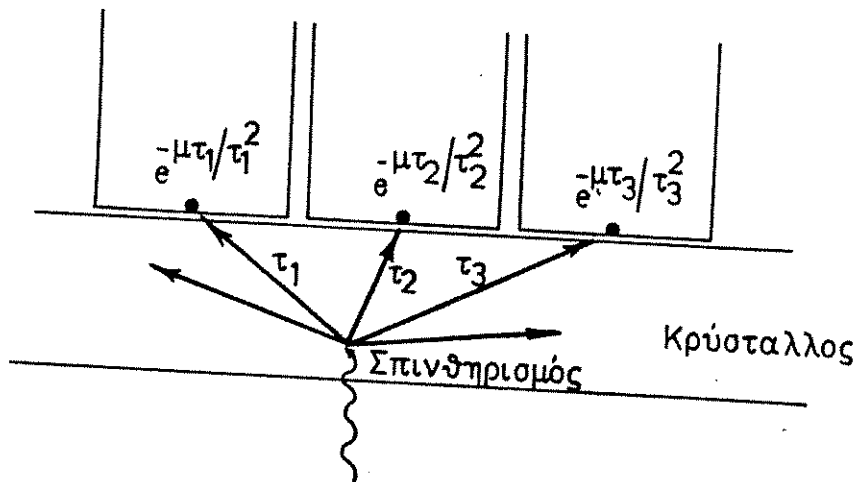


Σχήμα 15 : Επίδραση του κατευθυντού στην απόκριση της γ -κάμερα
 (A) Κατευθυντής μικρών οπών
 (B) Κατευθυντής μεγάλων οπών

Όπως φαίνεται στο σχήμα 15, στην περίπτωση A το διάγραμμα πέφτει κάθετα στο μηδέν σε αντιστοιχία με το τέλος του ραδιενεργού αντικειμένου (δίσκου), αυτή όμως η ιδανική αντιστοίχιση έχει σαν τίμημα ότι πολύ λίγες ακτίνες φθάνουν στο ανιχνευτικό σύστημα (μείωση της ευαισθησίας). Για να

αυξηθούν οι ακτίνες που φθάνουν στον κρύσταλλο, πρέπει να αυξηθεί η διάμετρος των οπών του κατευθυντή. Σαν αποτέλεσμα αυτής της αύξησης της διαμέτρου, έχουμε ότι θα προσπέσουν στον κρύσταλλο και θα παράγουν σπινθηρισμούς ακτίνες πλάγιας κατεύθυνσης. Έτσι, όπως μπορεί να παρατηρηθεί στο διάγραμμα της περίπτωσης Β, έχουμε μια απώλεια αντιστοιχίας συνοδευόμενη όμως από μια αύξηση της ευαισθησίας (μεγαλύτερο ύψος απόκρισης). Στην πράξη, γίνεται ένας συμβιβασμός χρησιμοποιώντας οπές ενδιάμεσου μεγέθους, περίπου 3mm.

Όταν ένας σπινθηρισμός λάβει χώρα εντός του κρυστάλλου, το ορατό φως του συλλαμβάνεται από όλους τους φωτοπολλαπλασιαστές της **γ-κάμερα**, όμως η ποσότητα φωτός που συλλαμβάνει ο καθένας τους (βλέπε σχήμα 16) εξαρτάται από τη θέση του σε σχέση με το σημείο σπινθηρισμού.



Σχήμα 16 : Η ποσότητα του φωτός που φθάνει στον φωτοπολλαπλασιαστή εξαρτάται από τη θέση του σπινθηρισμού.

Πράγματι, επειδή η εξασθένηση του φωτός εντός του κρυστάλλου, είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της διανυσθείσης απόστασης, το περισσότερο φως συλλαμβάνουν οι δύο ή τρεις πιο κοντινοί στον σπινθηριστή φωτοπολλαπλασιαστές, ενώ η ποσότητα που συλλαμβάνουν οι υπόλοιποι είναι αμελητέα.

Οι ηλεκτρικοί παλμοί που δημιουργούνται στην έξοδο των φωτοπολλαπλασιαστών λόγω της συλλαμβανόμενης ορατής ακτινοβολίας, εισέρχονται σε υψηλής τεχνολογίας ηλεκτρονικά κυκλώματα όπου υφίστανται μια σύνθετη επεξεργασία. Μέσω αυτής της επεξεργασίας, προσδιορίζονται οι συντεταγμένες της θέσης του σπινθηρισμού και σε απόλυτη αντιστοιχία με αυτή τη θέση εμφανίζεται ένα στίγμα στην οθόνη της **γ-κάμερα**. Το σύνολο των στίγμάτων σχηματίζει τη διαγνωστική εικόνα.

Κατά συνέπεια, η εικόνα σχηματίζεται σε τρεις φάσεις. Στην πρώτη φάση, έχουμε αντιστοίχιση της ραδιοϊσοτοπικής κατανομής με τους σπινθηρισμούς εντός του κρυστάλλου, στη δεύτερη φάση έχουμε προσδιορισμό της θέσης των σπινθηρισμών και στην τρίτη φάση έχουμε αντιστοίχιση των θέσεων των σπινθηρισμών με τα εμφανιζόμενα στην οθόνη στίγματα. Όλες αυτές οι φάσεις διαδέχονται η μία την άλλη με μεγάλη ταχύτητα, αλλά οπωσδήποτε η συνολική διεργασία απαιτεί ένα ορισμένο χρονικό διάστημα που καλείται "νεκρός χρόνος" του συστήματος. Ο "νεκρός χρόνος" της **γ-κάμερα** είναι πολύ μικρός, περίπου 10^{-5} sec, έτσι ώστε δεν υπάρχει μεγάλη απώλεια πληροφορίας λόγω της μη καταγραφής ορισμένων ακτίνων που προέρχονται από το ραδιοϊσότοπο.

6. ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

Όλες οι εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής σχετίζονται με μετρήσεις των προϊόντων διάφορων διαδικασιών ραδιενεργού φθοράς. Λόγω του σύνθετου χαρακτήρα αυτών των διαδικασιών, η ανάλυση των μετρήσεων είναι δύσκολη και στηρίζεται στις δύο παρακάτω βασικές διαπιστώσεις:

1. Η ραδιενεργός φθορά δεν έχει αιτιοκρατικά κωδικοποιημένο χαρακτήρα.
2. Οι ραδιοϊσοτοπικές μετρήσεις βασίζονται στους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης που έχουν στατιστικό χαρακτήρα.

Από τις προαναφερόμενες διαπιστώσεις προκύπτει άμεσα η αναγκαιότητα της στατιστικής ανάλυσης των μετρητικών δεδομένων της Πυρηνικής Ιατρικής.

6.1 Στατιστική των ραδιοϊσοτοπικών μετρήσεων

Η έλλειψη αιτιοκρατικών νόμων για την περιγραφή της ραδιενεργού φθοράς, αναπληρώνεται από το γεγονός ότι είναι γνωστός ο στατιστικός νόμος που διέπει την κατανομή των προϊόντων της. Έτσι, αν κάνουμε επανειλημμένες μετρήσεις για τον προσδιορισμό του ρυθμού κρούσης ενός δείγματος σταθερής ραδιενέργειας, δεν θα βρούμε πάντα το ίδιο ακριβώς αποτέλεσμα. Η κατανομή όμως των μετρητικών αποτελεσμάτων είναι πάντα η ίδια, δηλαδή είναι η κατανομή Poisson της οποίας η έκφραση αναλύεται μαθηματικά στη Στατιστική.

Η κατανομή Poisson, σε αντίθεση με την Κανονική κατανομή (κατανομή Gauss) αναφέρεται μόνο σε αποτελέσματα που αντιστοιχούν σε ακέραιους αριθμούς και περιγράφει όλες τις τυχαίες διαδικασίες των οποίων η πιθανότητα

πραγματοποίησης είναι ταυτόχρονα μικρή και σταθερή. Εφαρμόζεται κατά συνέπεια, σε μετρήσεις διάσπασης ατομικών πυρήνων των οποίων η μέση ζωή είναι μεγάλη σε σχέση με την ολική περίοδο παρατήρησης. Έστω ότι η ραδιενέργεια ενός μακρόβιου (μεγάλη ημιζωή) ραδιενεργού δείγματος μετράται επανειλημμένα κάτω από τις (δύο) συνθήκες μέσω ενός κατάλληλου μετρητικού συστήματος. Επειδή ο ρυθμός των διασπάσεων υφίσταται τυχαίες διακυμάνσεις, ο αριθμός των καταγραφόμενων κρούσεων στις διαδοχικές μετρήσεις δεν είναι ο ίδιος (N_1, N_2, N_3, \dots). Αναρωτάται κανείς αν υπάρχει μια "αληθινή τιμή" για το μετρούμενο μέγεθος. Μια δυνατή λύση του ζητήματος, είναι η εκτέλεση ενός μεγάλου αριθμού μετρήσεων και η χρήση της μέσης τιμής σαν εκτίμηση της "αληθινής τιμής", δηλαδή:

$$\text{"Αληθινή τιμή"} = \bar{N}$$

$$\text{όπου } \bar{N} = (N_1 + N_2 + \dots + N_n) / n = \sum_{i=1}^n (N_i / n)$$

Δυστυχώς, στη ρουτίνα της Πυρηνικής Ιατρικής, είναι πραγματικά αδύνατες οι πολλαπλές μετρήσεις και συνήθως εκτελείται μόνο μια μέτρηση. Επομένως, τίθεται το πρόβλημα του κατά πόσο είναι καλό το αποτέλεσμα της μοναδικής μέτρησης σαν "εκτίμηση" της "αληθινής τιμής", δηλαδή ποιά είναι η εμπιστοσύνη σ' αυτό το αποτέλεσμα; Η απάντηση εξαρτάται από την "κατανομή της συχνότητας" των αποτελεσμάτων. Στο σχήμα 17, δίνεται η καμπύλη μιας τυπικής κατανομής συχνοτήτων για μια σειρά ραδιοϊσοτοπικών μετρήσεων ενός σταθερού δείγματος. Η καμπύλη παρουσιάζει μια αιχμή στη μέση τιμή \bar{N} , η οποία προσεγγίζει την "αληθινή τιμή" m της μέτρησης. Αυτή η προσέγγιση γίνεται ακριβέστερη όσο μεγαλύτερο είναι το μέγεθος του δείγματος (δηλαδή μεγαλύτερος ο αριθμός των μετρήσεων) οπότε ισχύει η σχέση:

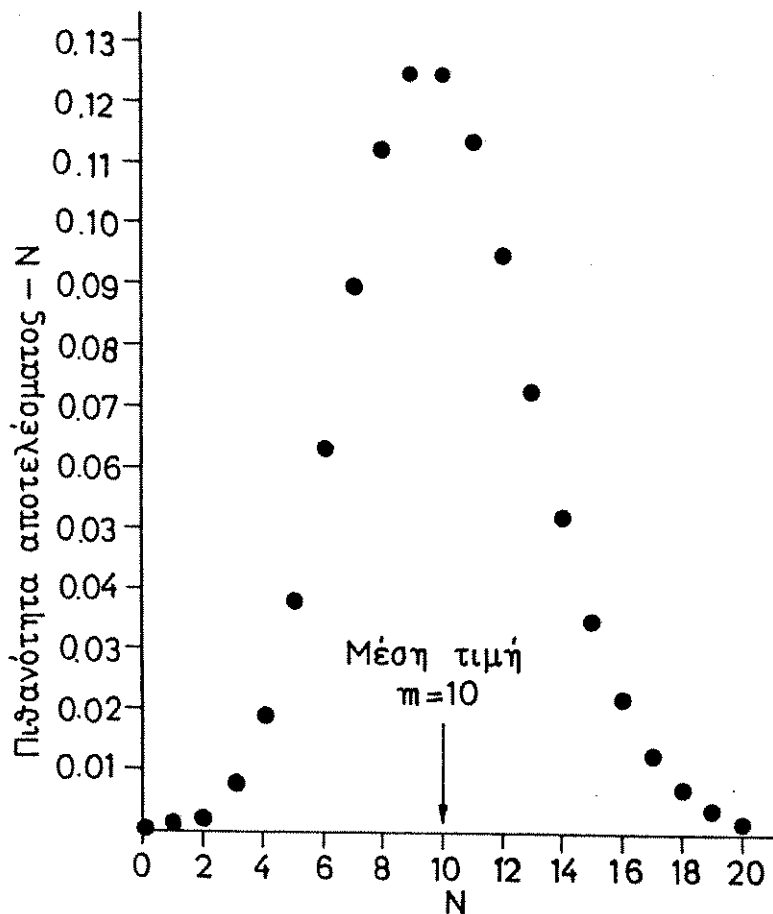
$$\bar{N} = m$$

Η καμπύλη του σχήματος (17) εκφράζεται μαθηματικά από την κατανομή Poisson. Η πιθανότητα να προκύψει ένα ορισμένο αποτέλεσμα N όταν η αληθινή τιμή είναι m , δίνεται από τον τύπο:

$$P(N;m) = e^{-m} m^N / N!$$

(5)

Όπως φαίνεται και από το σχήμα (17), η πιθανότητα να προκύψει ακριβώς $N=m$ είναι μικρή. Εκείνο που πρακτικά επιδιώκεται, είναι το αποτέλεσμα να "ηλησιάζει" το m .



Σχήμα 17 : Κατανομή Poisson $m=10$

Η πιθανότητα ένα μετρητικό αποτέλεσμα να "πλησιάζει" το m , εξαρτάται από το σχετικό πλάτος ή διάχυση της κατανομής των συχνοτήτων. Αυτή η διάχυση συνδέεται με μια παράμετρο που καλείται διακύμανση (σ^2) της κατανομής. Η διακύμανση είναι ένας αριθμός τέτοιος ώστε το 68,3% των μετρητικών αποτελεσμάτων να περιέχεται στο διάστημα $m \pm \sigma$. (σ =τυπική απόκλιση της κατανομής). Για την κατανομή του Poisson, η διακύμανση δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma^2 = m \tag{6}$$

Με δεδομένο μόνο το αποτέλεσμα μιας μοναδικής μέτρησης N , δεν είναι γνωστή η ακριβής τιμή του m ή του σ . Παρόλα αυτά, μπορεί να θεωρηθεί προσεγγιστικά ότι $N \approx m$ και κατά συνέπεια $\sigma \approx \sqrt{N}$. Έτσι, αν το αποτέλεσμα μιας μέτρησης είναι N , υπάρχει μια πιθανότητα 68,3% η αληθινή τιμή της μέτρησης να περιέχεται μεταξύ $N - \sqrt{N}$ και $N + \sqrt{N}$. Όταν η μέση τιμή m είναι

"μεγάλη" ($m > 20$), η κατανομή Poisson μπορεί να προσεγγισθεί από την Κανονική κατανομή. Η εξίσωση της Κανονικής κατανομής είναι:

$$P(X; m; \sigma) = (1/\sqrt{2\pi\sigma^2}) e^{-(x-m)^2/2\sigma^2} \quad (7)$$

όπου m και σ^2 είναι και πάλι η μέση τιμή και η διακύμανση και X είναι η μεταβλητή που εκφράζει τις τιμές των διαφόρων μετρητικών αποτελεσμάτων (N_1, N_2, \dots) (Βλέπε Στατιστική). Η **κανονική κατανομή** με $\sigma^2 = m$ δίνει τα αποτελέσματα των ραδιοϊσοτοπικών μετρήσεων όταν αυτές γίνονται χωρίς την παρουσία συστηματικών σφαλμάτων και οι αποκλίσεις τους οφείλονται μόνο σε τυχαίες διακυμάνσεις του ρυθμού φθοράς του ραδιενεργού δείγματος. Όταν επιπλέον εμφανίζονται και άλλες πηγές τυχαίων σφαλμάτων (μεταβολές στην παρασκευή του ραδιενεργού δείγματος, μεταβολές στο ανιχνευτικό σύστημα, κλπ.), τα αποτελέσματα περιγράφονται μέσω **κανονικής κατανομής** της οποίας η διακύμανση δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma^2 = m + (\Delta N)^2 \quad (8)$$

6.2 Η επίδραση του "θορύβου" (background) στα μετρητικά αποτελέσματα.

Κάθε μετρητικό σύστημα ραδιενεργού ακτινοβολίας (μετρητής Geiger, κρύσταλλος σπινθηριστής, κλπ.), παρουσιάζει ένα μικρό ρυθμό κρούσεων ακόμα και όταν δεν είναι εκτεθειμένο σε μια συγκεκριμένη ραδιενεργή πηγή. Αυτός ο "θόρυβος" (Background) οφείλεται στην κοσμική ακτινοβολία, στη φυσική ραδιενέργεια του κτιρίου ή σε άλλες διάχυτες πηγές του εργαστηρίου. Η μέτρηση της ραδιενέργειας ενός συγκεκριμένου δείγματος, απαιτεί την αφαίρεση των κρούσεων που οφείλονται στο "θόρυβο". Το πρόβλημα λύνεται ως εξής:

Έστω N_s ο αριθμός των κρούσεων στο χρονικό διάστημα t_s που προέρχεται από το δείγμα συμπεριλαμβανομένου και του "θορύβου".

- N_b ο αριθμός των κρούσεων του "θορύβου" σε χρονικό διάστημα t_b .
- A_b η ραδιενέργεια του θορύβου = N_b/t_b
- A_s η μετρούμενη ραδιενέργεια του δείγματος = $A_s - A_b = (N_s/t_s) - (N_b/t_b)$
- $\sqrt{N_s}$ η τυπική απόκλιση στην κατανομή της N_s
- $\sqrt{(N_s/t_s)}$ η τυπική απόκλιση στην κατανομή της A_s
- $\sqrt{(N_b/t_b)}$ η τυπική απόκλιση στην κατανομή της A_b

Αποδεικνύεται μαθηματικά ότι η τυπική απόκλιση στο άθροισμα ή στη διαφορά δύο ποσοτήτων που έχουν τυπικές αποκλίσεις σ_1 και σ_2 , δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = \sqrt{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} \quad (9)$$

Κατά συνέπεια, η τυπική απόκλιση στην κατανομή της πραγματικής ραδιενέργειας του δείγματος A, ισούται με:

$$\sigma_A = \frac{N_s}{t_s^2} + \frac{N_b}{t_b^2} = \frac{A_s}{t_s} + \frac{A_b}{t_b} \quad (10)$$

Έστω ότι ζητείται να προσδιοριστεί η ραδιενέργεια ενός δείγματος με τη μέγιστη ακρίβεια σε ένα δεδομένο συνολικό χρόνο μέτρησης $T = t_s + t_b$. Προκύπτει το πρόβλημα της επιλογής του χρονικού διαστήματος που πρέπει να δαπανηθεί στη μέτρηση του "θορύβου" ώστε να ελαχιστοποιηθεί το σφάλμα μέτρησης (ελαχιστοποίηση της τυπικής απόκλισης της A). Αποδεικνύεται μαθηματικά ότι η βέλτιστη διαίρεση του χρόνου δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{t_s}{t_b} = \sqrt{\frac{A_s}{A_b}} \quad (11)$$

Παράδειγμα: Έστω ότι σύντομες προσεγγιστικές παρατηρήσεις δείχνουν ότι $A_s = 400 \text{ct/sec}$ και $A_b = 25 \text{ct/sec}$. Αν ο συνολικός διαθέσιμος χρόνος μέτρησης είναι 50sec, ζητείται:

- α) Ποιά είναι η βέλτιστη διαίρεση των χρόνων μετρησης;
- β) Ποιά είναι η πραγματική ραδιενέργεια του δείγματος;
- γ) Ποιά είναι η ποσοστιαία τυπική απόκλιση της ραδιενέργειας του δείγματος;

Απάντηση: α) Από την (11) προκύπτει ότι:

$$t_s/t_b = (400/25)^{1/2} = 20/5 = 4$$

Κατά συνέπεια $t_s = 40 \text{sec}$, $t_b = 10 \text{sec}$.

b) $A = 400 - 25 = 375 \text{ct/sec}$

c) $\sigma_A = (400/40 + 25/10)^{1/2} = (102.5)^{1/2} = \sqrt{12.5} = 3.5$ και η αντίστοιχη ποσοστιαία τυπική απόκλιση ισούται με:

$$\frac{100 \sigma_A}{A} = \frac{100 \cdot 3.5}{375} = 0.9\%$$

6.3 Επίδραση του νεκρού χρόνου του μετρητικού συστήματος

Κάθε ανιχνευτικό σύστημα ιοντίζουσας ακτινοβολίας παραμένει αδρανές για ένα μικρό χρονικό διάστημα αμέσως μετά τη σύλληψη ενός σήματος. Αυτός ο νεκρός χρόνος απαιτείται για την ανάλυση των δεδομένων του σήματος και εξαρτάται από τον ανιχνευτή και το χρησιμοποιούμενο ηλεκτρονικό κύκλωμα επεξεργασίας. Για τους καταμετρητές G.M. ο νεκρός χρόνος είναι της τάξης των 100μsec ενώ για τους κρυστάλλους σπινθηριστές είναι της τάξης των 10μsec. Είναι εύλογο ότι η ύπαρξη νεκρού χρόνου μπορεί να εισάγει μετρητικά σφάλματα ιδιαίτερα όταν ο ρυθμός κρούσεων είναι αρκετά υψηλός.

Έστω N_0 ο παρατηρούμενος αριθμός κρούσεων κατά δευτερόλεπτο, N_g ο διορθωμένος αριθμός κρούσεων ανά δευτερόλεπτο και τ ο νεκρός χρόνος μετά από κάθε καταμετρηθείσα κρούση. Ο συνολικός νεκρός χρόνος ανά δευτερόλεπτο θα είναι $N_0\tau$ και σ' αυτό το διάστημα θα χαθούν $N_0N_0\tau$ κρούσεις. Κατά συνέπεια, ισχύει η σχέση:

$$N_g = N_0 + N_g N_0 \tau \longrightarrow N_g = N_0 / (1 - N_0 \tau) \quad (12)$$

Ο νεκρός χρόνος μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά μετρώντας χωριστά και μαζί τις κρούσεις από δύο πηγές που έχουν περίπου την ίδια ραδιενέργεια.

Καταρχήν, η πηγή A τίθεται κοντά στον ανιχνευτή και καταμετρείται ο ρυθμός κρούσεών της. Αμέσως μετά, δίπλα από την πηγή A τίθεται η πηγή B και γίνεται η καταμέτρηση του ρυθμού κρούσεων και των δύο μαζί. Τέλος, απομακρύνεται η πηγή A και καταμετράται η πηγή B μόνη της. Αν μετά τη διόρθωση λόγω θορύβου, N_A , N_B και N_{AB} είναι οι καταμετρηθέντες ρυθμοί κρούσεων στις τρεις προηγούμενες περιπτώσεις, τότε ισχύει η σχέση:

$$\frac{N_A}{(1 - N_A \tau)} + \frac{N_B}{(1 - N_B \tau)} = \frac{N_{AB}}{(1 - N_{AB} \tau)}$$

Απλοποιώντας και θεωρώντας αμελητέους τους όρους στους οποίους εμφανίζεται το τ^2 (πολύ μικρό) προκύπτει:

$$\tau = \frac{N_A + N_B - N_{AB}}{2N_A N_B} \quad (13)$$

Για τη σωστή εκτέλεση του παραπάνω προσδιορισμού, απαραίτητη προϋπόθεση είναι οι χρησιμοποιούμενες ραδιενεργές πηγές να έχουν υψηλούς

αριθμούς κρούσεων. Πράγματι, σε αντίθετη περίπτωση, η διαφορά μεταξύ $(N_A + N_B)$ και N_{AB} θα είναι πολύ μικρή και επομένως όχι τόσο ακριβής ο προσδιορισμός του αριθμητή της εξίσωσης (13) λόγω των υψηλών στατιστικών διακυμάνσεων.

6.4 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (MDA)

Ένα δείγμα εξαιρετικά χαμηλής ραδιενέργειας δεν έχει ρυθμό κρούσεων σημαντικά υψηλότερο από αυτόν του "θορύβου" και έτσι η ανίχνευσή του σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να μην είναι δυνατή. Συγκεκριμένα, η Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια, ενός ραδιοϊσοτοπικού δείγματος για ένα ορισμένο μετρητικό σύστημα και ορισμένο χρόνο μέτρησης, είναι εκείνη η ραδιενέργεια που αυξάνει τον αριθμό των καταμετρούμενων κρούσεων κατά μια ποσότητα που είναι "στατιστικά σημαντική" σε σχέση με τις τυχαίες διακυμάνσεις των κρούσεων του "θορύβου" κατά τη διάρκεια του ίδιου χρονικού διαστήματος. Στην προκειμένη περίπτωση, "στατιστικά σημαντική" ποσότητα είναι εκείνη που αυξάνει το ρυθμό κρούσεων πάνω από 3 τυπικές αποκλίσεις (3σ) της κατανομής των κρούσεων του "θορύβου". Έτσι, αν A_b είναι ο ρυθμός κρούσεων του "θορύβου" στο χρόνο t_b , η τυπική του απόκλιση θα είναι $\sqrt{(A_b t_b)}/t_b = (A_b/t_b)^{1/2}$ και κατά συνέπεια θα έχουμε:

$$\text{Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (MDA)} = 3(A_b/t_b)^{1/2} \quad (14)$$

Παράδειγμα: Ένας τυπικός σπινθηριστής NaI(Tl), από αυτούς που χρησιμοποιούνται στις in vitro μετρήσεις της Πυρηνικής Ιατρικής (well counter), έχει ρυθμό "θορύβου" περίπου 200 cpm (=200κρούσεις/δευτερόλεπτο). Η ευαισθησία του σπινθηριστή για το ^{131}I είναι περίπου 10^6 cpm/ μCi . Ποιά είναι η MDA για το ^{131}I με χρόνο μέτρησης 4 λεπτά;

Απάντηση: Η MDA είναι ποσότητα του ^{131}I που δίνει
 $3 \cdot (200/4)^{1/2} = 3 \cdot 7 = 21 \text{ cpm} \rightarrow \text{MDA} = 21 \text{ cpm} / 10^6 (\text{cpm}/\mu\text{Ci})$
 $= 0.00002 \mu\text{Ci}$

6.5 Σύγκριση ανιχνευτικών συστημάτων

Έχει ήδη επισημανθεί ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των κρούσεων, τόσο μικρότερο το ποσοστό του στατιστικού σφάλματος. Έτσι, από στατιστικής

άποψης, είναι επιθυμητή η χρήση ανιχνευτικών συστημάτων με τη μέγιστη ευαισθησία έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ο μέγιστος αριθμός κρούσεων σε ένα δεδομένο χρονικό διάστημα μέτρησης. Από την άλλη πλευρά όμως, τέτοια συστήματα είναι πολύ ευαίσθητα και στο "θόρυβο" δίνοντας έτσι υψηλότερους ρυθμούς κρούσεων "θορύβου". Η "χρυσή τομή" μεταξύ ευαισθησίας και "θορύβου" μπορεί να αναλυθεί ως εξής:

Δίνεται ένα μετρητικό σύστημα που για ένα ραδιοϊσοτοπικό δείγμα δίνει μικρό αριθμό κρούσεων G_1 , αριθμό κρούσεων "θορύβου" B_1 και καθαρό αριθμό κρούσεων δείγματος $S_1 = G_1 - B_1$. Έστω ένα δεύτερο μετρητικό σύστημα που για το ίδιο δείγμα και στο ίδιο χρονικό διάστημα μέτρησης, δίνει αντίστοιχα G_2 , B_2 και S_2 . Για να προσδιορισθεί ποιά από τα δύο συστήματα είναι στατιστικά προτιμότερο, πρέπει να συγκριθούν οι τυπικές αποκλίσεις των S_1 και S_2 . Η ποσοστιαία τυπική απόκλιση του S_1 δίνεται από τη σχέση:

$$V_1 = (\sqrt{G_1 + B_1} / S_1) * 100\% = (\sqrt{S_1 + 2B_1} / S_1) * 100\% \quad (15)$$

Οι αντιστοιχες εξισώσεις, εφαρμόζονται και για το δεύτερο σύστημα. Η σχέση των ποσοστιαίων τυπικών αποκλίσεων μεταξύ των καθαρών αριθμών κρούσεων του ραδιοϊσοτοπικού δείγματος, για τα δύο συστήματα, δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{S_2 \sqrt{S_1 + 2B_1}}{S_1 \sqrt{S_2 + 2B_2}} \quad (16)$$

Αν $V_1/V_2 < 1$ τότε $V_1 < V_2$ και σ'αυτή την περίπτωση το σύστημα 1 είναι από στατιστική άποψη προτιμητέο. Αν οι κρούσεις του "θορύβου" είναι συγκριτικά λίγες ($B_1 \ll S_1$, $B_2 \ll S_2$) η εξίσωση (16) μπορεί να προσεγγισθεί από τη σχέση:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{S_2 \sqrt{S_1}}{S_1 \sqrt{S_2}} \sqrt{S_2/S_1} \quad (17)$$

Έτσι, όταν τα επίπεδα του "θορύβου" είναι μικρά, το σύστημα με την υψηλότερη ευαισθησία δίνει το μικρότερο στατιστικό σφάλμα. Από την άλλη πλευρά, αν οι κρούσεις του "θορύβου" είναι πολλές ($B_1 \gg S_1$, $B_2 \gg S_2$) τότε:

$$V_1/V_2 = (S_2/S_1) \sqrt{B_1/B_2}$$

Κατά συνέπεια, σ'αυτή την περίπτωση και η ευαισθησία και ο "θόρυβος" είναι σημαντικά.

Παράδειγμα: Ένα ραδιοϊσοτοπικό δείγμα μετράται μέσω ενός κρυστάλλου σπινθηριστή του τύπου φρεάτιο (well counter) σε μια στενή περιοχή Ν του συνολικού ενεργειακού φάσματος (περιοχή αιχμής του φάσματος). Ο καθαρός αριθμός κρούσεων του δείγματος είναι 500 και ο αριθμός κρούσεων του θορύβου 200. Το δείγμα ξαναμετράται με το ίδιο σύστημα σε μια ευρύτερη περιοχή του φάσματος ενέργειας W (περισσότερος θόρυβος) και οι αντίστοιχοι αριθμοί κρούσεων είναι 800 και 400. Ποιά από τις δύο μετρήσεις είναι προτιμότερη στατιστικά;

Απάντηση: Επειδή ο αριθμός κρούσεων του θορύβου δεν είναι ούτε πολύ μικρός ούτε πολύ μεγάλος, χρησιμοποιείται η εξίσωση (16):

$$V_N/V_W = (800 \cdot \sqrt{900}) / (500 \cdot \sqrt{1600}) = (8 \cdot 3) / (5 \cdot 4) = 6/5$$

Έτσι, $V_N/V_W > 1$, δηλαδή είναι προτιμότερη από στατιστική άποψη η χρήση της ευρύτερης ενεργειακής περιοχής έστω και αν ο ρυθμός του "θορύβου" είναι υψηλότερος.