

V.**ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΡΑΔΙΟΧΗΜΕΙΑΣ****Ο πυρήνας του ατόμου****Εισαγωγή**

Οι ιδιότητες και τα φαινόμενα του πυρήνα του ατόμου είναι αντικείμενα μελέτης της Πυρηνικής Φυσικής, οι δε εφαρμογές τους στην επίλυση προβλημάτων χημικού ενδιαφέροντος, αντικείμενο της Πυρηνικής Χημείας και Ραδιοχημείας.

Ο πυρήνας έχει δομή. Ως δομικούς λίθους του πυρήνα δεχόμαστε δύο στοιχειώδη σωματίδια, το πρωτόνιο και το νετρόνιο. Εξαιρείται ο πυρήνας του κοινού υδρογόνου, διότι αποτελείται από ένα και μόνο πρωτόνιο.

Το σχήμα ενός σταθερού πυρήνα θεωρείται σφαιρικό με ακτίνα μερικά f (fermi, $1f = 10^{-13}$ cm). Περί τον πυρήνα σε πολύ μεγάλες αποστάσεις (10^{-8} cm) περιφέρονται τα ηλεκτρόνια του ατόμου. Η συνολική μάζα τους, σε σχέση με τη μάζα του ατόμου, είναι ελαχίστη. Πρακτικά δηλ. η μάζα του ατόμου είναι συγκεντρωμένη στον σχετικά ελάχιστο δύκο που καταλαμβάνει ο πυρήνας στο κέντρο του ατόμου, με αποτέλεσμα η πυκνότητα της πυρηνικής μάζας να είναι τεραστία (10^8 τόνους/cm³ περίπου!).

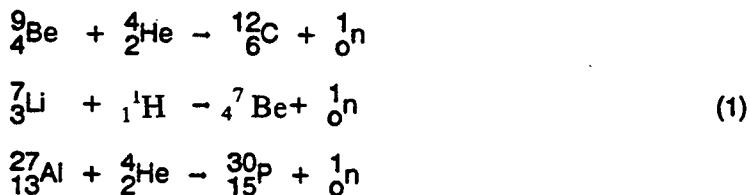
Το πρωτόνιο και το νετρόνιο έχουν πολλές κοινές ιδιότητες, ώστε να μη θεωρούνται δύο διαφορετικά σωματίδια, αλλά δύο διαφορετικές καταστάσεις του ίδιου σωματίδιου, του νουκλεονίου, γιατρό και λέγονται νουκλεόνια. Μερικά βασικά χαρακτηριστικά τους είναι τα εξής:

α) Πρωτόνιο (p ή $\frac{1}{3}p$). Σωματίδιο, με φορτίο θετικό, ίσο σε απόλυτη τιμή με το φορτίο του ηλεκτρονίου. Έχει μάζα 1836 φορές την μάζα του ηλεκτρονίου (1.67×10^{-24} g), είναι βασικό συστατικών όλων των πυρήνων, αποτελεί δε και τον πυρήνα του κοινού υδρογόνου, από το μέριο του οποίου λαμβάνεται με ιονισμό. Κατά τη διαδρομή του μέσα από υλικά μέσα προκαλεί ιονισμό των ατόμων, υπό την επίδραση δε του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου εκτρέπεται της αρχικής του πορείας. Ανιχνεύεται λόγω του ιονισμού που προκαλεί πολύ εύκολα.

β) Νετρόνιο (n ή $\frac{1}{3}n$). Σωματίδιο ηλεκτρικά ουδέτερο, με μάζα κατά τι μεγαλύτερη της μάζας του πρωτονίου. Είναι συστατικό όλων (πλην του κοινού υδρογόνου) πυρήνων, εμφανίζεται δε σε ορισμένες πυρηνικές αντιδράσεις. Εντός του πυρήνα είναι σταθερό, ως ελεύθερο όμως είναι ασταθές και δεν "ζει" για πολύ, ως εκ τούτου δεν απαντάται στη Φύση. Ως

αφόρτιστο σωματίδιο που είναι, όταν διέρχεται μέσα από υλικά μέσα, δεν προκαλεί ιονισμό των ατόμων, γεγονός που καθυστέρησε και την ανακάλυψή του (Chadwick, 1932), εισέρχεται όμως ελεύθερα στο ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα και γι' αυτό χρησιμοποιείται σε πυρηνικές αντιδράσεις ως άριστο "πυρηνικό βλήμα".

Νετρόνια παράγουν διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις, όπως π.χ. οι εξής:



Στις συγκεκριμένες αντιδράσεις εκπέμπονται νετρόνια υψηλών ταχυτήτων (ταχέα νετρόνια). Στις πυρηνικές όμως αντιδράσεις που χρησιμοποιούν νετρόνια ως αντιδρώντα (βλήματα), τα νετρόνια αυτά πρέπει συνήθως να έχουν μικρές ταχύτητες (θερμικά ή βραδέα νετρόνια). Ταχέα νετρόνια γίνονται θερμικά, εάν επιβραδυνθούν. Τούτο γίνεται εάν περάσουν μέσα από ορισμένα υλικά, τους "επιβραδυντές", όπου καθώς συγκρούονται με τα άτομά του, χάνουν μέρος της κινητικής τους ενέργειας, επιβραδύνονται βαθμιαία και τελικά ακινητοποιούνται.

Ως επιβραδυντές χρησιμοποιούνται ελαφρά στοιχεία του περιοδικού συστήματος καθώς και μεταξύ τους ενώσεις, δεν χρησιμοποιούνται όμως στοιχεία τα οποία "απορροφούν" τα νετρόνια, ενσωματώνοντάς τα στον πυρήνα τους. Τέλος, ενώ κινούμενα νετρόνια είναι δυνατόν να επιβραδυνθούν, η επιτάχυνσή τους μέχρι σήμερα δεν έχει γίνει εφικτή.

Τα σπουδαιότερα υποατομικά σωματίδια

Σε ορισμένα πυρηνικά φαινόμενα εμφανίζονται και άλλα σωματίδια όπως π.χ. ηλεκτρόνια ποζιτρόνια κλπ. Πιστεύεται ότι τα σωματίδια αυτά δεν υπάρχουν μέσα στους πυρήνες, αλλά δημιουργούνται κατά τα διάφορα πυρηνικά φαινόμενα. Εξ' αυτών τα πιο σημαντικά είναι τα εξής:

α) Ηλεκτρόνιο (e^-). Σωματίδιο φορτισμένο αρνητικά. Το φορτίο του αποτελεί το στοιχειώδες αρνητικό ηλεκτρικό φορτίο, η δε μάζα του είναι 1836 φορές μικρότερη από τη μάζα του πρωτονίου.

β) Ποζιτρόνιο (e^+). Σωματίδιο ίδιο με το ηλεκτρόνιο, αλλά με φορτίο το στοιχειώδες θετικό ηλεκτρικό φορτίο (θετικό ηλεκτρόνιο).

γ) Αντιπρωτόνιο (p^+). Σωματίδιο ίδιο με το πρωτόνιο, αλλά με φορτίο το στοιχειώδες αρνητικό ηλεκτρικό φορτίο (αρνητικό πρωτόνιο).

δ) Αντινετρόνιο (π). Σωματίδιο ίδιο με το νετρόνιο, χωρίς ηλεκτρικό φορτίο, που διαφέρει όμως τούτου στην μαγνητική ροπή. Το νετρόνιο και το αντινετρόνιο είναι στοιχειώδεις μαγνήτες με αντίθετες μαγνητικές ροπές.

Το ποζιτρόνιο, το αντιπρωτόνιο και το αντινετρόνιο, διακρίνονται των αντιστοίχων σωματίδιων τους με τον χαρακτηρισμό αντισωματίδια. Θεωρείται ότι, για κάθε σωματίδιο υπάρχει και ένα αντισωματίδιο. Τα αντισωματίδια δεν μπορούν να υπάρξουν σε ελεύθερη κατάσταση επί μακρόν. Στα διάφορα υλικά μέσα που διατρέχουν, συναντούν εύκολα τα σωματίδιά τους, με τα οποία και αντιδρούν βίαια, η μάζα τους εξαφανίζεται (εξαύλωση) και η ολική ενέργειά τους μετατρέπεται σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (φωτόνια, hv).

δ) Μεσόνια. Σωματίδια με μάζα μεταξύ ηλεκτρονίου του πρωτονίου (εξ' ού και το όνομά τους). Μπορεί να φέρουν θετικό ή αρνητικό στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο ή να είναι και αφόρτιστα. Ανάλογα με τη μάζα τους διακρίνονται σε μόνια (μ), πιόνια (π) και ταδνία (τ) και είναι βραχύβια. Δημιουργούνται κατά τις συγκρούσεις ατόμων με σωματίδια υψηλών ενέργειών. Τέτοια σωματίδια (πρωτόνια, κ.ά.) βρίσκονται στην κοσμική ακτινοβολία.

στ) Νετρίνο (ν). Σωματίδιο με μηδενική σχεδόν μάζα, αφόρτιστο, κινούμενο με την ταχύτητα του φωτός. Αυτές οι ιδιότητες κάνουν την ανίχνευσή του πολύ δύσκολη, διότι πρακτικά δεν αλληλεπιδρά με την ύλη. Προβλέφθηκε εν τούτοις θεωρητικά και μάλιστα πολύ πριν τούτο διαπιστωθεί πειραματικά (1956).

ζ) Αντινετρίνο (νγ). Σωματίδιο ίδιο με το νετρίνο που διαφέρει τούτου μόνο στην μαγνητική ροπή.

η) Υπερδρόνια. Σωματίδια με θετικό ή αρνητικό στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο ή και μηδέν και μάζα μεγαλύτερη αυτής ενός νουκλεονίου αλλά μικρότερη της μάζας δύο νουκλεονίων.

Η μονάδα ενέργειας eV (ηλεκτρονιοβόλτη)

Στα πυρηνικά φαινόμενα ως μονάδα μετρήσεως της ενέργειας χρησιμοποιείται κυρίως το ηλεκτρονιοβόλτη (eV). Τούτο ορίζεται ως το έργο που παράγεται ή καταναλώνεται, όταν το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο μετακινείται μεταξύ δύο σημείων που παρουσιάζουν διαφορά δυναμικού 1 Volt.

$$1\text{eV} = 1\text{e.1v} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ cb.1volt} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Joules} \quad (2)$$

Συνήθως χρησιμοποιούνται πολλαπλάσια του eV (KeV, MeV, BeV, GeV).

Υλοποίηση της ενέργειας (διδυμη γένεση)

Εάν φωτόνιο υψηλής ενέργειας προσεγγίσει πολύ έναν πυρήνα μεγάλου ατομικού αριθμού, τούτο εξαφανίζεται δημιουργώντας ένα ηλεκτρό-

νιο και ένα ποζιτρόνιο. Το φαινόμενο λέγεται δίδυμη γένεση ή υλοποίηση του φωτονίου:

$$e^{+1} \xleftarrow{hv} e^{-1} \quad (3)$$

Για να πάθει ένα φωτόνιο δίδυμη γένεση, θα πρέπει να ισοδυναμεί με ενέργεια τουλάχιστον ίση με την ενέργεια του αθροίσματος των μαζών ηρεμίας ενός πλεκτρονίου και ενός ποζιτρονίου.

Η σχέση $E = mc^2$ δίνει ότι η ισοδύναμη ενέργεια που αντιστοιχεί σε ένα πλεκτρόνιο είναι ίση με 0.501 MeV. Συνεπώς η ενέργεια του φωτονίου θα πρέπει να είναι τουλάχιστον 1.02 MeV.

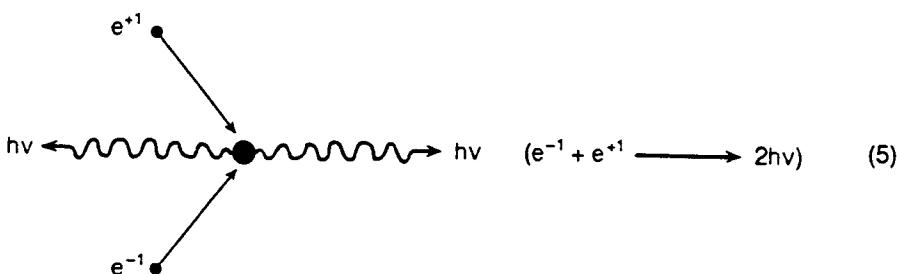
$$hv \geq 2mc^2 \geq 1.02 \text{ MeV} \quad (4)$$

(όπου τη μάζα του πλεκτρονίου (ή ποζιτρονίου) και c η ταχύτητα του φωτός).

Εάν η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη του $2mc^2$, το υπόλοιπο της ενέργειας ($\Delta E = hv - 2mc^2$) απορροφάται από τα σωματίδια αυτά ως κινητική ενέργεια (αρχή διατηρήσεως της ενέργειας και του πλεκτρικού φορτίου (φορτίο του φωτονίου μηδέν, φορτίο πλεκτρονίου + φορτίο ποζιτρονίου μηδέν)).

Εξαύλωση

Όταν ποζιτρόνιο και πλεκτρόνιο συναντηθούν, τα δύο σωματίδια εξαφανίζονται και στη θέση τους δημιουργούνται δύο ίδια φωτόνια. Το φαινόμενο λέγεται εξαύλωση δηλ.



Σχήμα 1. Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου της εξαύλωσεως πλεκτρονιο-ποζιτρονίου.

Κατά την εξαύλωση ισχύουν οι βασικές αρχές της διατηρήσεως της ενέργειας, της ορμής και του πλεκτρικού φορτίου. Εάν θεωρήσουμε ότι η κινητική ενέργεια των σωματιδίων είναι σχεδόν μηδενική, θα έχουμε ότι $2mc^2 = 2h\nu$ (όπου τη μάζα πλεκτρονίου ή ποζιτρονίου). Μετά την εξαύλωση το

συνολικό φορτίο παραμένει μηδέν, για να ισχύει δε και η αρχή της διατηρήσεως της ορμής, τα δύο φωτόνια κινούνται πάνω στην ίδια ευθεία αλλά με αντίθετη φορά.

Συμβολισμός των πυρήνων

Κάθε πυρήνας χαρακτηρίζεται από τον ατομικό αριθμό (Z) και τον μαζικό αριθμό (A). Ο πρώτος αντιστοιχεί στον αριθμό των πρωτονίων του, είναι ίσος με τον αριθμό των ηλεκτρονίων του στοιχείου του όταν το άτομο τούτου είναι ηλεκτρικά ουδέτερο και εκφράζει τον αύξοντα αριθμό του στο πίνακα του περιοδικού συστήματος των στοιχείων. Ο δεύτερος αντιστοιχεί στο άθροισμα των νουκλεονίων του (πρωτονίων και νετρονίων) και είναι ο πλησιέστερος ακέραιος αριθμός προς το ακριβές ατομικό βάρος του στοιχείου στο οποίο ανήκει ο πυρήνας. Εξ' αυτών προκύπτει ότι:

$$A = Z + N \quad (6)$$

όπου N ο αριθμός των νετρονίων του πυρήνα (A , Z , N ακέραιοι αριθμοί).

Ο πυρήνας συμβολίζεται με το χημικό σύμβολο X του στοιχείου του με εκθέτη αριστερά τον μαζικό αριθμό A και δείκτες, αριστερά τον ατομικό αριθμό Z και δεξιά τον αριθμό των νετρονίων N . Δηλ. ${}_Z^AX_N$. Ο πυρήνας π.χ. του στοιχείου του ηλίου συμβολίζεται με ${}_2^4He_2$ ($2p+2n$, $A = 2+2 = 4$), του νατρίου με ${}_{11}^{23}Na_{12}$, του άνθρακα με ${}_{6}^{12}C_6$ κ.ο.κ.

Συνήθως όμως ο Z και ο N παραλείπονται, διότι το σύμβολο X του στοιχείου καθορίζει και τη θέση του στον περιοδικό πίνακα, άρα και τον ατομικό αριθμό Z , ο δε αριθμός των νετρονίων N βρίσκεται από τη διαφορά $A - Z$ ($N = A - Z$). Π.χ. ${}^{23}Na$ (ή Na^{23}). Συναντάται επίσης και ο συμβολισμός $X - A$, π.χ. $Na-23$ κ.λ.π.

Ταξινόμηση των πυρήνων

Με βάση τον ατομικό αριθμό Z και το μαζικό A , οι πυρήνες ταξινομούνται σε ισότοπους, ισοβαρείς, ισότονους, ισοδιαφορικούς, κατοπτρικούς και ισομερείς.

α) Ισότοποι λέγονται οι πυρήνες που έχουν τον ίδιο ατομικό αριθμό, Z , αλλά διαφορετικό μαζικό A , δηλ. έχουν τον ίδιο αριθμό πρωτονίων, αλλά διαφορετικό αριθμό νετρονίων, όπως π.χ. ${}_1^1H$, ${}_1^2H$ και ${}_1^3H$, ${}_2^3He$ και ${}_2^4He$, ${}_8^{16}O$, ${}_8^{17}O$ και ${}_8^{18}O$, κ.λ.π.

β) Ισοβαρείς λέγονται οι πυρήνες που έχουν το ίδιο μαζικό αριθμό A , αλλά διαφορετικό ατομικό Z , έχουν δηλ. συνολικά ίσα νουκλεόνια, αλλά διαφέρουν κατά τον αριθμό των πρωτονίων και των νετρονίων, π.χ. ${}_6^{14}C$ και ${}_7^{14}N$ ή ${}_1^1H$ και ${}_2^3He$ κ.λ.π.

γ) Ισότονοι λέγονται οι πυρήνες που έχουν τον ίδιο αριθμό νετρονίων N, αλλά διαφορετικό αριθμό Z και μαζικό A. Τέτοιοι π.χ. πυρήνες είναι: $^{14}_6\text{C}$ και $^{16}_8\text{O}$ (με N = 8) ή $^{31}_1\text{P}$ και $^{30}_14\text{Si}$ (με N = 16) κ.λ.π.

δ) Ισοδιαφορικοί λέγονται οι πυρήνες στους οποίους η διαφορά μεταξύ νετρονίων και πρωτονίων διατηρείται σταθερή, δηλ. N-Z (=A-2Z) = σταθ., όπως π.χ. $^{238}_{92}\text{U}$ και $^{234}_{90}\text{Th}$ (με N-Z = 54) κ.λ.π. Οι ισοδιαφορικοί πυρήνες διαφέρουν κατά έναν πυρήνα ^2He .

ε) Κατοπτρικοί πυρήνες λέγονται τα ζεύγη πυρήνων στα οποία ο ένας πυρήνας προκύπτει από τον άλλο, δταν τα πρωτόνια του ενός γίνουν νετρόνια του άλλου. Π.χ. οι πυρήνες ^3_1H (1p+2n) και ^3_2He (2p+1n) κ.λ.π.

στ) Ισομερείς λέγονται οι πυρήνες που έχουν τον ίδιο ατομικό αριθμό Z και μαζικό A, διαφέρουν όμως κατά την ενέργεια που περιέχουν, βρίσκονται δηλ. σε διαφορετική ενεργειακή κατάσταση. Πρόκειται δηλ. για τον αυτό πυρήνα με διαφορετικό ενεργειακό περιεχόμενο, π.χ. X και ^mX , όπου τη δείκτης στο σύμβολο του πυρήνα X με το υψηλότερο ενεργειακό περιεχόμενο. Ο ισομερής πυρήνας ^mX είναι ασταθής και μεταπίπτει στον σταθερό πυρήνα X με εκπομπή γηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (φωτόνια γ):



Ισότοπα στοιχεία

Ισότοπα λέγονται τα στοιχεία που έχουν ισοτοπικούς πυρήνες. Χαρακτηρίσθηκαν έτσι διότι κατέχουν την ίδια θέση (τόπο) στο περιοδικό σύστημα, αφού έχουν τον ίδιο ατομικό αριθμό Z. Έχουν όμως και τον ίδιο αριθμό τροχιακών ηλεκτρονίων, συνεπώς και τις ίδιες χημικές ιδιότητες, διαφέρουν όμως στις φυσικές ιδιότητες, αφού έχουν διαφορετική μάζα (διαφορετικό μαζικό A).

Τα περισσότερα στοιχεία στη Φύση απαντούν ως μίγματα σταθερών ή μη ισοτόπων τους. Για το υδρογόνο π.χ. υπάρχουν τρία ισότοπα, το κοινό υδρογόνο (^1H), το βαρύ υδρογόνο ή δευτέριο (^2H ή D) και το ασταθές υπερβαρύ υδρογόνο ή τρίτιο (^3H ή T). Για το οξυγόνο υπάρχουν τα σταθερά ισότοπα $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$ και $^{18}_8\text{O}$, για το χλώριο τα $^{35}_{17}\text{Cl}$ και $^{37}_{17}\text{Cl}$, για το ήλιο τα ^3_2He , ^4_2He για το ουράνιο τα $^{234}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ και $^{238}_{92}\text{U}$ κ.ο.κ. Τα ισότοπα του ουρανίου, καθώς και όλων των στοιχείων με Z > 82 είναι μη σταθερά ισότοπα.

Με τα ισότοπα μπορούμε να εξηγήσουμε το δεκαδικό μέρος των ατομικών βαρών των στοιχείων. Κανονικά τα ατομικά βάρη των στοιχείων θα έπρεπε, όπως οι μαζικοί αριθμοί A (= Z+N), να είναι ακέραιοι αριθμοί. Επειδή όμως τα περισσότερα στοιχεία στη Φύση απαντούν ως μίγμα τών ισοτόπων

τους σε κάποια αναλογία, το ατομικό βάρος που προκύπτει είναι το μέσο ατομικό βάρος του μίγματος των ισοτόπων του.

Στοιχεία χωρίς ισότοπα είναι πολύ λίγα όπως: F, Na, Al, P, Mn, Au κ.ά. Ακέραιοις περίπου αριθμός ατομικού βάρους αποτελεί ένδειξη ότι το στοιχείο τούτο δεν έχει ισότοπα.

Εκτός από τα ισότοπα που βρίσκονται ελεύθερα στη Φύση και λέγονται "φυσικά ισότοπα", υπάρχουν και τα "τεχνητά ισότοπα" στοιχεία, που παράγονται με τεχνητό τρόπο (στους πυρηνικούς αντιδραστήρες). Τεχνητά ισότοπα είναι τα υπερουράνια στοιχεία, τα στοιχεία $^{14}_6\text{C}$, $^{31}_15\text{P}$, $^{60}_{27}\text{Co}$ κ.ά., ορισμένα δε από αυτά υπάρχουν και ως φυσικά ισότοπα από άλλες διαδικασίες όπως από πυρηνικές αντιδράσεις με τις κοσμικές ακτινοβολίες (π.χ. ο $^{14}_6\text{C}$, και το ^{3}H).

Μέθοδοι διαχωρισμού ισοτόπων

Είδαμε ότι τα ισότοπα στοιχεία έχουν τις ίδιες χημικές, αλλά διαφορετικές φυσικές ιδιότητες λόγω της διαφορετικής μάζας τους. Όσο πιο μεγάλη είναι η διαφορά στη μάζα τόσο πιο έντονες είναι και οι διαφορές τους στις φυσικές ιδιότητες. Ο διαχωρισμός τους συνεπώς γίνεται με φυσικές μεθόδους. Οι σπουδαιότερες των μεθόδων αυτών είναι οι εξής:

α) **Απόσταξη.** Η μέθοδος στηρίζεται στο ότι τα ελαφρότερα ισότοπα αποστάζουν ταχύτερα (έχουν χαμηλότερο σ.ζ.) από τα βαρύτερα.

β) **Ηλεκτρόλυση.** Η μέθοδος εφαρμόζεται για το διαχωρισμό των ισοτόπων του υδρογόνου. Βασίζεται στο ότι τα ιόντα υδρογόνου (H^+) έχουν μεγαλύτερη ευκινησία από τα ιόντα δευτερίου (D^+). Συνεπώς, διατηρούεται οξυνισμένο νερό που έχει σε μικρή αναλογία και βαρύ νερό (D_2O), το οποίο προστίθεται ταχύτερα με αποτέλεσμα το υπόλειμμα να είναι εμπλουτισμένο σε βαρύ νερό.

γ) **Θερμική διάχυση.** Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στην αρχή ότι, εάν ένα μίγμα αερίων βρίσκεται μέσα σε χώρο που δύο του σημεία διατηρούνται σε διαφορετικές θερμοκρασίες, τότε στη ψυχρή περιοχή συγκεντρώνονται τα βαρύτερα και στη θερμή τα ελαφρότερα.

δ) **Ηλεκτρομαγνητική.** Κατά τη μέθοδο το μίγμα των αερίων φέρεται μέσα σε σωλήνα Crookes, όπου ιονίζεται. Η δέσμη των θετικών ιόντων που παράγεται, εισέρχεται σε ομογενές μαγνητικό πεδίο κάθετο προς τη διεύθυνση των. Σε κάθε ιόν αναπτύσσεται τότε δύναμη Laplace που έχει θέση

κεντρομόδου δυνάμεως και εκτρέπει κάθε ιόν σε κυκλική τροχιά. Η ακτίνα δύμως της κυκλικής τροχιάς εξαρτάται από τη μάζα του ιόντος. Με κατάλληλους συλλέκτες, συλλέγονται τα ισότοπα του στοιχείου με την ίδια μάζα.

Φορτίο και ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα

Κάθε πυρήνας χαρακτηρίζεται από θετικό ηλεκτρικό φορτίο λόγω των πρωτονίων που περιέχει. Αν Z είναι ο ατομικός αριθμός (αριθμός πρωτονίων) του πυρήνα, του φορτίου του θα είναι:

$$Q = +Z.e \quad (8)$$

όπου $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$.

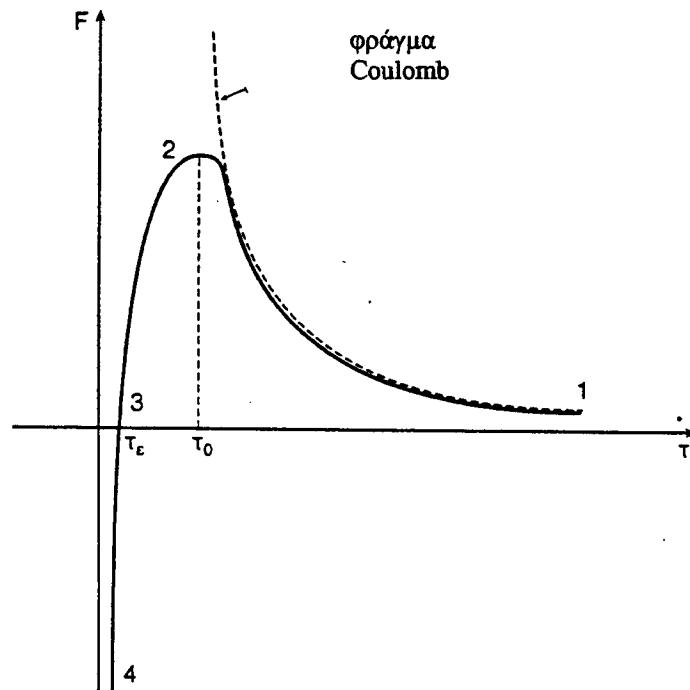
Θετικά φορτισμένο σωματίδιο (π.χ. πρωτόνιο), που προσεγγίζει τον πυρήνα, απωθείται με δύναμη F που ακολουθεί το νόμο του Coulomb

$$F = Z.z.(e^+)^2 / r^2 \quad (9)$$

όπου Z και z ο αριθμός των πρωτονίων του πυρήνα και του φορτισμένου σωματιδίου αντίστοιχα, e^+ το στοιχειώδες θετικό φορτίο και r η μεταξύ τους απόσταση.

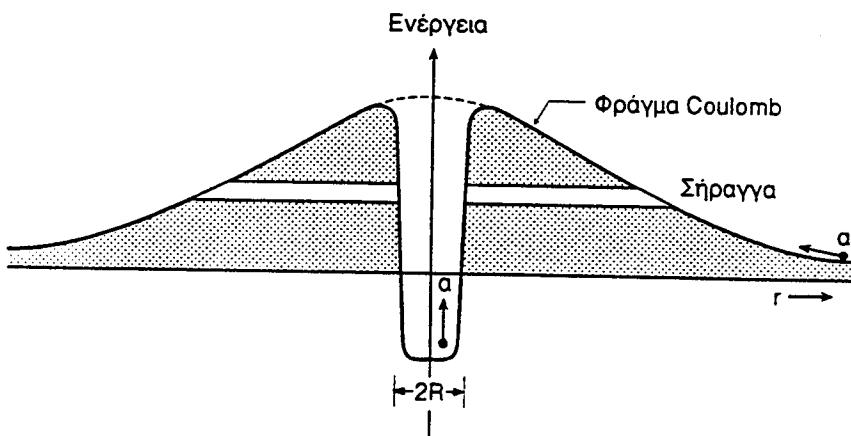
Εάν δύμως το σωματίδιο έλθει πολύ κοντά, δεν ισχύει ο νόμος του Coulomb. Δηλ. η δύναμη είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της απόστασης (Σχ. 2), αλλά μέχρι μια ορισμένη απόσταση (r_0). Όταν η απόσταση γίνει μικρότερη από την r_0 , η δύναμη μειώνεται (ενώ θα έπρεπε να αυξάνεται) και σε μια απόσταση r_e γίνεται μηδέν (τμήμα 2, 3 της καμπύλης). Τέλος, αν το φορτισμένο σωματίδιο πλησιάσει ακόμα περισσότερο, η δύναμη γίνεται ελεκτρική (τμήμα 3, 4). Το φορτισμένο σωματίδιο βρίσκεται τότε μέσα στο πεδίο των ισχυρών ελεκτρικών πυρηνικών δυνάμεων. Το φαινόμενο εξηγεί τη κυματομηχανική με τις δυνάμεις ανταλλαγής που αναπτύσσονται μεταξύ των νουκλεονίων, χωρίς να υπάρχει σαφής εικόνα για την κατάσταση του πυρήνα.

Οι δυνάμεις ανταλλαγής παρομοιάζονται με τις δυνάμεις που συγκρατούν τα άτομα στον ομοιοπολικό δεσμό. Είναι δυνάμεις ελεκτρικές, ισχυρότατες, αλλά πολύ μικρής εμβέλειας. Ασκούνται μέσα στα δρια των πυρηνικών διαστάσεων (10^{-13} cm), μικράνουν απότομα με την απόσταση και μηδενίζονται στην επιφάνεια του πυρήνα.



Σχήμα 2. Το πεδίο πυρήνα του ατόμου.

Για την καλύτερη κατανόηση της συμπεριφοράς του πυρήνα, χρησιμοποιείται το παρακάτω μηχανικό ανάλογο (Σχήμα 3).



Σχήμα 3. Μηχανικό ανάλογο του πεδίου του πυρήνα.

Φανταζόμαστε ότι ο πυρήνας έχει μορφή φρέατος που εξωτερικά έχει πλαγιές. Για να μπει μια σφαίρα θετικά φορτισμένη (φορτισμένο σωματίδιο) μέσα στο φρέαρ (πυρήνας), πρέπει να έχει μια ορισμένη αρχική ταχύτητα. 'Όταν η σφαίρα ανεβαίνει την πλαγιά, η κίνησή της είναι επιβραδυνόμενη. Αυτό μπορεί να θεωρηθεί ως άπωση του φρέατος στη σφαίρα. Αν η σφαίρα έχει τέτοια ταχύτητα που να μπορεί να φτάσει στο χείλος του φρέατος, θα μπει μέσα σ' αυτό. Αυτό μπορεί να θεωρηθεί ως έλξη του φρέατος στη σφαίρα. Αν η ταχύτητα έχει μικρότερη τιμή, η σφαίρα θα φθάσει έως ένα ορισμένο ύψος της πλαγιάς όπου η ταχύτητά της θα μηδενισθεί και στη συνέχεια θα απωθηθεί (σκέδαση σωματιδίου) κατά μια γωνία σε σχέση με την αρχική της κατεύθυνση.

Στην περίπτωση του πυρήνα, το θετικό φορτίο του δημιουργεί περί αυτόν ένα φράγμα δυναμικού. Συνεπώς για να μπει ένα σωματίδιο θετικά φορτισμένο μέσα στον πυρήνα, πρέπει σύμφωνα με την ιλασσική μηχανική, να αποκτήσει τόση ενέργεια που να μπορέσει να ξεπεράσει το φράγμα δυναμικού.

'Ελλειμα μάζας - Ενέργεια συνδέσεως

Ο πυρήνας αποτελείται από Z πρωτόνια και N νετρόνια. Αν m_p η μάζα ενός πρωτονίου και m_n η μάζα ενός νετρονίου, η μάζα του πυρήνα m_{n+p} θα έπρεπε να είναι ίση με το άθροισμα $Zm_p + Nm_n$.

Πειραματικά διαπιστώνεται ότι η μάζα ενός πυρήνα $m_{(p+n)}$ είναι μικρότερη από το παραπάνω άθροισμα κατά το ποσό Δm , που λέγεται έλλειμα μάζας. Δηλ.

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_{(n+p)} \quad (10)$$

'Αρα: 'Όταν τα πρωτόνια και τα νετρόνια ενώνονται για να σχηματίσουν έναν πυρήνα, χάνουν ένα μέρος από τη μάζα τους (έλλειμα μάζας), το οποίο αποβάλλεται με τη μορφή ακτινοβολίας. 'Όσο μεγαλύτερο είναι το έλλειμα μάζας, τόσο πιο σταθερός είναι ο πυρήνας. Η ενέργεια που ελευθερώνεται, λέγεται ενέργεια συνδέσεως (binding energy) και δίνεται από τη σχέση:

$$BE = \Delta m.c^2 \quad (11)$$

Εάν η ενέργεια συνδέσεως BE διαιρεθεί δια του μαζικού αριθμού A λαμβάνεται η μέση ενέργεια συνδέσεως, \bar{BE} (ή ενέργεια συνδέσεως κατά νουκλεόνιο), η οποία θεωρείται κατά προσέγγιση σταθερή ($BE/A = \bar{BE} = σταθ.$).

'Αρα το ενεργειακό περιεχόμενο του πυρήνα είναι μικρότερο από το σύνολο της ενέργειας που αντιστοιχεί στα ελεύθερα νουκλεόνια του

(ως ενέργεια θεωρούμε το σύνολο της μάζας πρεμίας των). Συνεπώς ο πυρήνας αποτελεί εμπαθέστερη κατάσταση από ότι τα νουκλεόνια του ελεύθερα.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι: **Για να διασπασθεί ένας πυρήνας σε ελεύθερα πρωτόνια και νετρόνια, πρέπει να απορροφήσει ενέργεια, τουλάχιστον ίση με την ενέργεια συνδέσεώς του.**

Η ατομική μονάδα μάζας (amu)

Για την μέτρηση των πυρηνικών μαζών, των ατομικών μαζών και των μαζών των πάσης φύσεως στοιχειωδών σωματιδίων, χρησιμοποιείται η **μονάδα ατομικής μάζας (amu, atomic mass unit)**, η οποία συμβατικά ισούται με το 1/12 της μάζας του άνθρακα C-12. Η τιμή της είναι ίση με 1.66×10^{-24} g ή 931 MeV.

$$1 \text{ amu} = 1.66 \times 10^{-24} \text{ gr} \quad \text{ή} \quad 1 \text{ amu} = 931 \text{ MeV} \quad (12)$$

Φυσική ραδιενέργεια

Εισαγωγή

Πρώτος ο Bequerel το 1896 παρατήρησε ότι τα ορυκτά του ουρανίου χωρίς καμμιά εξωτερική επίδραση εκπέμπουν αόρατη ακτινοβολία που παρουσιάζει τις ίδιες ιδιότητες με τις ακτίνες Rontgen, δηλ. Ιονίζει τον αέρα και προσβάλλει το φωτογραφικό φίλμ. Λίγο αργότερα (1898) το ζεύγος Curie παρατήρησε πως ένα νέο στοιχείο παρουσιάζει τις ίδιες με τα ορυκτά του ουρανίου, ιδιότητες, αλλά πολύ πιο έντονα. Το στοιχείο αυτό ονομάσθηκε ράδιο και το φαινόμενο φυσική ραδιενέργεια.

Φυσική ραδιενέργεια λέγεται το φαινόμενο κατά το οποίο, ορισμένα στοιχεία που υπάρχουν στη Φύση, χωρίς την επίδραση εξωτερικών αιτίων εκπέμπουν ακτινοβολία. Η ακτινοβολία αυτή είναι αόρατη, αλλά γίνεται αντιληπτή από τα αποτελέσματά της.

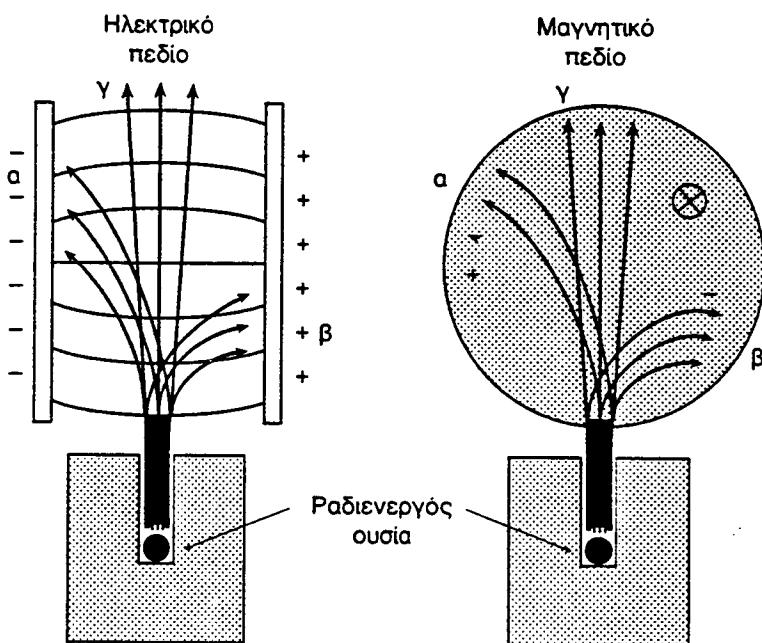
Πλην του ουρανίου και του ραδίου βρέθηκε ότι υπάρχουν και άλλα στοιχεία, που παρουσιάζουν το φαινόμενο αυτό. Μεταξύ αυτών συμπεριλαμβάνεται το, γνωστό ήδη τότε, θόριο και ένα ακόμα νέο στοιχείο, το πολώνιο, το οποίο, όπως και το ράδιο, βρίσκεται και απομονώνεται από τα ορυκτά του ουρανίου και θορίου. Τα στοιχεία αυτά λέγονται φυσικά ραδιενεργά. Τα περισσότερα βρίσκονται στο τέλος του περιοδικού συστήματος (βαρέα στοιχεία). Όλα τα στοιχεία με $Z > 82$ είναι ραδιενεργά. Υπάρχουν όμως και μεσέα ή ελαφρά στοιχεία από τα υπόλοιπα του περιοδικού συστήματος, των οποίων ένα ή περισσότερα ιστότοπα παρουσιάζουν το φαινόμενο της ραδιενέργειας, όπως π.χ. το ^{40}K ($Z = 19$), το ^{87}Rb ($Z = 37$), το ^{150}Sm ($Z =$

62), ο ^{14}C ($Z = 6$), το ^3H (τρίτιο, $Z = 1$) καθώς και άλλα με μικρότερο ενδιαφέρον.

Η φυσική ραδιενέργεια είναι πυρηνικό φαινόμενο που οφείλεται στην αστάθεια των πυρήνων των ραδιενεργών στοιχείων. Δεν επηρεάζεται από τις γήινες φυσικές συνθήκες (φυσική κατάσταση, πίεση, θερμοκρασία κ.ά.) ή το χημικό περιβάλλον (ένωση αυτών με άλλα στοιχεία, φύση διαλύτη κ.λ.π.).

Φύση και ιδιότητες της ραδιενεργού ακτινοβολίας

Εάν λεπτή δέσμη ραδιενεργού ακτινοβολίας οδηγηθεί σε ομογενές ηλεκτρικό ή μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 4), κάθετα προς τις δυναμικές γραμμές παραπτηρούμε ότι διαχωρίζεται σε τρία είδη ακτινοβολιών, τα οποία συμβολίζονται διεθνώς με τα γράμματα α , β , γ του ελληνικού αλφάβητου.



Σχήμα 4. Διαχωρισμός των ακτινοβολιών της φυσικής ραδιενέργειας παρουσία ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου.

Ένα ραδιενεργό στοιχείο μπορεί να εκπέμπει ένα μόνον είδος ακτινοβολίας, μπορεί δύναμης και μίγμα από α και β ακτινοβολίες σε διαδοχικά στάδια. Κάθε μια περίπτωση μπορεί να συνοδεύεται και από ακτινοβολία γ , ουδέποτε δύναμης εκπέμπει μόνον ακτινοβολία γ .

Σωματίδια α. Ακτινοβολία σωματιδιακής φύσεως. Είναι πυρήνες (ιόντα) τηλίου (${}^4\text{He}^{++}$, $2p2n$) με μάζα την μάζα του πυρήνα αυτού και τηλεκτρικό φορτίο $+2e$. Προκαλούν φθορισμό των ουσιών που φθορίζουν, προσβάλλοντας το φωτογραφικό φίλμ και εκτρέπονται από το τηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο. Είναι μονοενεργειακά σωματίδια, χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου ραδιενεργού στοιχείου που τα εκπέμπει. Η ταχύτητά των σωματιδίων α που προέρχονται από φυσικά ραδιενεργά δεν υπερβαίνει το 10% της ταχύτητας του φωτός.

Τα σωματίδια α, λόγω της συγκριτικά μεγάλης μάζας τους σε σχέση με τα σωματίδια β, και του θετικού φορτίου τους εμφανίζουν μικρή διεισδυτική ικανότητα (μικρή εμβέλεια*), αλλά μεγάλη ιονιστική ικανότητα. Απορροφούνται εύκολα από πολύ μικρού πάχους υλικά μέσα (μερικών μμ) και προκαλούν ως εκ τούτου έντονες βιολογικές επιδράσεις στα κύτταρα των εξωτερικών ιστών του οργανισμού (δέρματος, οφθαλμών, κ.λ.π.), όταν ο οργανισμός ακτινοβολείται εξωτερικά.

Σωματίδια β. Ακτινοβολία σωματιδιακής φύσεως. Απαντάται με τη μορφή αρνητικής ακτινοβολίας β^- (ηλεκτρόνια, e^-) και θετικής ακτινοβολίας β^+ (ποζιτρόνια, e^+). Τα ποζιτρόνια δημιουργούνται μόνο κατά την τεχνητή ραδιενέργεια. Συνεπώς κάθε σωματίδιο $\pm \beta$ έχει μάζα 9.1×10^{-28} g και φορτίο $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C.

Προσβάλλοντας το φωτογραφικό φίλμ, προκαλούν φθορισμό των ουσιών που φθορίζουν, εκτρέπονται από το τηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο και ιονίζουν τα μόρια των υλικών μέσα από τα οποία διέρχονται. Έχουν εμβέλεια μεγαλύτερη και κινητική ενέργεια μικρότερη αυτής των σωματιδίων α.

Σ' αντίθεση με τα σωματίδια α, τα σωματίδια β ενός και του αυτού ραδιενεργού έχουν διαφορετικές ταχύτητες (εμφανίζουν φάσμα συνεχές). Οι ταχύτητες των σωματιδίων είναι πολύ μεγαλύτερες των ταχυτήτων των σωματιδίων α. Μπορεί να φτάσουν μέχρι 290.000 Km/sec. Προκαλούν βιολογικές επιδράσεις.

Ακτινοβολία γ. Ακτινοβολία τηλεκτρομαγνητικής φύσεως (φωτόνια), όπως οι ακτίνες Rontgen (ακτίνες X), αλλά με πολύ μικρότερο μήκος κύματος (0.01-0.001 Å), δηλ. είναι φωτόνια πολύ μεγάλης ενέργειας. Προκαλεί φθορισμό των ουσιών που φθορίζουν, προσβάλλει το φωτογραφικό φίλμ, δεν εκτρέπεται από τηλεκτρικό ή μαγνητικό πεδίο και διαδίδεται με την ταχύτητα του φωτός.

* Εμβέλεια λέγεται το ευθύγραμμο διάστημα που διατρέχει ένα σωματίδιο μέσα σε ένα υλικό μέσο μέχρι να μηδενιστεί η ταχύτητά του.

Έχει πολύ μεγάλη διεισδυτική ικανότητα, μεγαλύτερη και αυτής των ακτίνων Rontgen. Ιονίζει τα άτομα των υλικών μέσων από τα οποία διέρχεται (ιονισμός με απορρόφηση της ακτινοβολίας γ), προκαλεί πολύ έντονα το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, τη σκέδαση Compton, το φαινόμενο δίσυμης γένεσης (εάν $E_\gamma > 1.02 \text{ MeV}$) και, όπως διεισδύει τα ηλεκτρομαγνητικές ακτινοβολίες, τα φαινόμενα συμβολής, περίθλασης και πόλωσης. Απορροφάται έντονα από βαρέα μέταλλα (π.χ. μόλυβδο). Προκαλεί βιολογικές επιδράσεις στα κύτταρα και σε μεγάλο βάθος των ιστών.

Ερμηνεία της εκπομπής της φυσικής ραδιενέργειας

Οι περιπτώσεις που οδηγούν τον πυρήνα ενός φυσικού στοιχείου στην εκπομπή φυσικής ραδιενέργειας είναι:

- a) Μεγάλη γενικώς μάζα (βαρείς πυρήνες)
- β) μεγάλος αριθμός νετρονίων για δεδομένο αριθμό πρωτονίων
- και γ) μεγάλος αριθμός πρωτονίων για δεδομένο αριθμό νετρονίων.

Στην α περίπτωση ευνοείται εκπομπή σωματιδίων α (ή και η σχάση του πυρήνα), στην β περίπτωση η εκπομπή σωματιδίων β⁻ και στην γ περίπτωση η εκπομπή των σωματιδίων β⁺ ή η σύλληψη ηλεκτρονίου (electron capture, EC). Η εκπομπή ακτινοβολίας γ ακολουθεί συνήθως μια από τις πιο πάνω περιπτώσεις.

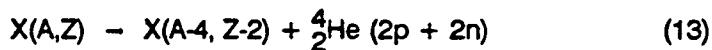
- a) **Εκπομπή σωματιδίων α.** Συναντάται στα βαρέα φυσικά ραδιενέργα νουκλίδια ($Z > 82$). Για την ερμηνεία της εκπομπής αυτού του είδους σωματιδίων α από έναν πυρήνα πρέπει να εξηγήσουμε:
- i) γιατί εκπέμπονται από τον πυρήνα σωματίδια α ($2p2n$) και όχι ελεύθερα νουκλεονία (π.χ. $2p+2n$) και
 - ii) πως τα σωματίδια α εξέρχονται από τον πυρήνα, ενώ δέχονται εντός αυτού τις ισχυρές ελεκτικές πυρηνικές δυνάμεις.

Η απάντηση στο πρώτο ερώτημα είναι ότι: 'Ένα σωματίδιο α ($^4\text{He}, 2p2n$) αποτελεί πιο σταθερό σύστημα από το σύστημα των τεσσάρων ελευθέρων νουκλεονίων του ($2p+2n$), γιατί δταν τούτο σχηματίζεται, παρατηρείται σχετικά μεγάλο έλλειμα μάζας (αποβάλλεται μεγάλο ποσό ενέργειας).

Η εξήγηση στο δεύτερο ερώτημα από την κλασσική μηχανική, οδήγησε σε άτοπα συμπεράσματα. Ο πυρήνας, λόγω του θετικού ηλεκτρικού φορτίου του, δημιουργεί γύρω από το φρέαρ δυναμικού των ελεκτρικών πυρηνικών δυνάμεων μέσα στο οποίο βρίσκονται τα νουκλεόνια του, ένα φράγμα δυναμικού. Για να βγει ένα σωματίδιο α έξω από το φρέαρ και στη συνέχεια έξω από τον πυρήνα, θα πρέπει να έχει ενέργεια αρκετή, ώστε να ξεπεράσει το φράγμα δυναμικού. Η μέση τιμή δύμως της ενέργειας των σωματιδίων α είναι μικρότερη από την ενέργεια που χρειάζεται να έχουν για να ξεπεράσουν το φράγμα δυναμικού.

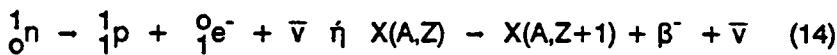
Η εξήγηση δύθηκε από την κυματομηχανική. Σύμφωνα με τις απόψεις της, τα σωματίδια α είναι ομάδα κυμάτων, υλικά δε κύματα, όταν προσκρούουν στο φράγμα δυναμικού, ένα μέρος αυτών ανακλάται και επιστρέφει, ένα άλλο δε μέρος διαθλάται και το διαπερνά. Όταν συμβεί διάθλαση, το σωματίδιο α εισέρχεται στο απωστικό πεδίο Coulomb και την απομάκρυνσή του αναλαμβάνουν οι απωστικές δυνάμεις. Το πέρασμα αυτό του σωματιδίου α από το φράγμα λέγεται φαινόμενο σήραγγας (βλ. Σχήμα 3).

Κατά την εκπομπή σωματιδίων α ο πυρήνας που προκύπτει (θυγατρικός πυρήνας) έχει μαζικό αριθμό A μειωμένο κατά τέσσερες μονάδες και ατομικό αριθμό κατά δύο μονάδες. Δηλ.



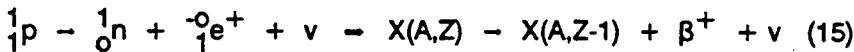
β) Εκπομπή σωματιδίων β. Για την ερμηνεία της εκπομπής των σωματιδίων β πρέπει να εξηγηθεί: i) πως σχηματίζονται τα σωματίδια β μέσα στον πυρήνα και ii) γιατί από τον ίδιο πυρήνα εκπέμπονται σωματίδια β με διαφορετικές ταχύτητες.

Γνωρίζουμε ότι μέσα στον πυρήνα δεν υπάρχουν ελεύθερα ηλεκτρόνια, αλλά δημιουργούνται από ενδοπωρηνικές διεργασίες. Έχει αποδειχθεί ότι μέσα στους πυρήνες που εκπέμπουν σωματίδια β, ένα νετρόνιο μετατρέπεται σε πρωτόνιο και τηλεκτρόνιο κατά το παρακάτω σχήμα:



Η αντίδραση μετατροπής του νετρονίου σε πρωτόνιο ευνοείται ενεργειακά και λαμβάνει μάλιστα χώρα και στην περίπτωση του ελεύθερου νετρονίου, το οποίο, ως ελεύθερο, είναι σωματίδιο ασταθές.

Στους πυρήνες που εκπέμπουν β^+ σωματίδια γίνεται η αντίστροφη διαδικασία (δηλ. ένα πρωτόνιο μετατρέπεται σε νετρόνιο) κατά το σχήμα:



Από τη μελέτη των χαρακτηριστικών της ακτινοβολίας β, διαπιστώθηκε ότι τα σωματίδια β δεν εκπέμπονται όλα με την ίδια ταχύτητα, αλλά έχουν ταχύτητες που κατανέμονται μεταξύ πολύ μικρών τιμών και μιας ανώτατης τιμής (E_{max}).

Για να εξηγήσουν το παράδοξο αυτό οι Pauli και Fermi θεώρησαν πως κατά την μετατροπή του νετρονίου σε πρωτόνιο, εκτός από το σωματίδιο β^- , παράγεται και ένα άλλο σωματίδιο, που ονόμασαν νετρίνο (ν). Για να συμβιβάζεται η ύπαρξη του νετρίνου με τα πειραματικά δεδομένα (αντιδράσεις 14, 15), πρέπει το σωματίδιο αυτό να είναι αφόρτιστο, με πάρα πολύ μικρή (μηδενική σχεδόν) μάζα και ταχύτητα προσεγγίζουσα την ταχύτητα του φωτός (εξ' αιτίας των ιδιοτήτων του αυτών, το νετρίνο δεν προκαλεί ιονισμό

καὶ είναι ο λόγος που καθυστέρησε (1956) σημαντικά η πειραματική διαπίστωσή του).

Η διαθέσιμη ενέργεια, που έχει ένας ασταθής πυρήνας, κατά την εκπομπή του σωματίδιου β απορροφάται από τα δύο σωματίδια που παράγονται δηλ. το σωματίδιο β και το νετρίνο. Αφού δε η ενέργεια των νετρίνων ή αντινετρίνων που παράγονται, μπορεί να πάρει διάφορες τιμές, τα σωματίδια β δεν θα έχουν όλα την ίδια ταχύτητα. Εάν το νετρίνο που παράγεται παραλάβει μεγάλη ενέργεια, θα εξέλθει του πυρήνα σωματίδιο β μικρής ταχύτητας, ενώ αντίστροφα, εάν το νετρίνο πάρει μικρή ενέργεια Θα εξέλθει σωματίδιο β μεγάλης ενέργειας. Το άθροισμα των κινητικών Ενέργειών ενός σωματίδιου β και του αντίστοιχου νετρίνου, είναι σταθερο.

Τα ποζιτρόνια (β^+) βέβαια δεν προϋπάρχουν στον πυρήνα, αλλά σχηματίζονται όταν ένα πρωτόνιο του πυρήνα μετατρέπεται σε νετρόνιο, ποζιτρόνιο και νετρίνο ν (αντίδραση 15). Επειδή το πρωτόνιο, ως σωματίδιο, είναι σταθερό, το σχήμα μετατροπής του σε νετρόνιο δεν ευνοείται ενεργειακά και η ενέργεια που χρειάζεται προς τούτο αφαιρείται από το ενεργειακό περιεχόμενο του πυρήνα.

Η μελέτη των ραδιενεργών ισοτόπων απέδειξε ότι: σωματίδια β⁻ εκπέμπονται από πυρήνες που έχουν νετρόνια περισσότερα εκείνων του σταθερού ισοτόπου τους. Αντίθετα, σωματίδια β⁺ (ποζιτρόνια) εκπέμπονται από πυρήνες που έχουν λιγότερα νετρόνια από εκείνα που χρειάζεται το ισότοπο για να είναι σταθερό. Π.χ. οι $^{12}_6\text{C}$ και $^{13}_6\text{C}$ αποτελούν σταθερά ισότοπα. Ο $^{14}_6\text{C}$ εκπέμπει ηλεκτρόνιο ενώ ο $^{15}_6\text{C}$ εκπέμπει ποζιτρόνιο.

Για θεωρητικούς λόγους και για να ισχύει η αρχή της διατηρήσεως της ορμής, η εκπομπή του ηλεκτρονίου (σωματίδιο ύλης) συνοδεύεται με εκπομπή αντινετρίνου (αντισωματίδιο), ενώ η εκπομπή ποζιτρονίου (αντισωματίδιο) συνοδεύεται με εκπομπή νετρίνου (σωματίδιο).

Θα πρέπει τέλος να σημειωθεί εδώ ότι εκτός από την κατηγορία αυτή των ηλεκτρονίων που έχουν πυρηνική προέλευση εκπέμπονται σε πολλές περιπτώσεις από ένα άτομο μονοενεργειακά ηλεκτρόνια, δηλ. με συγκεκριμένες ταχύτητες. Τα ηλεκτρόνια αυτά προέρχονται από μεταβολές των ενεργειακών καταστάσεων των τροχιακών ηλεκτρονίων (επίδραση π.χ. των φωτονίων γ, ιονισμός του ατόμου κ.λ.π.) και δεν πρέπει να συγχέονται με την εκπομπή β⁻ ακτινοβολίας των β⁻ ραδιενεργών πυρήνων.

Εκπομπή ακτινοβολίας γ. Στα φυσικά ραδιενεργά η ακτινοβολία γ συνοδεύει, όπως αναφέρθηκε, την εκπομπή σωματίδιων α ή β και ποτέ δεν εκπέμπεται από μόνη της από έναν πυρήνα. Δηλ. ο πυρήνας που απομένει μετά την εκπομπή ενός σωματίδιου α ή β, εξακολουθεί να βρίσκεται σε κατάσταση διεγέρσεως, άρα είναι ασταθής και από την κατάσταση αυτή μεταβαίνει στη συνέχεια σε πιο σταθερή κατάσταση εκπέμποντας ενέργεια με τη μορφή ακτινοβολίας γ. Η ενέργεια του φωτονίου γ είναι ίση με την

ενεργειακή διαφορά μεταξύ ασταθούς και ευσταθούς κατάστασης του πυρήνα. Στις περιπτώσεις που η αποδιέγερση είναι βραδεία (από μερικά msec μέχρι και χρόνια) μιλάμε τότε για ισομερείς πυρήνες.

Το σχήμα αποδιέγερσης είναι:

$${}^*X(A,Z) \rightarrow X(A,Z) + \gamma \text{ ακτινοβολία} \quad (16)$$

όπου ${}^*X(A,Z)$ ο ασταθής πυρήνας X.

Φυσική μεταστοιχείωση

Κατά την εκπομπή φορτισμένου σωματιδίου (α ή β) από τον πυρήνα ενός ραδιενεργού στοιχείου, ο ατομικός αριθμός Z του θυγατρικού πυρήνα, που προκύπτει, μεταβάλεται, προκύπτει δηλ. νέο στοιχείο. Το φαινόμενο αυτό λέγεται μεταστοιχείωση. 'Όταν η μεταστοιχείωση συνοδεύει την φυσική ραδιενέργεια λέγεται φυσική μεταστοιχείωση. Ανάλογα με το σωματίδιο που εκπέμπεται έχουμε μία από τις παρακάτω περιπτώσεις:

α) Μεταστοιχείωση με εκπομπή σωματιδίου α. Κατά την εκπομπή σωματιδίου α (4He), ο ατομικός αριθμός Z του στοιχείου μειώνεται κατά δύο, ενώ ο μαζικός A κατά τέσσερα και το νέο στοιχείο μετατοπίζεται κατά δύο θέσεις προς την αρχή του περιοδικού συστήματος (αντίδραση 13).

β) Μεταστοιχείωση με εκπομπή σωματιδίου β. Κατά την εκπομπή ενός σωματιδίου β⁻ ο ατομικός αριθμός Z αυξάνει κατά μονάδα, αλλά ο μαζικός αριθμός παραμένει σταθερός, δηλ. οι δύο πυρήνες, μητρικός και θυγατρικός είναι ισοβαρείς. Ο θυγατρικός συνεπώς πυρήνας μετατοπίζεται κατά μία θέση προς τα δεξιά στον πίνακα του περιοδικού συστήματος (αντίδραση 14).

Στην τεχνητή ραδιενέργεια είναι δυνατόν να εκπέμπεται σωματίδιο β⁺ (e^+) οπότε ο ατομικός αριθμός μειώνεται κατά ένα, αλλά ο μαζικός αριθμός παραμένει σταθερός. Το νέο στοιχείο μετατοπίζεται κατά μία θέση προς τα αριστερά του περιοδικού συστήματος (αντίδραση 15).

Και στα δύο είδη εκπομπής ακτινοβολίας β (β^+ , β^-) δεν μεταβάλλεται ο μαζικός αριθμός A, οι πυρήνες δηλ. είναι ισοβαρείς και οι διαδικασίες αυτές λέγονται ισοβαρείς μετατροπές.

Η εκπομπή ακτινοβολίας γ δεν συνοδεύεται από μεταστοιχείωση του πυρήνα που την εκπέμπει (αντίδραση 16).

Νόμος των ραδιενεργών μετατροπών

Λόγω του φαινομένου της ραδιενέργειας, ο αριθμός των πυρήνων ποσότητας ραδιενεργού στοιχείου μειώνεται συνεχώς. Η αποδιέγερση αυτή των

πυρήνων ακολουθεί έναν νόμο στατιστικού χαρακτήρα, που λέγεται νόμος της ραδιενέργειας ή νόμος των ραδιενέργων μετατροπών.

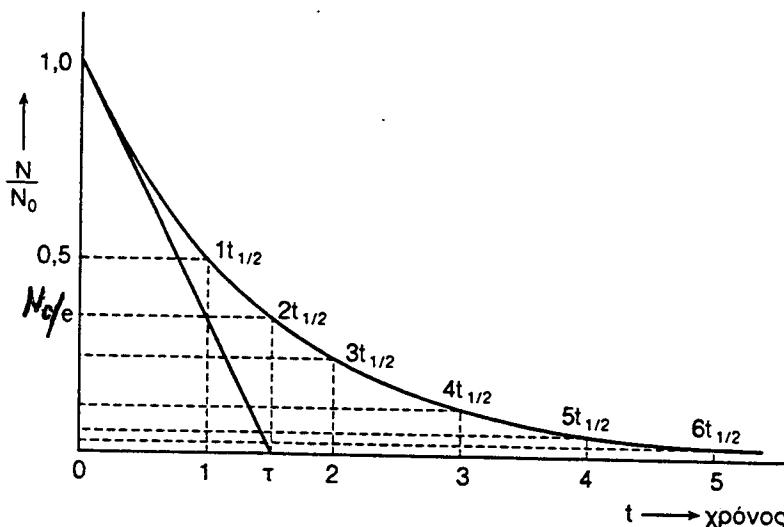
Έστω ότι σε μια χρονική στιγμή $t = 0$ υπάρχουν N_0 πυρήνες ενός ραδιενέργού στοιχείου. Μετά από πάροδο χρόνου t θα έχουν απομείνει N πυρήνες, ενώ οι υπόλοιποι θα έχουν άποδιεγερθεί. Εστω ακόμα dN ο αριθμός των πυρήνων που διασπώνται σε χρόνο dt . Το πηλίκο dN/dt λέγεται ταχύτητα αποδιεγέρσεως του ραδιενέργού στοιχείου και έχουμε.

$$dN/dt = -\lambda N \quad (17)$$

όπου λ σταθερά χαρακτηριστική για κάθε ραδιενέργο και λέγεται σταθερά διασπάσεως (με διαστάσεις t^{-1}), δηλ. Η ταχύτητα αποδιεγέρσεως ραδιενέργού στοιχείου κατά μία χρονική στιγμή t είναι ανάλογη προς τον αριθμό των ραδιενέργων πυρήνων N την χρονική αυτή στιγμή. Η εξ. (17) με ολοκλήρωση δίνει:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (18)$$

Στη γλώσσα της χημικής κινητικής ο νόμος αυτός σημαίνει ότι η ραδιενέργος αποδιέγερση γοιάζει με χημική αντίδραση πρώτης τάξεως, ισχύει για όλα τα είδη των πυρηνικών φαινομένων και εκφράζεται από την καμπύλη του σχήματος 5.



Σχήμα 5. Γραφική παράσταση του νόμου της ραδιενέργειας.

Χρόνος υποδιπλασιασμού ή ημιζωή ραδιενεργού στοιχείου. Εάν στην εξ. (18) θέσουμε $N = N_0/2$, θα βρούμε τον χρόνο $t_{1/2}$, μέσα στον οποίο υποδιπλασιάζεται ο αριθμός των αποδιεγερμένων πυρήνων του ραδιενεργού, δηλαδή

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \rightarrow 1/2 = 1/e^{\lambda t_{1/2}} \cdot 2 = e^{\lambda t_{1/2}} \quad (18)$$

$$\lambda t_{1/2} = \ln 2 \quad \text{ή} \quad t_{1/2} = \ln 2/\lambda$$

$$\text{ή} \quad t_{1/2} = 0.693/\lambda \quad (19)$$

Ο χρόνος $t_{1/2}$ λέγεται **χρόνος υποδιπλασιασμού**. Εξ αυτών προκύπτει ότι ο χρόνος αυτός είναι ανεξάρτητος του αρχικού αριθμού των πυρήνων N_0 του ραδιενεργού στοιχείου, δηλ. είναι σταθερός για κάθε ποσότητα αυτού. Ο χρόνος αυτός είναι **χαρακτηριστικός** για κάθε ραδιενεργό στοιχείο και κυμαίνεται από 10^{-9} sec μέχρι 10^{11} χρόνια. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι το ^{226}Ra έχει $t_{1/2} = 1620$ χρόνια.

γου στοιχείου στο χρόνο $t = 0$, περιέχει N_0 μη αποδιεγερμένους ραδιενεργούς πυρήνες, σε χρόνο $t_{1/2}$ θα απομείνουν $N_0/2$ από αυτούς σε χρόνο $2t_{1/2}$ θα απομείνουν $N_0/2^2$, και γενικά σε χρόνο $nt_{1/2}$ θα απομείνουν $N_0/2^n$. Με τον ίδιο τρόπο, αν m_0 είναι η αρχική μάζα ραδιενεργού στοιχείου, σε χρόνο $t_{1/2}$ απομένει $m_0/2$ και γενικά σε χρόνο $nt_{1/2}$ απομένει $m_0/2^n$.

Από τα προηγούμενα προκύπτει ότι

$$N = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{t/t_{1/2}} \quad (20)$$

σχέση, η οποία συνδέει τους αρχικούς πυρήνες N_0 , τους πυρήνες N , το χρόνο t και τον χρόνο υποδιπλασιασμού $t_{1/2}$.

Μέσος χρόνος ζωής ή μέση ζωή (τ). Ο χρόνος υποδιπλασιασμού είναι χαρακτηριστικός ενός ραδιενεργού πυρήνα. Εν τούτοις αναφέρεται και ισχύει για ένα μεγάλο πλήθος τέτοιων πυρήνων. Και τούτο γιατί ένας συγκεκριμένος πυρήνας ή ορθότερα κάθε πυρήνας μπορεί να αποδιεγερθεί οποιαδήποτε χρονική στιγμή, από χρόνο $t = 0$ μέχρι χρόνο $t = \infty$.

Εάν N_0 είναι ο αρχικός αριθμός των πυρήνων ($t = 0$), μετά από χρόνο t θα υπάρχουν $N(t)$ επιζήσαντες πυρήνες για τους οποίους θα ισχύει ότι $N = N_0 e^{-\lambda t}$. Στο χρονικό διάστημα μεταξύ t και $t+dt$, ο αριθμός των πυρήνων μειώνεται κατά dN , δηλ.

$$dN = -\lambda N dt \quad (21)$$

συνεπώς ο αριθμός των πυρήνων που επέζησαν για χρόνο t και διασπάσθηκαν σε χρονικό διάστημα dt είναι

$$dN = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt \quad (22)$$

Ο μέσος χρόνος ζωής, τ , βρίσκεται αν ο dN πολλαπλασιασθεί με t , γίνει ολοκλήρωση από μηδέν μέχρι άπειρο και διαιρεθεί δια του αρχικού αριθμού των πυρήνων N_0 , δηλ.

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda t N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt \quad (23)$$

Εάν ολοκληρώσουμε βρίσκουμε:

$$\tau = (1/\lambda) [| -t \cdot e^{-\lambda t} |_0^{\infty} - | e^{-\lambda t} |_0^{\infty}] = - \left| \frac{\lambda t + 1}{\lambda} \cdot e^{-\lambda t} \right|_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda} \quad (24)$$

Αν στη σχέση $N = N_0 e^{-\lambda t}$ θέσουμε την τιμή $\tau = 1/\lambda$ βρίσκουμε ότι $N = N_0/e$. Δηλαδή, ο μέσος χρόνος ζωής τ , είναι ο χρόνος που χρειάζεται για να μειωθεί ο αριθμός των αρχικών πυρήνων ενός ραδιενέργού στο $1/e$ της αρχικής τιμής του (36.7%).

Από τα προηγούμενα προκύπτει ότι η σχέση μεταξύ $t_{1/2}$ και τ είναι:

$$\tau = 1/\lambda = t_{1/2} / 0.692 = 1.45 t_{1/2} \quad (25)$$

Ρυθμός κρούσεων

Είναι φανερό ότι η ταχύτητα αποδιεγέρσης (dN / dT) ενός ραδιενέργού είναι ταυτόσημη με τη ραδιενέργειά του A , και συνεπώς μπορούμε να γράψουμε

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (26)$$

Στην πράξη δεν μετράμε απ' ευθείας τον αριθμό των ατόμων N που διασπώνται στη μονάδα του χρόνου, αλλά μια ποσότητα ανάλογη που αποτελεί τον ρυθμό κρούσεων R της ραδιενέργού πηγής. Με άλλα λόγια ο ρυθμός κρούσεων, που μετριέται από μια συσκευή και η ραδιενέργεια της πηγής συνδέονται με τη σχέση:

$$R = n \cdot A \quad (27)$$

όπου η απόδοση του απαριθμητή. Η τιμή του η είναι φανερό ότι εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, όπως το είδος της ακτινοβολίας, την ενέργεια αυτής, το είδος του απαριθμητή, τη γεωμετρική διάταξη, την αυτοαπορρόφηση της ακτινοβολίας από το δείγμα και την οπισθοσκέδαση.

Η απόδοση δίνει το ποσοστό των αποδιεγέρσεων που μετρείται από τον απαριθμητή και είναι συνήθως $0.01 < n < 1$. Κατά τη μέτρηση της ραδιενέργειας ενός δείγματος από τον απαριθμητή παρεμβάλεται και η ραδιενέργεια του υποστρώματος υ, δηλ. είναι

$$I' = nA + u \quad (28)$$

Στην πυρηνική λαμβάνονται συνήθως με τον απαριθμητή σχετικές μετρήσεις και κάτω από τις ίδιες συνθήκες, ώστε η τιμή του η παραμένει σταθερή. Από την εξ. (28), με $n =$ σταθερό, προκύπτει ότι η εξ. (26) γίνεται:

$$R = R_0 e^{-\lambda t} \quad (29)$$

Επίσης από την εξ. (23) προκύπτει ότι, εάν το ραδιενέργο αποδιεγείρεται σταθερά με την αρχική ταχύτητα λN_0 , τούτο θα εξαφανισθεί πρακτικά σε χρόνο $t = 1/\lambda$.

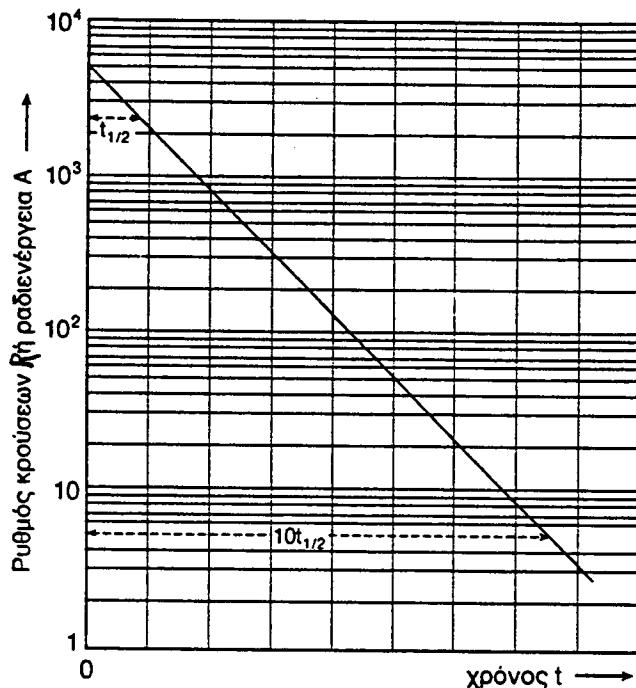
Τα διαγράμματα $R = f(t)$ ή $A = f(t)$, δίνουν εκθετική καμπύλη ανάλογη αυτής του σχήματος 5 της οποίας η εφαπτομένη τέμνει τον άξονα t σε χρόνο t . Σε αντίθεση με τις εξ. (26) και εξ. (29), τα διαγράμματα $\log R = f(t)$ και $\log A = f(t)$ δίνουν ευθείες:

$$\begin{aligned} \log R &= \log R_0 - \lambda t / 2.303 \\ \log A &= \log A_0 - \lambda t / 2.303 \end{aligned} \quad (30)$$

Συνήθως γίνεται η γραφική παράσταση $R = f(t)$ ή $A = f(t)$ (Σχήμα 6) σε ημιλογαριθμική κλίμακα οπότε βρίσκεται απευθείας ο χρόνος υποδιπλασισμού $t_{1/2}$.

Γραφικές παραστάσεις του είδους αυτού είναι χρήσιμες για την σε κάθε στιγμή γνώση της ραδιενέργειας σχετικά βραχύβιων ραδιενέργων δειγμάτων (π.χ. ^{32}P , ^{131}I κ.ά.), σε σχέση με τη ραδιενέργεια που αυτά είχαν τη στιγμή της παραλαβής τους.

Επιπλέον δείχνουν ότι, όσον αφορά το ραδιενέργο δείγμα, τούτο περιέχει ένα και μόνο ραδιοϊσότοπο και όχι μίγμα ισοτόπων. Σπήλιαν αντίθετη περίπτωση η παράσταση δεν θα ήταν ευθεία, αλλά άλλης μορφής που θα εξαρτάται από τους χρόνους υποδιπλασιασμού των ραδιενέργων συστατικών του δείγματος.



Σχήμα 6. Γραφική παράσταση $R = f(t)$ ή $A = f(t)$ σε ημιλογαρίθμική κλίμακα. Η ευθύγραμμη μορφή της επιπρέπει την άμεση εύρεση του χρόνου υποδιπλασιασμού $t_{1/2}$.

Ένταση ραδιενεργού πηγής - Μονάδες ραδιενέργειας

Για να εκτιμήσουμε την ισχύ ενός ραδιενεργού παρασκευάσματος χρησιμοποιούμε διάφορες μονάδες, αφού μια απλή ζύγιση των ραδιενεργών δεν μας εξυπηρετεί (1 gr ραδιενεργού ουσίας δεν παθαίνει τις ίδιες αποδιεγέρσεις πυρήνων ή δεν εκπέμπει τα ίδια σωματίδια με 1 gr άλλης ραδιενεργού ουσίας).

Ως μονάδα έντασης της ραδιενέργειας μιας πηγής λαμβάνεται το 1 Ci (Curie, Κιουρί). Ο ορισμός του Curie συνδέεται με το φυσικό ραδιενεργό στοιχείο ^{226}Ra . Ένα gr ^{226}Ra εκπέμπει 3.7×10^{10} σωματίδια α σε 1 sec, δηλ. αποδιεγέρονται 3.7×10^{10} πυρήνες. Επομένως :

1 Curie είναι η ραδιενέργεια της πηγής εκείνης που παθαίνει 3.7×10^{-10} αποδιεγέρσεις πυρήνων σε κάθε sec, ή η ποσότητα ενός ραδιενεργού που παρουσιάζει αριθμητικά τις ίδιες αποδιεγέρσεις με 1 g ^{226}Ra .

Άρα 1 g ^{226}Ra ισοδυναμεί με 1 Ci.

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ αποδιεγέρσεις / sec (dps)} \quad (31)$$

Στην πράξη εκτός από το Curie χρησιμοποιούνται τα πολλαπλάσια και υποπολλαπλάσιά του, δηλ. KCi (= 10^3 Ci), mCi (= 10^{-3} Ci), μCi (= 10^{-6} Ci) κ.λ.π. Χρησιμοποιούνται ακόμα οι μονάδες, Rutherford (Rd) και Bequerel (Bq):

$$1 \text{ Rutherford} = 1.10^6 \text{ dps αποδιεγέρσεις / sec} \quad (32)$$

$$1 \text{ Bequerel} = 1 \text{ dps αποδιεγέρση / sec} \quad (33)$$

οπότε $1 \text{ Curie} = 3.7 \times 10^4 \text{ Rd}$, $1 \text{ Rd} = 2.7 \times 10^{-6} \text{ Ci}$, $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ και $1 \text{ Rd} = 10^6 \text{ Bq}$.

Ειδική ραδιενέργεια. Ως ειδική ραδιενέργεια δείγματος ορίζεται η ραδιενέργεια που παρουσιάζει τούτο ανά μονάδα μάζας του (Ci/g, Ci/mol κ.λ.π.) ή ανά μονάδα δύκου του (Ci/ml, Bq/L, κ.ά.).

Η μάζα ενός ραδιενεργού υπολογίζεται εύκολα, όταν δίδεται η ραδιενέργειά του και ο χρόνος υποδιπλασιασμού. Ας θεωρήσουμε π.χ. την ποσότητα ^{32}P που έχει ραδιενέργεια ίση με 1 Ci και ζητάμε να υπολογίσουμε τον αριθμό N των ραδιενεργών πυρήνων. Από τον ορισμό της μονάδος του 1 Ci προκύπτει ότι:

$$1 \text{ Ci} = dN/dt = -\lambda N = 3.7 \times 10^{10} \text{ dps} \quad (34)$$

Αλλά $\lambda = 0.69/t_{1/2}$, οπότε $N = (t_{1/2} / 0.69) \times 10^{10}$ πυρήνες. Στην περίπτωση του ^{32}P έχουμε $t_{1/2} = 14.4 \text{ d} = 12.3 \times 10^5 \text{ sec}$. Άρα $N = 6.6 \times 10^{16}$ πυρήνες. Η ζητούμενη μάζα τη βρίσκεται με το συλλογισμό ότι N_L πυρήνες, δηλ. ποσότητα ίση με το γραμμοάτομο, έχουν μάζα σε g ίση με το ατομικό βάρος AB, (όπου $N_L = 0$ αριθμός του Loschmidt = 6.023×10^{23}). Συνεπώς θα είναι:

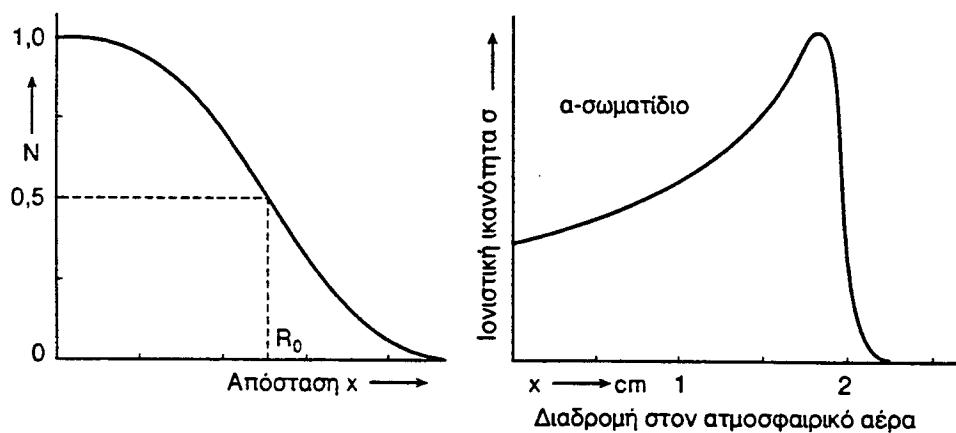
$$m(^{32}\text{P}) = AB \times (N/N_L) = (32 \times 5.6 \times 10^{16}) / (6.023 \times 10^{23}) \text{ g} = 35.06 \times 10^{-7} \text{ g}$$

Αλληλεπίδραση ραδιενέργειας και ύλης

Όταν μονοενεργειακή δέσμη ραδιενέργου ακτινοβολίας διέρχεται από υλικό μέσο, προκαλείται εξασθένηση της έντασής της, η οποία εξαρτάται από τη φύση των σωματιδίων, λόγω των συγκρούσεων με τα άτομα του υλικού μέσου.

Ονομάζουμε ιονιστική ικανότητα (σ) ενός σωματιδίου, το πηλίκο (dN/ds) του αριθμού των ιονιστικών κρούσεων (ds) που παράγονται από αυτό σε διαδρομή ds δια του ds . Η ιονιστική ικανότητα σε εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου, γίνεται δε μεγαλύτερη όσο μειώνεται η ταχύτητά του, δηλ. όσο τούτο πλησιάζει στο τέρμα της τροχιάς του.

Η μείωση της ενέργειας κάθε σωματιδίου ακολουθεί νόμους στατιστικής φύσεως, γιατί στο φαινόμενο παίρνει μέρος μεγάλος αριθμός σωματιδίων. Στο Σχήμα 7 φαίνεται η μεταβολή του αριθμού των σωματιδίων μονοενεργειακής δέσμης μέσα σε ομογενές υλικό, συναρτήσει της απόστασης x . Η θέση R_0 παριστάνει τη μέση εμβέλεια του σωματιδίου στο υλικό αυτό. Στο Σχήμα 8 δίνεται το διάγραμμα της ιονιστικής ικανότητας σωματιδίου- a συναρτήσει της απόστασης x (καμπύλη του Bragg) στον ατμοσφαιρικό αέρα, πυκνότητας $d = 1.184 \text{ mg/cm}^3$ και πίεση $P = 760 \text{ torr}$. Από την καμπύλη του Bragg παρατηρούμε ότι καθώς μειώνεται η ενέργεια, αυξάνεται η ιονιστική ικανότητα του σωματιδίου- a . Τούτο εξηγείται ως εξής: Η μείωση της ενέργειας ταυτίζεται με μείωση της ταχύτητας του σωματιδίου και κατά συνέπεια ο χρόνος που δαπανά κατά τη διαδρομή του κοντά στα άτομα ή μόρια του υλικού μέσου αυξάνει, με αποτέλεσμα να του μεταβιβάζει και μεγαλύτερο ποσοστό από την ενέργειά του. Τελικά, δηλ. ο αριθμός των ιόντων που παράγονται ανά μονάδα μήκους της τροχιάς του αυξάνεται.



Σχήμα 7. Η μεταβολή του κλάσματος N των σωματιδίων μονοενεργειακής δέσμης κατά τη διαδρομή της σε ομογενές υλικό μέσο.

Σχ. 8. Διάγραμμα της ιονιστικής ικανότητας του a-σωματιδίου στον ατμοσφαιρικό αέρα.

Προς το τέλος της τροχιάς του η ταχύτητα του σωματιδίου είναι πολύ μικρή και προσελκύει ηλεκτρόνια από το περιβάλλον, που εξουδετερώνουν μέρος από το φοστίο του με αποτέλεσμα να μειώνεται απότομα η ταχύτητα του σωματιδίου και τελικά μηδενίζεται, δηλ.

$$\sigma = 1/u^2 \quad (35)$$

Η ιονιστική ικανότητα ενός σωματιδίου είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της ταχύτητάς του, εξαρτάται δε από τον ατομικό αριθμό Z του απορροφητικού μέσου αν πρόκειται για μέταλλο.

Η μελέτη του φαινομένου της ραδιενέργειας γίνεται με παρατήρηση των αποτελεσμάτων της επίδρασης των πυρηνικών ακτινοβολιών (δηλ. σωματιδίων α, β, νετρονίων, πρωτονίων, νετρίνων κ.ά.) επί της ύλης. Στη συνέχεια θα αναφερθούμε περιληπτικά στην αλληλεπίδραση με την ύλη, των σωματιδίων α, β και της ακτινοβολίας γ.

Σωματίδια α. Τα σωματίδια α, δηλαδή αναφέρθηκε προηγουμένως, είναι πυρήνες τηλίου (${}^4\text{He}^{++}$) με μαζικό αριθμό $A = 4$. Η απορρόφησή τους μελετάται πειραματικά με τον προσδιορισμό της ιονιστικής τους ικανότητας κατά τη διαδρομή του εντός του υλικού μέσου. Η εμβέλεια μέσα στα στερεά υλικά είναι πολύ μικρή. Έτσι αρκεί να καλυφθεί το παρασκεύασμα με φύλλο αργιλίου πάχους μερικών δεκάδων μικρών (10^{-4} cm) για να ανακοπεί εντελώς η κίνηση των σωματιδίων α. Στον αέρα, η εμβέλεια των σωματιδίων α δίνεται από την σχέση:

$$R (\text{cm}) = 0.309 E^{3/2} \quad (36)$$

όπου E η ενέργεια των σωματιδίων σε MeV. Για τα άλλα υλικά, η εμβέλεια δίνεται από την σχέση:

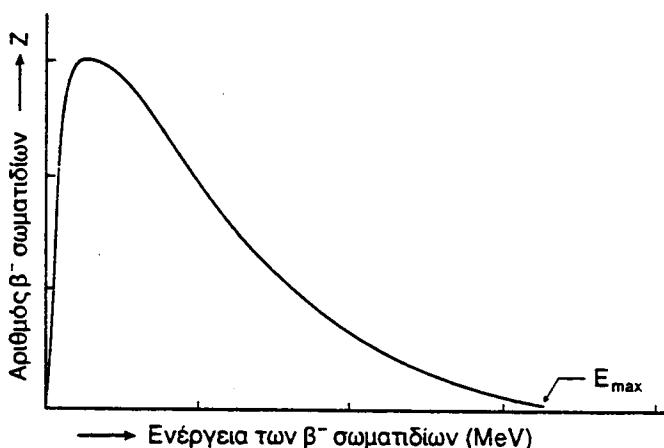
$$R_{AB} = 0.17 E^{3/2} \cdot (AB)^{1/3} \quad (37)$$

όπου AB το μοριακό βάρος του απορροφητικού υλικού μέσου και R_{AB} η εμβέλεια. Πολλές φορές η εμβέλεια αντί του πάχους του υλικού (σε cm^{-1} ή μ) εκφράζεται με άλλο φυσικό μέγεθος, δηλαδή R_{AB} , όπως την επιφανειακή πυκνότητα μάζας ($d = m/s$, mgr/cm^2), όπου τη μάζα ενός στρώματος υλικού μέσου εμβαδού s .

Σωματίδια β. Τα σωματίδια β, δηλαδή είδαμε είναι κυρίως ηλεκτρόνια που εκπέμπονται κατά τις β' αποδιεγέρσεις των ραδιενέργων πυρήνων. Σ' αντίθεση προς τα σωματίδια α, που όλα έχουν την ίδια κινητική ενέργεια, τα σωματίδια β εκπέμπονται με διάφορες κινητικές ενέργειες με αποτέλεσμα το

ενεργειακό φάσμα να είναι συνεχές. Εκτείνεται από την τιμή μηδέν μέχρι μια μέγιστη τιμή E_{max} χαρακτηριστική του ραδιενεργού νουκλιδίου.

Το σχήμα 9 παριστάνει το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων β^- που εκπέμπονται από το ^{116}In . Τα σωματίδια β κινούμενα μέσα σε υλικό μέσο (π.χ. αέρα) χάνουν βαθμιαία την κινητική τους ενέργεια, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ιόντων στις συγκρούσεις τους με τα άτομα του υλικού μέσου.



Σχήμα 9. Το ενεργειακό φάσμα της β^- ακτινοβολίας που εκπέμπει ο πυρήνας ^{116}In

Επειδή η μάζα των ηλεκτρονίων είναι πολύ μικρή, για την αυτή ενέργεια εκπεμπόμενων σωματιδίων α και β , η ταχύτητα των β θα είναι πολύ μεγαλύτερη αυτής των σωματιδίων α.

Από την εξ. (35) προκύπτει ότι η ιονιστική ικανότητά τους θα είναι πολύ μικρότερη αυτής των σωματιδίων α. Τούτο σημαίνει ότι ο αριθμός των ιόντων που παράγονται στη μονάδα μήκους είναι σχετικά μικρός και ως εκ τούτου η εμβέλεια των σωματιδίων β είναι πολύ μεγαλύτερη της εμβέλειας των σωματιδίων α με την ίδια κινητική ενέργεια. Στον ατμοσφαιρικό αέρα είναι αρκετές δεκάδες μέτρα.

Επειδή τα σωματίδια β δεν έχουν όλα την ίδια αρχική ταχύτητα, δεν θα έχουν όλα και την ίδια εμβέλεια. Επίσης, επειδή η μάζα τους είναι μικρή, κατά τις συγκρούσεις τους εκτρέπονται από την αρχική πορεία τους με μεγάλες γωνίες. Από την άλλη μεριά, τα ηλεκτρόνια που παράγονται κατά τον ιονισμό, είναι πολλές φορές σχετικά υψηλής ενέργειας και συμβάλλουν και αυτά στον ιονισμό (δευτερογενής ιονισμός).

Απορρόφηση β ακτινοβολίας. Ταχέα ηλεκτρόνια, όπως είναι τα σωματίδια β , συγκρούονται σε μεγάλο βαθμό με τα άτομα (πυρήνες και τροχιακά ηλεκτρόνια) του απορροφητικού υλικού και οι αρχικά ευθύγραμμες

τροχιές τους υπόκεινται, προς το τέλος ιδιαίτερα της διαδρομής τους πολύ μεγάλες αποκλίσεις σε τρόπο ώστε η ολική διαδρομή ενός σωματιδίου είναι δυνατόν να φτάσει και στο τετραπλάσιο του βάθους διείσδυσης του σωματιδίου μέσα στο υλικό μέσο.

Πλην των περιπτώσεων μονοενεργειακής δέσμης τηλεκτρονίων, τα σωματίδια β παρουσιάζουν φάσμα ενεργειών και ως εκ τούτου είναι δύσκολο να καθορισθεί το μέσο βάθος διείσδυσης. Η εμβέλεια της β⁻ ακτινοβολίας μέσα σε ομογενές υλικό μέσο είναι χαρακτηριστική των τηλεκτρονίων με τη μεγαλύτερη ενέργεια. Υπάρχουν εμπειρικές σχέσεις που συνδέουν την εμβέλεια R με την ενέργεια E_{max} των σωματιδίων αυτών. Οι σχέσεις αυτές που διατυπώθηκαν από τον Gledenin, για την περίπτωση του Al είναι:

$$R = 542 E_{max} - 133 \quad \text{για } E_{max} \text{ από } 0.8-3 \text{ MeV} \quad (38)$$

και

$$R = 407 (E_{max})^{1.38} \quad \text{για } E_{max} \text{ από } 0.15-0.8 \text{ MeV} \quad (39)$$

Η εμβέλεια εκφράζεται σε μονάδες επιφανειακής πυκνότητας (mg/cm²) του απορροφητικού υλικού μέσου. Εάν I₀ και I η ένταση της ακτινοβολίας πριν και μετά τη δίοδο της από το απορροφητικό μέσο και d το πάχος του υλικού μέσου, ισχύει η σχέση:

$$I = I_0 e^{-\mu d} = I_0 e^{-(\mu/p) \cdot (m/s)} \quad (40)$$

όπου μ η ολική σταθερά απορρόφησης, π η μάζα του απορροφητή, s η επιφάνεια του απορροφητή, (m/p) η σταθερά μάζας. Ο λόγος (μ/p) αποδίδεται με την εμπειρική σχέση:

$$\mu/p = a + bZ \quad (41)$$

όπου a = 15, b = 0.142 και Z ο ατομικός αριθμός του απορροφητικού υλικού μέσου.

Το κλάσμα I/I₀ λέγεται παράγοντας απορρόφησης και περιλαμβάνει την απορρόφηση των β⁻ σωματιδίων από το υλικό μέσο απορρόφησης, το υλικό της πηγής, τον αέρα, το παράθυρο του απαριθμητή κ.λ.π.

Ο προσδιορισμός του πάχους διαδρομής (εμβέλειας) d γίνεται από τη γραφική παράσταση log I (cpmt) = f(d), όπως προκύπτει από την εξ. (40):

$$\log I = \log I_0 - \mu d \log e = \log I_0 - 0.434 \mu d \quad (42)$$

Από μαζί τιμή του πάχους d του απορροφητικού υλικού και πέρα ο ρυθμός κρούσεων παραμένει σταθερός. Η τιμή αυτή αντιπροσωπεύει την εμβέλεια R των β⁻ σωματιδίων στο υλικό αυτό. Η παραμένουσα (μη απορροφούμενη)

ακτινοβολία οφείλεται στην ακτινοβολία μποστούματος και στην γ-ακτινοβολία που μπορεί να συνοδεύει την β⁻ διάσπαση. Οι απαριθμητές Geiger-Müller καταγράφουν το 1-2% της ολικής ακτινοβολίας γ που εκπέμπεται, επομένως ο ρυθμός κρούσεων που οφείλεται στην γ-ακτινοβολία είναι γενικά μικρός. Στην περίπτωση της β⁻ ακτινοβολίας η συνάρτηση

$$I^{1/4} = f(R-d) \quad (43)$$

είναι ευθεία γραμμή.

Με απορροφητικό μέσο Al, αν η R και η E_{max} είναι άγνωστες, τότε από την γραφική παράσταση του $I^{1/4} = f(d)$ (η οποία είναι ευθεία γραμμή) με προεκβολή στην τιμή $I^{1/4} = 0$ προσδιορίζεται η τιμή της R ($R-d = 0 \rightarrow R = d$). Στη συνέχεια, με τη βοήθεια της κατάλληλης εξ. (38) ή εξ. (39) προσδιορίζεται και η τιμή της E_{max} των β⁻ σωματιδίων.

Αυτοαπορρόφηση και σκέδαση των β⁻ σωματιδίων. Ο ρυθμός κρούσεων που καταγράφεται από μία ραδιενέργη πηγή που εκπέμπει σωματίδια β δεν είναι ο πραγματικός. Η β⁻ ακτινοβολία απορροφάται κατά ένα ποσοστό από το στρώμα του αέρα που παρεμβάλλεται μεταξύ πηγής και απαριθμητή, από το υλικό του παραθύρου του απαριθμητή και από όποιο άλλο υλικό είναι δυνατόν να υπάρχει μέσα στη στερεά γωνία που ορίζουν η πηγή και ο απαριθμητής. Αποτέλεσμα της απορρόφησης αυτής είναι να κατανοράφεται ρυθμός κρούσεων πολύ μικρότερος των πραγματικών αποδιεγέρσεων. Στην περίπτωση που η πηγή δεν αποτελεί λεπτό μονομοριακό στρώμα, τα σωματίδια β που εκπέμπονται από τα κατώτερα στρώματα της πηγής, απορροφώνται από τα ανώτερα στρώματα του υλικού της πηγής. Το φαινόμενο λέγεται αυτοαπορρόφηση.

Τα β⁻ σωματίδια που εκπέμπονται κατά γωνία, τέτοια ώστε να μη προ-σπίπουν απ' ευθείας στον απαριθμητή, είναι δυνατόν να υποστούν σκέδαση πάνω στο υλικό θωράκισης του απαριθμητή (στα εσωτερικά τοιχώματα) και να καταγραφούν από τον απαριθμητή. Με τον ίδιο τρόπο καταγράφονται και τα β⁻ σωματίδια που αρχικά είχαν τελείως διαφορετική κατεύθυνση από εκείνη προς τον απαριθμητή, αλλά από σκέδαση επί του φορέα της πηγής, αλλάζουν τροχιά κατά 180° περίπου και καταγράφονται από τον απαριθμητή. Το φαινόμενο λέγεται οπισθοσκέδαση (Back Scattering).

Επειδή οι συγκρούσεις των σωματιδίων β με τα τροχιακά ηλεκτρόνια δεν είναι ελαστικές, προκαλείται επιβράδυνση τους, με αποτέλεσμα, κάτω από την επίδραση των πυρηνικών πεδίων να εκπέμπουν ακτινοβολία X, ενέργειας ίσης ή μικρότερης της κινητικής ενέργειάς τους. Η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται ακτινοβολία πέδησης και στην περίπτωση των β⁻ σωματιδίων που έχουν μεγάλη ενέργεια, καθώς και με απαριθμητή με πολύ λεπτό παράθυρο καταγράφεται και αυξάνει τον αριθμό των κρούσεων.

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι ο ρυθμός κρούσεων επηρεάζεται από πολλούς παράγοντες, όπως το είδος του υλικού θωράκισης, το πάχος του στρώματος αέρος, το πάχος του παράθυρου του απαριθμητή, την παρεμβολή ξένων σωμάτων (ακόμη και μορίων σκόνης), το πάχος της πηγής, την ίδια την πηγή, τη φύση και το πάχος του φορέα της πηγής, την ενέργεια της, ακτινοβολίας, τη γεωμετρία της διάταξης κ.ά.

Για απόλυτες μετρήσεις της β⁻ ακτινοβολίας πρέπει όλοι οι παράγοντες να λαμβάνονται υπόψη και η επίδρασή τους να καθορισθεί επακριβώς. Για συγκριτικές μετρήσεις αρκεί όλοι οι παράγοντες να παραμένουν σταθεροί.

Απορρόφηση της ακτινοβολίας γ. Η εκπομπή της ακτινοβολίας γ δεν είναι αυτό καθ' αυτό φαινόμενο πυρηνικής αποδιέγερσης αλλά φαινόμενο που προέρχεται από διεγερμένους πυρήνες που δημιουργήθηκαν από προηγούμενη διάσπαση. Δηλ. μετά τη διάσπαση ενός πυρήνα, ο θυγατρικός πυρήνας που δημιουργείται εξακολουθεί να είναι διεγερμένος και μεταβαίνει σε σταθερότερη κατάσταση με εκπομπή ακτινοβολίας γ.

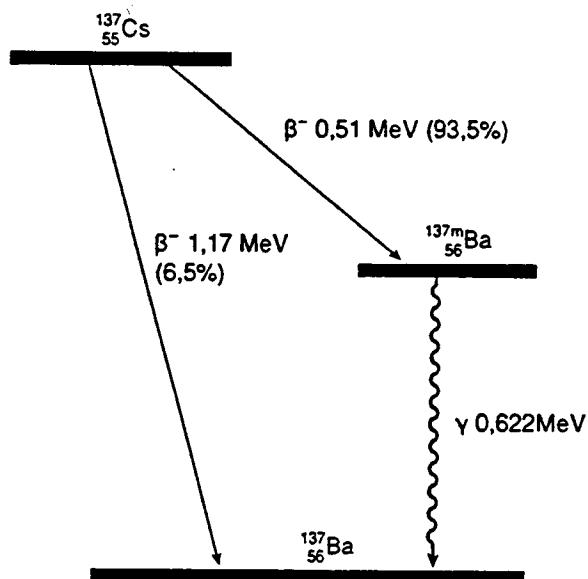
Η ακτινοβολία αυτή είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσεως (φωτόνια), όπως και οι ακτίνες Roentgen, από τις οποίες δύναται να διαφέρει ως προς την προέλευση και την συχνότητα. Οι ακτίνες Roentgen παράγονται από διεγερμένα άτομα (τροχιακά ηλεκτρόνια) ενώ οι ακτίνες γ από διεγερμένους πυρήνες.

Κλασσικό παράδειγμα αποτελεί το ¹³⁷Cs (βλ. Σχήμα 10). Τούτο είναι β⁻ ραδιενεργό αλλά εκπέμπει και χαρακτηριστική μονοενεργειακή γ ακτινοβολία ($E_{\gamma} = 662 \text{ keV}$). Κατά την εκπομπή ενός σωματιδίου β ο μητρικός πυρήνας μετατρέπεται στον θυγατρικό πυρήνα ^{137m}Ba ₅₆ μειώνοντας έτσι την ενέργεια του. Η ενέργεια του β⁻ σωματιδίου αντιστοιχεί στη διαφορά ύψους στις δύο στάθμες ενέργειας. Ο θυγατρικός πυρήνας είναι διεγερμένος και μεταπίπτει στη συνέχεια στη θεμελειακή κατάσταση με εκπομπή ενός φωτονίου (hv), που έχει ενέργεια ίση με τη διαφορά ενέργειας στις δύο στάθμες.

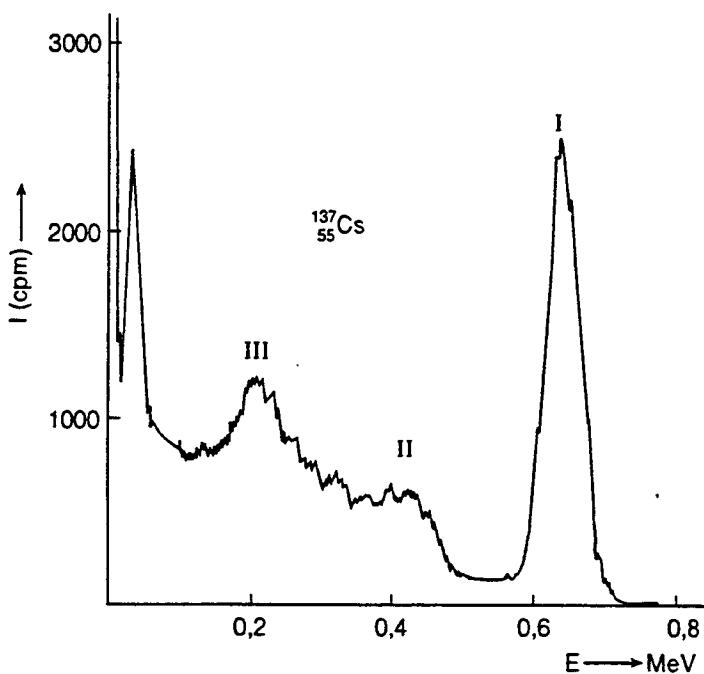
Επειδή οι στάθμες του πυρήνα είναι κβαντισμένες, το φάσμα εκπομπής γ-ακτινοβολίας είναι το φάσμα του ¹³⁷Cs που δίνεται με το Σχήμα 8. Ο ιονισμός που προκαλεί η γ-ακτινοβολία οφείλεται κυρίως στα εξής φαινόμενα:

- a) στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
- β) στη σκέδαση Compton

Και στις δύο περιπτώσεις από το άτομο εκτινάσσονται τροχιακά ηλεκτρόνια με μεγάλες ταχύτητες, κινούμενα δε εντός του υλικού μέσου, παράγουν νέα ιόντα. Με τον τρόπο αυτό σε κάθε απορροφούμενο φωτόνιο γ αντιστοιχούν περισσότερα από ένα ιόντα.



Σχήμα 10. Ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του ^{137}Cs .



Σχήμα 11. Το φάσμα ακτινοβολίας γ του ^{137}Cs . Διακρίνονται οι κορυφές: I φωτοκορυφή, II σκέδασης Compton, και III οπισθοσκέδασης.

Η απορρόφηση της γ-ακτινοβολίας ακολουθεί την εκθετική σχέση

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (44)$$

όπου d το πάχος του απορροφητικού μέσου, I_0 και I η ένταση της αρχικής και τελικής έντασης της δέσμης της ακτινοβολίας και μ ο συντελεστής απορροφήσεως.

Ο συντελεστής απορροφήσεως μ είναι το άθροισμα των συντελεστών απορροφήσεως για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και το φαινόμενο Compton. Για $I = I_0/2$ η εξ. (44) γίνεται:

$$\ln(I_0/I) = \ln 2 = \mu d_{1/2} \quad \text{και} \quad (45)$$

$$\mu = 0.69/d_{1/2} \quad (46)$$

δηλ. το πάχος $d_{1/2}$ (πάχος μισής απορροφήσεως) του απορροφητικού μέσου είναι αντιστρόφως ανάλογο του συντελεστή απορροφήσεως μ .

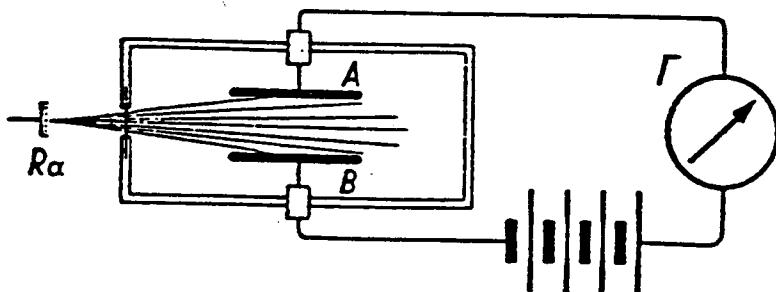
Ανίχνευση πυρηνικών ακτινοβολιών

Τα σωματίδια που εκπέμπονται από τους πυρήνες κατά τη φυσική ραδιενέργεια ή κατά την τεχνητή πυρηνική διάσπαση αυτών, συνήθως είναι φορτισμένα σωματίδια (π.χ. α, β, γ), αφότιστα σωματίδια όπως π.χ. νετρόνια ή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (π.χ. φωτόνια γ). Η ανίχνευση και η μέτρηση της έντασης των ακτινοβολιών αυτών στηρίζεται στην αλληλεπίδραση τους με τα διάφορα υλικά μέσα, τα κυριότερα δε φαινόμενα που ξεχωρίζουν είναι τα φαινόμενα ιονισμού, τα φαινόμενα χημικών αντιδράσεων χαρακτηριστικών ουσιών (φωτογραφικές τεχνικές) και τα φαινόμενα διεγέρσεως.

Στη συνέχεια θα αναφερθούμε περιληπτικά στις κυριότερες διατάξεις (απαριθμητές κ.λ.π.) που χρησιμοποιούνται σήμερα στην πυρηνική.

Θάλαμος ιονισμού. Ο θάλαμος ιονισμού είναι το πρώτο δργανό που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση ακτινοβολιών, χρησιμοποιείται δε μετά από διάφορες βελτιώσεις και σήμερα. Αποτελείται από έναν πυκνωτή που βρίσκεται μέσα σε δοχείο, το οποίο συνήθως περιέχει ευγενές αέριο. Ανάμεσα στους δύο οπλισμούς του πυκνωτή εφαρμόζεται τάση μερικών εκατοντάδων Volts, στο δε κύκλωμα συνδέεται ευαίσθητο αμπερόμετρο (μA) (Σχήμα 12).

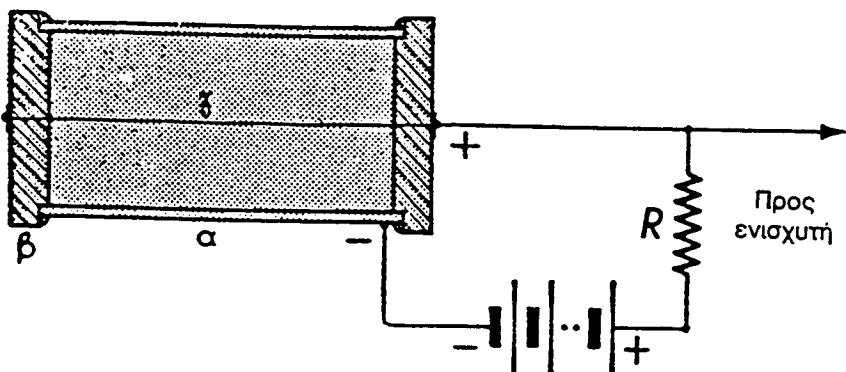
'Όταν στο θάλαμο εισέλθει φορτισμένο σωματίδιο ή ακτινοβολία γ προκαλείται ιονισμός του αερίου που υπάρχει με αποτέλεσμα ο χώρος ανάμεσα στους δύο οπλισμούς γίνεται αγώγιμος και περνάει ρεύμα μέσα από το δργανό. Η τιμή του ρεύματος εξαρτάται από την ενέργεια των σωματιδίων που προσπίπτουν στο θάλαμο και από τον αριθμό των σωματιδίων στη μονάδα του χρόνου.



Σχήμα 12. Θάλαμος ιονισμού.

Με το θάλαμο ιονισμού τα σωματίδια μιας δεδομένης πηγής δεν διακρίνονται ως προς το είδος, τον αριθμό, την ενέργεια και την κατανομή του ενεργειακού των φάσματος. Ορισμένοι θάλαμοι ιονισμού αντί για ευαίσθητο αμπερόμετρο φέρουν ένα φορτισμένο ηλεκτροσκόπιο, που αποφορτίζεται από τα ιόντα που δημιουργούνται μέσα στο θάλαμο, οπότε η απόκλιση των ελασμάτων του μειώνεται. Μικρός θάλαμος ιονισμού, με μικρό ηλεκτροσκόπιο, έτσι που το σύστημα μοιάζει με στυλογράφο, χρησιμοποιείται σαν ατομικό δοσόμετρο. Άτομα που εργάζονται σε χώρους με πηγή ακτίνων X ή γ φέρουν τούτο μαζί τους όσο εργάζονται, για να παρακολουθείται, για λόγους προστασίας, η δόση των ακτινοβολιών που δέχονται.

Απαριθμητής Geiger-Müller. Αποτελείται από μεταλλικό σωλήνα που περιέχει αέριο σε χαμηλή πίεση και ελάχιστη ποσότητα ατμών οργανικής ουσίας, π.χ. αιθανόλης, μεθανίου κ.ά. Τα τοιχώματα του σωλήνα είναι λεπτά, ώστε να μην απορροφούν τις ακτινοβολίες που προσβάλλουν τον απαριθμητή. Κατά μήκος του άξονα του σωλήνα υπάρχει μονωμένο λεπτό σύρμα που συνδέεται με τον θετικό πόλο πηγής, σταθερής τάσης 300-1500 Volts με μεγάλη αντίσταση R (Σχήμα 13).



Σχήμα 13. Απαριθμητής Geiger-Müller.

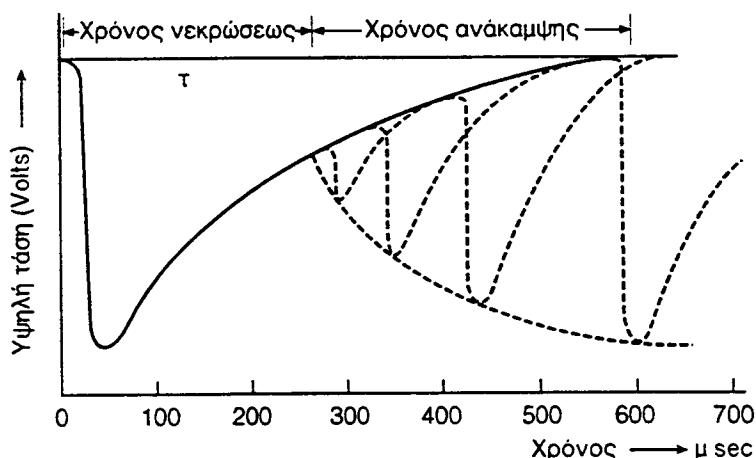
Όταν πρόκειται για σωματίδια α ή β, που η διεισδυτική τους ικανότητα είναι μικρή, χρησιμοποιείται απαριθμητής που έχει ειδικό λεπτό παράθυρο από μαρμαρυγία (μίκα) ή από άλλη ουσία. Η τάση που εφαρμόζεται ανάμεσα στο σύρμα και στον κύλινδρο, είναι μικρότερη από την τάση ηλεκτρικής εκκένωσης του αερίου.

Αν μέσα στον κύλινδρο εισέλθει φορτισμένο σωματίδιο, τούτο ιονίζει τα άτομα του αερίου και προκαλεί μια ηλεκτρική εκκένωση, η οποία απλώνεται σε δύο το μήκος του σύρματος, ενώ το κύκλωμα διαρρέεται από ρεύμα.

Το στιγμιαίο ρεύμα εκκένωσης, ενισχύεται και οδηγείται συνήθως σε ένα μεγάφωνο από διο που ακούγεται ένας κρότος (κρούση). Ο αριθμός κρούσεων που παράγονται είναι ανάλογος του αριθμού των πυρηνικών σωματιδίων, που εισήλθαν στον απαριθμητή. Η εκκένωση που προκαλείται, πρέπει να διαρκέσει πολύ λίγο χρόνο, ώστε να μπορέσει ο απαριθμητής έτοιμος να λειτουργήσει ξανά και να καταμετρήσει την είσοδο σ' αυτόν άλλου σωματιδίου. Η γρήγορη απόσβεση της εκκένωσης εξασφαλίζεται από την αντίσταση R, πάνω στην οποία δημιουργείται σημαντική πτώση τάσεως V-IR, διαν περάσει από αυτήν το ρεύμα της εκκένωσης.

Επειδή γίνεται αυτό το φαινόμενο, η τάση μεταξύ κιλύνδρου και σύρματος, δεν μπορεί να συντηρήσει την εκκένωση. Την απόσβεση της εκκένωσης υποβοηθούν και οι ατμοί αιθανόλης που τα μόρια της διασπώνται σε πιο απλά (CO_2 , H_2O , CH_4).

Μετά από κάθε λειτουργία του ο απαριθμητής παρουσιάζει μικρή αδράνεια, μέχρι την στιγμή που θα είναι έτοιμος να καταγράψει νέο σωματίδιο. Η αδράνεια δύμας αυτή έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργείται ένας μικρός χρόνος νεκρώσεως του απαριθμητή που του περιορίζει την ικανότητα να διακρίνει δύο σωματίδια που εισέρχονται σ' αυτόν σχεδόν ταυτόχρονα (Σχήμα 14).

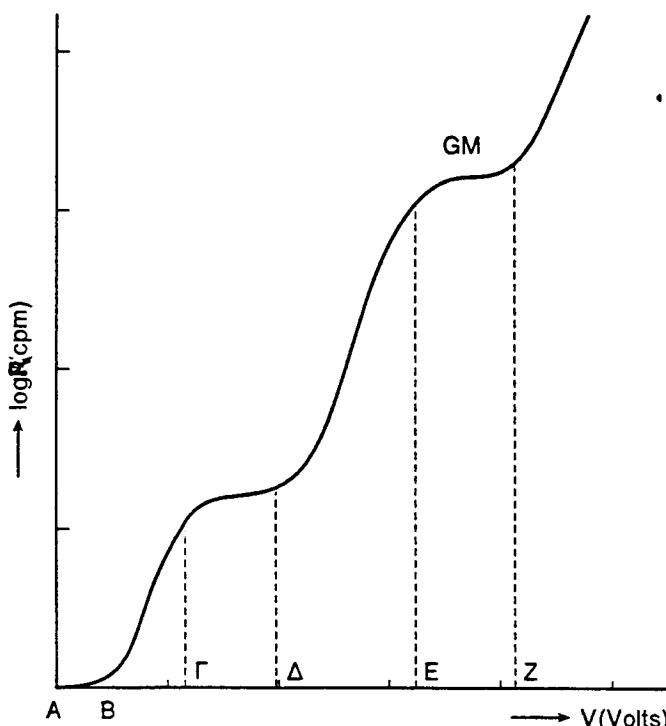


Σχήμα 14.

Ο χρόνος που πρέπει να περάσει μετά από μια καταμέτρηση ενός σωματιδίου για να μπορέσει ο απαριθμητής GM να καταμετρήσει ένα επόμενο σωματίδιο λέγεται χρόνος νεκρώσεως ή νεκρός χρόνος του απαριθμητή GM, είναι της τάξεως των msec και πρέπει να προσδιορίζεται (μέθοδος των δύο πηγών, βλ. άσκηση). Είναι φανερό ότι οι απώλειες στην καταμέτρηση των σωματιδίων είναι μεγαλύτερες όσο πιο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός αφίξεως τουτών στον απαριθμητή.

Αναλογικός απαριθμητής. Ο αναλογικός απαριθμητής είναι όμοιος στην κατασκευή με τον απαριθμητή Geiger Müller με το πλεονέκτημα ότι επιτρέπει και την αναγνώριση των σωματιδίων. Γι' αυτό η τάση που εφαρμόζεται είναι λίγο μικρότερη από αυτήν που απαιτείται για να ξεσπάσει αυτοτελής ηλεκτρική εκκένωση μετά την είσοδο του σωματιδίου. Έτσι προκαλείται ιονισμός του αερίου, αλλά εκκένωση δεν γίνεται και κατά συνέπεια η ηλεκτρική ώθηση θα είναι ανάλογη των αρχικών φορτίων.

Το διάγραμμα $R(\text{cpm}) = f(V \text{Volts})$ για απαριθμητές ιονισμού έχει τη μορφή του σχήματος 15. Στην περιοχή AB δεν παρατηρούνται απαριθμήσεις



Σχήμα 15. Διάγραμμα $R = f(V \text{Volts})$ απαριθμητών ιονισμού.

κρούσεων γιατί το δυναμικό της ανόδου έχει πολύ μικρές τιμές, το ηλεκτρικό πεδίο είναι χαμηλό και τα ζεύγη των ιόντων του ευγενούς αερίου επαναφορτίσμενων σωματιδίων A^+ του ευγενούς αερίου και ε⁻ επανασυνδέονται ($A^+ + e^- \rightarrow A$) πριν τα ηλεκτρόνια φθάσουν στην άνοδο.

Στην περιοχή ΒΓ τα ηλεκτρόνια έχουν αποκτήσει τέτοιες ταχύτητες (γιατί έχει αυξηθεί η ένταση του πεδίου), ώστε μερικά να φθάνουν στην άνοδο. Στην περιοχή ΓΔ φθάνουν τόσα ηλεκτρόνια, όσος είναι ο αριθμός των ιόντων που δημιουργούνται και ως εκ τούτου, επειδή η ένταση της ακτινοβολίας είναι σταθερή, το τμήμα τούτο του άξονα θα είναι παράλληλο προς τον άξονα των δυναμικών. Στην περιοχή αυτή λειτουργούν οι θάλαμοι ιονισμού (ionization chambers).

Στην περιοχή ΔΕ το δυναμικό της ανόδου είναι αρκετά υψηλό, ώστε να προκαλούνται μεγάλες επιταχύνσεις στα πρωτογενή ηλεκτρόνια γιατί εφαρμόζεται μεγάλη ελεκτική δύναμη από το ηλεκτρικό πεδίο. Τα ηλεκτρόνια αυτά αποκτούν μεγάλη κινητική ενέργεια και κατά την πρόσκρουσή τους με τα άτομα του αδρανούς αερίου προκαλούν την εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων.

Ο αριθμός των δευτερογενών αυτών ηλεκτρονίων είναι ανάλογος της τάσεως ανόδου. Στην περιοχή αυτή δυναμικών λειτουργούν οι αναλογικοί απαριθμητές (proportional counters).

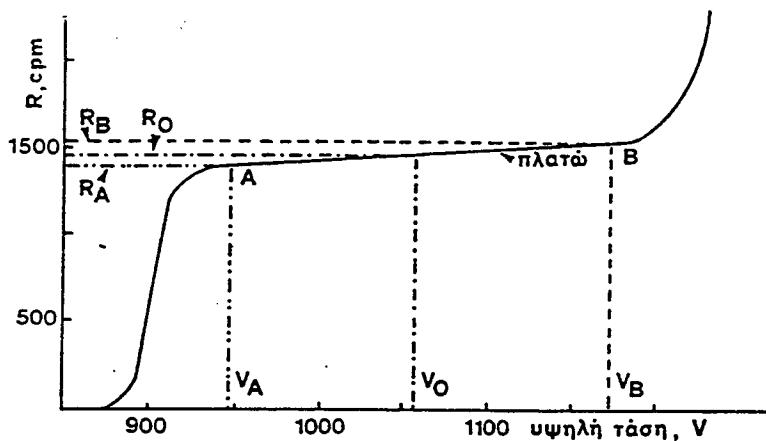
Στην περιοχή EZ, τα ηλεκτρόνια έχουν τόσο υψηλές επιταχύνσεις, ώστε ιονίζουν όλα τα άτομα του αερίου που συναντούν μέχρι να φτάσουν στην άνοδο. Για το λόγο αυτό και το τμήμα τούτο του διαγράμματος είναι οριζόντιο. Ο αριθμός των δευτερογενών αυτών ηλεκτρονίων είναι σταθερός για ορισμένη πυκνότητα αερίου. Στην περιοχή αυτή λειτουργούν οι απαριθμητές Geiger-Müller.

Πέραν του σημείου Z το δυναμικό της ανόδου είναι τόσο υψηλό, ώστε ξεσπάει ηλεκτρική εκκένωση διαμέσου του αερίου χωρίς να υπάρχει ακτινοβολία και ο απαριθμητής βρίσκεται σε άμεσο κίνδυνο να καταστραφεί.

Ειδικότερα για τον απαριθμητή Geiger-Müller στο διάγραμμα ($eprt$) = $f(Volts)$ παρατηρούμε τα εξής χαρακτηριστικά (Σχήμα 16).

- α) το δυναμικό εκκίνησης I (starting voltage)
- β) το κατώφλι II (threshold) και
- γ) το οροπέδιο III (plateau).

Η τάση που αντιστοιχεί το μέσο του οροπέδιου εκλέγεται ως η τάση λειτουργίας, V_0 του απαριθμητή Geiger-Müller.



Σχήμα 16. Τυπικό διάγραμμα $I = f(V)$ απαριθμητή GM.

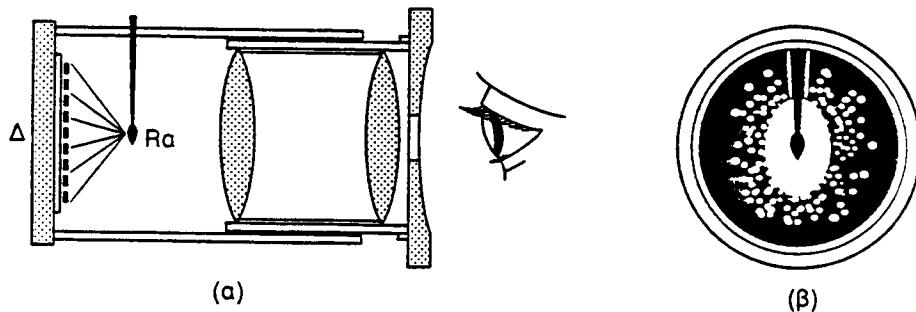
Οσο χρησιμοποιείται ο απαριθμητής η τάση λειτουργίας προχωρεί σε υψηλότερες τιμές, η κλίση του plateau αυξάνει, το δε εύρος μικραίνει. Ο χρόνος νεκρώσεως, και η τάση λειτουργίας του απαριθμητή GM αποτελούν και τα χαρακτηριστικά του και πρέπει κατά διαστήματα να προσδιορίζονται.

Όλοι οι απαριθμητές GM έχουν ένα όριο ζωής. Τούτο εξαρτάται από την ποσότητα του οργανικού μορίου που περιέχουν και τα οποία κατά τις διαδικασίες ιονισμού καταστρέφονται. Σε κάθε ιονισμό αποσυντίθενται 10^{10} κατά μέσο όρο τέτοια μόρια, ενώ ένας συνήθης απαριθμητής περιέχει 10^{20} περίπου μόρια. Συνεπώς το όριο ζωής του είναι της τάξεως των 10^{10} ιονισμών περίπου.

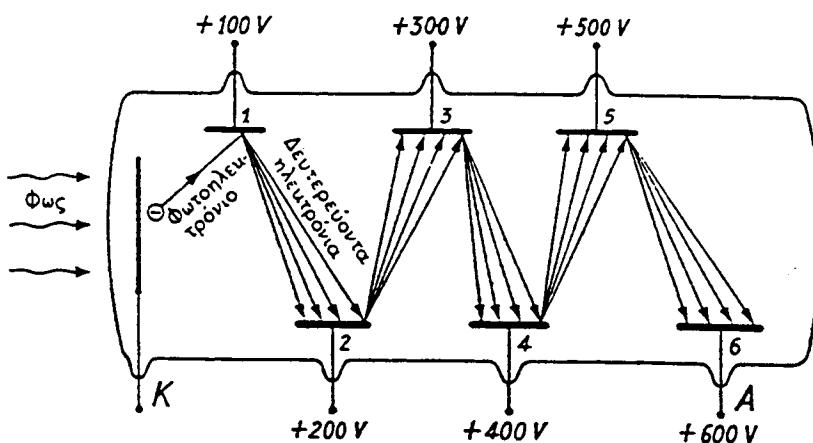
Απαριθμητές σπινθηρισμών. Οι απαριθμητές σπινθηρισμών είναι και αυτοί διατάξεις με τις οποίες καταμετρείται ο αριθμός των πυρηνικών σωματιδίων που εκπέμπονται από κάποια ραδιενεργό ουσία. Η λειτουργία τους βασίζεται στην παρακάτω αρχή: Αν φορτισμένα σωματίδια ή φωτόνια γ περάσουν μέσα από ουσίες, που εμφανίζουν την ιδιότητα του φθορισμού, προκαλούν εκπομπή φωτονίων (σπινθηρισμών) εξ αιτίας της διέγερσης των μορίων των ουσιών με τις οποίες συγκρούονται.

Ο πιο απλός σπινθηριστής κατασκευάστηκε από τον Crookes και λέγεται σπινθηροσκόπιο. Αυτό αποτελείται από κυλινδρικό δοχείο, που η βάση του έχει καλυφθεί από φθορίζουσα ουσία. Σαν τέτοια ουσία χρησιμοποιείται θειούχος ψευδάργυρος με προσμίξεις Ag 0.01% για την ανίχνευση φωτονίων γ και ανθρακένιο ή στιλβένιο για την ανίχνευση των σωματιδίων β.

Σε μικρή απόσταση από τη βάση τοποθετείται μικρή ποσότητα ραδιενεργού παρασκευάσματος που προορίζεται για μελέτη. Στην άλλη άκρη του κυλίνδρου τοποθετείται μικροσκόπιο, με το οποίο παρατηρούμε σε μεγέθυνση το στρώμα της φθορίζουσας ουσίας και μετράμε τους σπινθηρισμούς. Κάθε σπινθήρας προέρχεται από την σύγκρουση ενός πυρηνικού σωματιδίου με ένα μόριο της φθορίζουσας ουσίας.



Σχήμα 17. (α) Σπινθηροσκόπιο (β) Σπινθηρισμοί επί του φθορίζοντος στρώματος παρατηρούμενοι μέσω των φακών του οργάνου.



Σχήμα 18. Σχηματικό διάγραμμα φωτοπολλαπλασιαστού.

Σήμερα για αντικειμενική παρατήρηση ένας σπινθηριστής συνδυάζεται κατάλληλα με έναν φωτοπολλαπλασιαστή. Αυτός αποτελείται από μία φωτοπαθή κάθοδο και από ορισμένο αριθμό βοηθητικών θετικών ηλεκτροδίων. Όταν από τη διαφανή κάθοδο αποσπασθεί ένα ηλεκτρόνιο από ένα φωτόνιο που προέρχεται από το σπινθηρισμό της φθορίζουσας ουσίας, αυτό έλκεται από το πρώτο βοηθητικό ηλεκτρόδιο. Όταν το ηλεκτρόνιο προσπέσει

στην επιφάνεια τού ηλεκτροδίου, διώχνει από αυτήν 3-4 ηλεκτρόνια. Αυτά έλκονται από το επόμενο ηλεκτρόδιο και διώχνουν 3-4 ηλεκτρόνια κ.ο.κ. Κατ' αυτό τον τρόπο από κάθε αρχικό φωτοηλεκτρόνιο βγαίνει μεγάλος αριθμός ηλεκτρονίων και το στιγμαίο ρεύμα που λαμβάνεται είναι αρκετά ενισχυμένο και μπορεί να καταγραφεί με κατάλληλες ηλεκτρονικές διατάξεις (Σχήμα 18).

Η ανίχνευση των πυρηνικών ακτινοβολιών με τους απαριθμητές σπινθηρισμού έχει αναπτυχθεί ευρύτατα τα τελευταία χρόνια, διότι με τους απαριθμητές αυτούς μπορούμε να διακρίνουμε τα σωματίδια ως προς το είδος και την ενέργεια. Ιδιαίτερο δε ενδιαφέρον παρουσιάζουν στη μελέτη του ενεργειακού διαγράμματος της ακτινοβολίας γ που εκπέμπουν τα διάφορα φυσικά ραδιενεργά αλλά και στην πυρηνική έρευνα με την μελέτη των ενεργειακών καταστάσεων του πυρήνα μετά από διάφορες τεχνητές πυρηνικές αντιδράσεις.

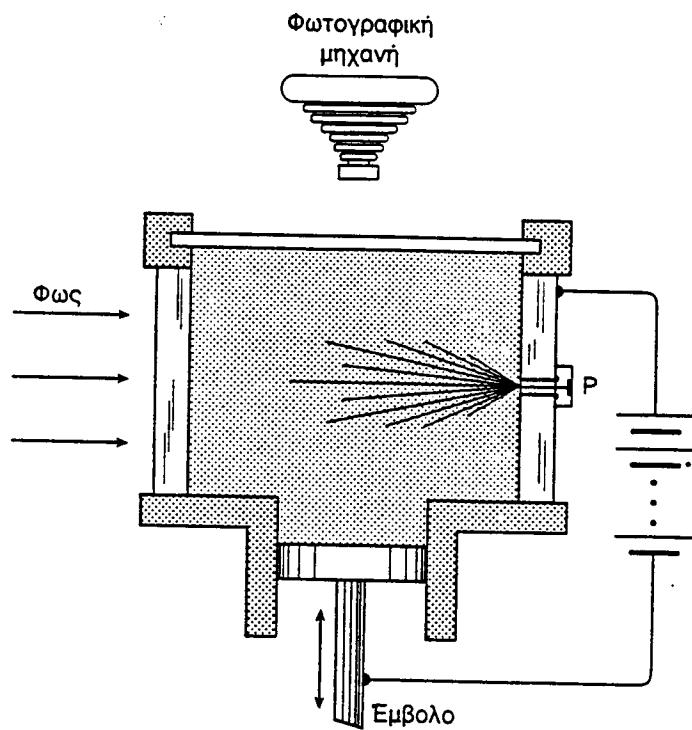
Από τους πιο συνηθισμένους απαριθμητές σπινθηρισμού αναφέρουμε τον κρύσταλλο $\text{NaI}(\text{Tl})$, τους υγρούς σπινθηριστές (μίγματα οργανικών συστημάτων που διεγείρονται από τις πυρηνικές ακτινοβολίες), τον ανιχνευτή Ge-Li (ημιαγωγός) κ.α. που χρησιμοποιούνται ευρύτατα στη φασματοσκοπία-γ.

Θάλαμος Wilson. Ο θάλαμος Wilson αποτελείται στην πιο απλή του μορφή από κυλινδρικό δοχείο, μέσα στο οποίο υπάρχουν κεκορεσμένοι υδρατμοί και αέρας απαλλαγμένος από ξένα σωματίδια (π.χ. σκόνης). Το δοχείο στη μια πλευρά έχει έμβολο, ενώ τα άλλα τοιχώματα είναι γυάλινα (Σχήμα 19). Με απότομη κίνηση του εμβόλου προς τα έξω, αέρας και ατμός παθαίνουν αδιαβατική εκτόνωση και συνεπώς ψύχονται, οπότε ο ατμός γίνεται υπέρκορος και έχει τάση να σχηματίσει σταγονίδια.

Για το σχηματισμό όμως των σταγονιδίων χρειάζονται πυρήνες (σκόνη, ιόντα) συγκεντρώσεως των υδρατμών. Συνεπώς αν κατά τη στιγμή της εκτόνωσης μπει μέσα στο θάλαμο φορτισμένο σωματίδιο, αυτό ιονίζει τα μόρια του αερίου κατά μήκος της τροχιάς του, που χρησιμεύουν ως πυρήνες υγροποίησης. 'Έτσι με κατάλληλο φωτισμό του θαλάμου, η τροχιά των σωματιδίων φαίνεται, γιατί τα σταγονίδια γίνονται φωτεινά σημεία. Εκτός από την παρατήρηση οι τροχιές των σωματιδίων μπορούν και να φωτογραφηθούν.

'Όταν ο θάλαμος βρίσκεται μέσα σε κατάλληλο ηλεκτρικό ή μαγνητικό πεδίο, οι τροχιές των σωματιδίων παθαίνουν καμπύλωση.

Από τη μελέτη των τροχιών των σωματιδίων (ακτίνας, φοράς, καμπύλωσης, πάχους, μήκους) μπορούμε να διαπιστώσουμε αν τα σωματίδια είναι θετικά ή αρνητικά φορτισμένα και να βγάλουμε συμπεράσματα για τη μάζα, την ταχύτητα, την ενέργεια, το είδος τους κ.λ.π.



Σχήμα 19. Θάλαμος Wilson.

Βασικό μειονέκτημα του θαλάμου Wilson είναι το γεγονός ότι το πυρηνικό σωματίδιο γίνεται αντιληπτό μόνον όταν μπει στο θάλαμο τη στιγμή της εκτόνωσης. Επίσης μετά από κάθε εκτόνωση θα πρέπει ο θάλαμος να καθαρίζεται από τα σταγονίδια που δημιουργήθηκαν, για να είναι έτοιμος για δεύτερη εκτόνωση. Αυτό πετυχαίνεται με ένα ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από δύο αγωγούς, που μπαίνουν μέσα στο θάλαμο και έχουν διαφορά δυναμικού.

Θάλαμος φυσαλίδων. Ο θάλαμος φυσαλίδων είναι παραλαγή του θαλάμου Wilson. Ενώ στο θάλαμο Wilson σχηματίζονται σταγονίδια μέσα σε υπέρκορους ατμούς, στο θάλαμο φυσαλίδων σχηματίζονται μέσα σε υπέρθερμο υγρό. Η διάταξη περιλαμβάνει ένα υπέρθερμο υγρό με υψηλή πίεση (υπερπίεση). Αν ελαττώσουμε απότομα την πίεση, ώστε να γίνει μικρότερη της τάσης των κορεσμένων ατμών του υγρού, δεν σχηματίζονται ακαριαία φυσαλίδες βρασμού, σ' όλη τη μάζα του υγρού, αλλά κατά μήκος της τροχιάς ενός φορτισμένου σωματιδίου, που έχει διασχίσει το υγρό αμέσως μετά την εκτόνωση. Άρα η τροχιά του σωματιδίου γίνεται ορατή με μια σειρά φυσαλίδων που φωτογραφίζονται.

Εάν το όλο σύστημα βρεθεί μέσα σε ισχυρό μαγνητικό πεδίο, μπορούμε να πάρουμε πληροφορίες για την κινητική ενέργεια των σωματιδίων από την καμπυλότητα της τροχιάς των φυσαλλίδων.

Φωτοπαθή γαλακτώματα. 'Όταν φορτισμένο σωματίδιο περάσει μέσα από φωτοπαθή γαλακτώματα (π.χ. AgBr), διασπά τα μόρια του AgBr που συναντά, προς μεταλλικό άργυρο. 'Έτσι μετά την εμφάνιση της φωτογραφικής πλάκας διακρίνουμε πάνω σ' αυτήν μια σειρά από μελανά σημεία κατά μήκος μιας νοητής γραμμής.

Από τη μελέτη των φωτογραφικών πλακών, δηλ. της πυκνότητας των κόκκων αργύρου κ.ά., μπορούμε να βγάλουμε συμπεράσματα για τη φύση των σωματιδίων, της ενέργειάς τους κ.λ.π. Με τα φωτοπαθή γαλακτώματα μπορούμε να μετρήσουμε την ένταση της ακτινοβολίας. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας. Πλεονεκτεί του θαλάμου Wilson, γιατί η διάταξη είναι ευαίσθητη σε κάθε στιγμή και καταλαμβάνει μικρό όγκο. Μειονεκτεί δε έναντι εκείνου, γιατί κατά την αποτύπωση της τροχιάς ενός σωματιδίου πρέπει αυτό να κινείται παράλληλα προς την πλάκα και ακόμα ότι στην πλάκα σχηματίζονται μαύρα σημεία και από δάλους παράγοντες.

Απαριθμητής Τσερένκωφ (Gerencov). Ο απαριθμητής Τσερένκωφ στηρίζει τη λειτουργία του στο ομώνυμο φαινόμενο. Το φαινόμενο Τσερένκωφ παρατηρείται όταν σωματίδιο πολύ μεγάλης κινητικής ενέργειας, εισέλθει σε διαφανές μέσο (δείκτης διαθλάσεως $n > 1$) με ταχύτητα υ μεγαλύτερη της ταχύτητας του φωτός μέσα σ' αυτό. Τότε από τις διάφορες θέσεις του σωματιδίου εκπέμπεται κυανίζουσα ακτινοβολία, που διαδίδεται πάνω σε κωνική επιφάνεια. Το φαινόμενο είναι ανάλογο εκείνου που προκαλείται, όταν αεροσκάφος κινείται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του ήχου.

Η ταχύτητα του σωματιδίου μπορεί να υπολογισθεί από την γωνία που σχηματίζει η κωνική επιφάνεια με την τροχιά του σωματιδίου. 'Έτσι όταν το σωματίδιο περάσει μέσα από ένα διαφανές μέσο, διαπιστώνεται η ύπαρξή του, από το χαρακτηριστικό φως που κυανίζει. Βέβαια μόνο σωματίδια μεγάλης ενέργειας που μπορούν να παρατηρηθούν.

Βιβλιογραφία

1. G. Friedlander, J. Kennedy, J. Malcolm Miller, Nuclear and Radiochemistry, John Wiley & Sons (2nd edition) 1966.
2. G. Knoll, Radiation Detection and Measurements, J. Wiley & Sons (1989).
3. K. Krane, Introductory Nuclear Physics, J. Wiley & Sons (1988).
4. Α. Φαβρικάνου, Ραδιοχημεία, Αθήνα 1989 (τόμος A).