

2. Η ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΟΣ ΔΙΑΣΠΑΣΗ

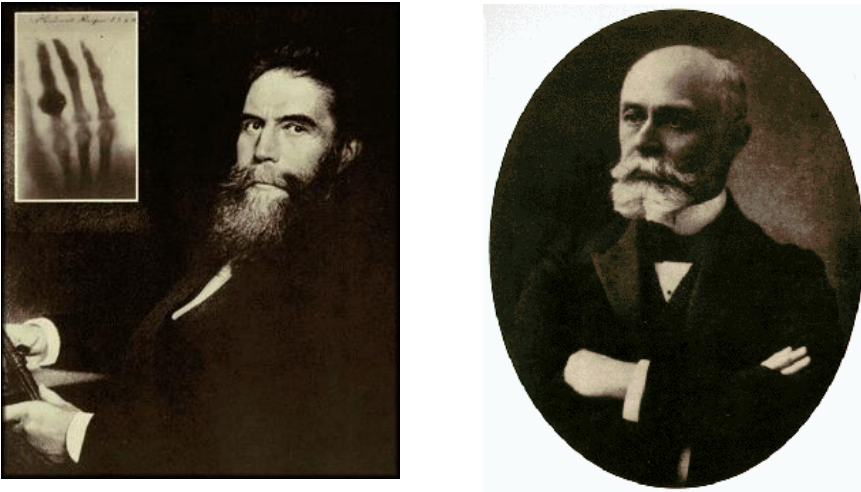
2.1 Η ραδιενέργεια

Την 1η Μαρτίου 1896, δύο μόλις μήνες μετά την ανακάλυψη των ακτίνων-X από τον W.C. Roentgen, ο A.-H. Becquerel (*Διάγρ. 2-1*) ανακάλυψε, λίγο πολύ τυχαία, το φαινόμενο της **ραδιενέργειας**. Ο Becquerel, ο οποίος μελετούσε τα φαινόμενα του φθορισμού των ενώσεων του ουρανίου, παρατήρησε, ότι μία ακτινοβολία, που εκπέμπεται από το καλιούχο θειϊκό ουρανύλιο οδήγησε στο μαύρισμα φωτογραφική πλάκας τυλιγμένης σε χονδρό μαύρο χαρτί (*Διάγρ. 2-2*). Ήδη το 1858 ο ανειδίκευτος του εφευρέτη της φωτογραφίας, C.F.A. Niepce de Saint-Victor, περιέγραψε, ότι εικόνες, που σχεδιάσθηκαν με νιτρικό ουρανύλιο προσβάλλουν φωτογραφικό χαρτί εμποτισμένο με χλωριούχο άργυρο ακόμα και στο σκοτάδι. Το 1884 ο A. Ditte, προσπαθώντας να εξηγήσει την παρατήρηση του Niepce de Saint-Victor, βρέθηκε πάρα πολύ κοντά στην ανακάλυψη του Becquerel.

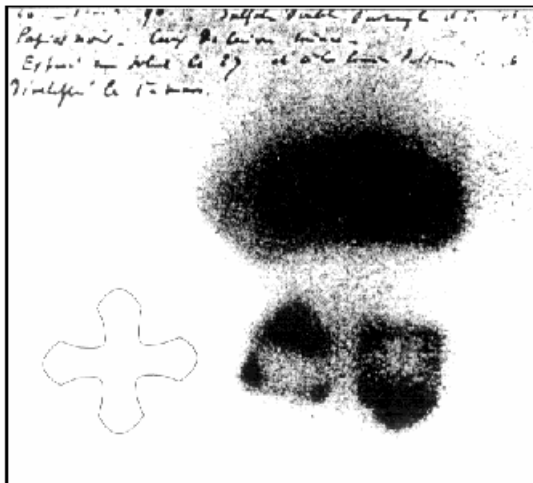
Ο Pierre και η Marie Curie (*Διάγρ. 2-3*), ενθουσιασμένοι από την ανακάλυψη του Becquerel, άρχισαν να μελετούν τον ιονισμό, που προκαλεί η ακτινοβολία των διαφόρων ορυκτών και αλάτων του ουρανίου. Οι δύο ερευνητές απέδειξαν σε μερικές μόνο εβδομάδες, ότι η ένταση της ακτινοβολίας είναι ανάλογη της ποσότητας του ουρανίου και ανεξάρτητη του είδους της ενώσεως καθώς επίσης της επιδράσεως φωτός και θερμότητας. Από την άλλη μεριά, η παρατήρηση, ότι το καθαρό μεταλλικό ουράνιο παρουσιάζει πολλές φορές ένταση ακτινοβολίας μικρότερη από ορισμένα ορυκτά του, οδήγησαν στην ανακάλυψη της ραδιενέργειας του θορίου (Απρίλιος 1898) καθώς επίσης των νέων στοιχείων **πολώνιο** (Po, καλοκαίρι 1898) και **ράδιο** (Ra, 26.12.1898).

Οι ανακαλύψεις αυτές προκάλεσαν μεγάλη εντύπωση στον επιστημονικό κόσμο και έδωσαν κίνητρα σε πολλούς ερευνητές να ασχοληθούν με τη μελέτη και ανάλυση των ορυκτών του ουρανίου. Μέχρι το 1903 ανακαλύφθηκαν πάνω από 10 ραδιενεργές ουσίες.

Μέχρι το 1913 ο αριθμός των *ραδιοστοιχείων* ανέβηκε στα 40 δημιουργώντας προβλήματα κατάταξής τους στις 7 μόνο διαθέσιμες θέσεις του περιοδικού πίνακα μεταξύ του βισμούθιου, θορίου και ουρανίου. Το πρόβλημα αυτό λύθηκε από τον F. Soddy, που αντικατέστησε τον όρο **ραδιοστοιχείο** με τον όρο **ισότοπο**. Οι φυσικοί από την άλλη πλευρά έριξαν



Διάγρ. 2-1: Ο W. C. Roentgen (αριστερά) και A. H. Becquerel (δεξιά)



Διάγρ. 2-2: Η ιστορική φωτογραφία, που οδήγησε τον A.-H. Becquerel στην ανακάλυψη του φαινομένου της ραδιενέργειας.



Διάγρ. 2-3: Το ζεύγος Marie και Pierre Curie στο εργαστήριό τους στο Παρίσι.

όλη την προσπάθειά τους στην μελέτη της υφής της ακτινοβολίας, που εκπέμπεται από το ουράνιο και τα άλλα ραδιενεργά νουκλίδια, που ανακαλυπτόταν. Χρησιμοποιώντας φωτογραφικές πλάκες, ηλεκτρόμετρα και μαγνητικά πεδία απέδειξαν σύντομα, ότι η ακτινοβολία είναι σύνθετη και όχι ενιαία. Ο E. Rutherford (1902) προσπάθησε να συστηματοποιήσει τα είδη της ακτινοβολίας θέτοντας συγχρόνως τη βάση της ονοματολογίας της (ακτίνες- α , - β και - γ). Σύμφωνα με τον Rutherford υπάρχουν τρία είδη ακτίνων:

- α :** Ακτίνες, που αποτελούνται από θετικά φορτισμένα σωματίδια του μεγέθους ενός ατόμου του στοιχείου ηλίου, που κινούνται με μεγάλη ταχύτητα και υφίστανται μικρή απόκλιση στο μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο.
- β :** Ακτίνες, που αποτελούνται από αρνητικά σωματίδια, τα οποία υφίστανται ισχυρή απόκλιση στα πεδία και δείχνουν ανάλογη συμπεριφορά με τις καθοδικές ακτίνες.
- γ :** Ακτίνες, που δεν δείχνουν απόκλιση σε πεδία και δεν φέρουν

φορτίο.

Το 1909 αποδείχθηκε φασματομετρικά από τον Rutherford και τους συνεργάτες του, ότι η ακτινοβολία-α πράγματι αποτελείται από πυρήνες ηλίου. Η ακτινοβολία-β, και ιδιαίτερα το πρόβλημα της διατήρησης της ενέργειας κατά την εκπομπή της, ταλαιπώρησε τους επιστήμονες για αρκετά χρόνια, μέχρις ότου ο W. Pauli το 1933 κατόρθωσε να δώσει μία θεωρητική εξήγηση εισάγοντας τη θεωρία του **αντινετρίνο**, ενός σωματιδίου με σχεδόν μηδενική μάζα που λαμβάνει ένα τμήμα της ενέργειας διασπάσεως. Από την άλλη μεριά ο A.S. Eve το 1904, μελετώντας την ικανότητα ιονισμού των ακτίνων-X και -γ σε διάφορα αέρια, κατέληξε ότι τα δύο είδη της ακτινοβολίας έχουν την ίδια υφή. Έτσι οι ακτίνες-α και -β έχουν σωματιδιακή υφή, ενώ οι ακτίνες-γ ηλεκτρομαγνητική, όπως και ακτίνες-X.

2.2 Νόμοι της ραδιενεργού διασπάσεως

Ραδιενεργός διάσπαση ονομάζεται η μετάπτωση ενός ασταθούς νουκλιδίου σε ένα σταθερότερο ή σταθερό με σύγχρονη εκπομπή σωματιδιακής ή και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Ένα νουκλίδιο είναι σταθερό, όταν η μάζα του είναι μικρότερη από το άθροισμα της μάζας όλων των προϊόντων μίας ενδεχόμενης διασπάσεώς του. Η ενέργεια συνδέσεως των σταθερών νουκλιδίων είναι μεγαλύτερη από το άθροισμα της ενέργειας συνδέσεως των προϊόντων της διασπάσεως τους.

Η ραδιενεργός διάσπαση είναι φαινόμενο καθαρά στατιστικό. Οι πυρήνες διασπώνται ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλο. Η πιθανότητα διασπάσεως εξαρτάται μόνο από τις ιδιότητες και τη δομή των πυρήνων. Η χημική και φυσική κατάσταση του νουκλιδίου αριθμού των πυρήνων δεν επηρεάζουν σημαντικά την πιθανότητα ασπασεως. Η διάσπαση ενός ορισμένου πυρήνα σε μία καθορισμένη χρονική στιγμή δεν μπορεί να προβλεφθεί.

Αν υφίσταται ένας μεγάλος αριθμός ατόμων ενός νουκλιδίου, τότε ο αριθμός των πυρήνων, που διασπάται στη μονάδα του χρόνου, είναι ανάλογος του συνολικού αριθμού των πυρήνων.

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N$$

Η σταθερά αναλογίας λ ονομάζεται **σταθερά διασπάσεως**, έχει μονάδες

$[s^{-1}]$ και είναι χαρακτηριστική για κάθε νουκλίδιο.

Η ολοκλήρωση της παραπάνω σχέσεως δίνει την **εκθετική σχέση της ραδιενεργού διασπάσεως**.

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Η σταθερά διασπάσεως ενός νουκλιδίου ισούται με το λόγο του λογάριθμου του 2 δια του **χρόνου υποδιπλασιασμού** του.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{0.69315}{t_{1/2}}$$

Χρόνος υποδιπλασιασμού ονομάζεται ο χρόνος, που απαιτείται για τη διάσπαση του μισού αριθμού των διαθέσιμων πυρήνων ενός νουκλιδίου.

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω σχέσεις η εκθετική σχέση της ραδιενεργού διασπάσεως μπορεί να πάρει και τη μορφή

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

Από αυτή τη μορφή της σχέσης είναι προφανές, ότι μετά από ένα χρόνο υποδιπλασιασμού υφίσταται μόνο ο μισός αριθμός, μετά από δύο το ένα τέταρτο και μετά από δέκα το ένα χιλιοστό περίπου ($1/1024$) των αρχικών πυρήνων.

Ο ρυθμός διασπάσεως ενός νουκλιδίου εκφράζεται σε διασπάσεις ανά δευτερόλεπτο. Για το ρυθμό διασπάσεως ισχύει, φυσικά, η αντίστοιχη εκθετική σχέση

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

Η μονάδα του ρυθμού διασπάσεως ενός ραδιονουκλιδίου στο Διεθνές Σύστημα Μονάδων (SI) είναι το **Becquerel (Bq)**, που αντιστοιχεί σε μία διάσπαση ανά δευτερόλεπτο (s^{-1}). Μία άλλη μονάδα, που παρά την επίσημη κατάργησή της, χρησιμοποιείται ακόμα πολύ στην πράξη είναι το **Curie (Ci)**. Το Curie ορίζεται από τον αριθμό των διασπάσεων ενός γραμμαρίου ^{226}Ra ανά δευτερόλεπτο ($1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} [s^{-1}] = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$).

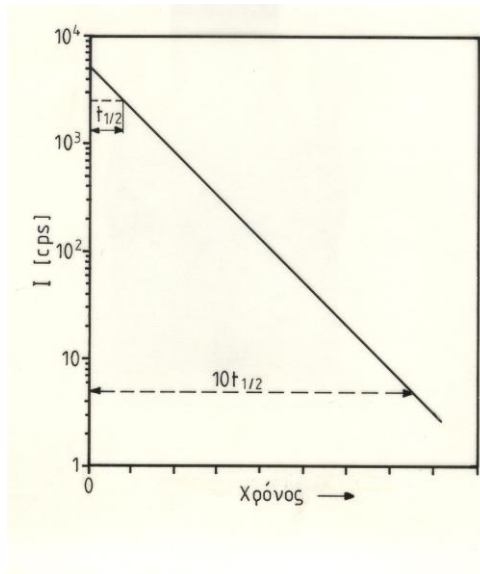
Οι ανιχνευτικές διατάξεις, που χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της ακτινοβολίας, καταγράφουν μόνο ένα ποσοστό της ακτινοβολίας, που εκπέμπει ένα ραδιενεργό παρασκεύασμα. Ο καταγραφόμενος αριθμός διασπάσεων I ισούται με το γινόμενο του πραγματικού ρυθμού διασπάσεων A επί έναν συντελεστή η , που ονομάζεται **απόδοση του ανιχνευτή**.

$$I = \eta \times A$$

Για τον αριθμό των διασπάσεων, που καταγράφονται από ένα ανιχνευτικό σύστημα, ισχύει η αντίστοιχη εκθετική συνάρτηση

$$I = I_0 e^{-\lambda t}$$

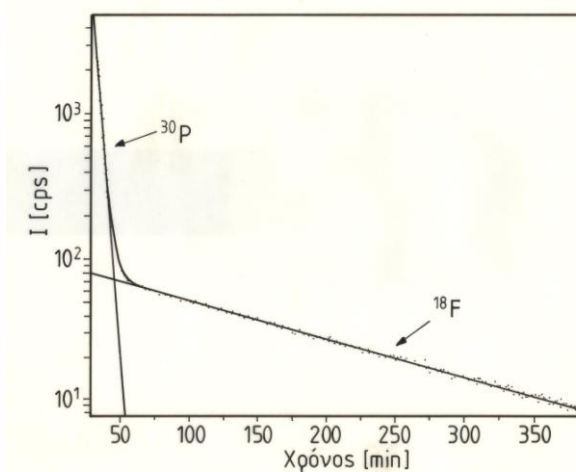
Η παράσταση της μεταβολής του ρυθμού διασπάσεως ενός ραδιενεργού νουκλιδίου ως προς τον χρόνο έχει, σε ημιλογαριθμική κλίμακα, τη μορφή μίας ευθείας, από την κλίση της οποίας είναι δυνατός και ο γραφικός υπολογισμός του χρόνου υποδιπλασιασμού του (Διάγρ. 2-4).



Διάγρ. 2-4: Μεταβολή του ρυθμού διασπάσεως νουκλιδίου (σε cps: counts per second) ως προς το χρόνο.

Η ολική ραδιενέργεια μείγματος νουκλιδίων, που δεν έχουν γενετική εξάρτηση μεταξύ τους, ισούται με το άθροισμα της ραδιενέργειας των επιμέρους νουκλιδίων (Διάγρ. 2-5).

$$A_t = A_1 + A_2 + A_3 + \dots$$



Διάγρ. 2-5: Μεταβολή του συνολικού ρυθμού διασπάσεως μείγματος ^{30}P και ^{18}F (cps: counts per second).

Ένα πολύ συνηθισμένο φαινόμενο είναι επίσης η διάσπαση ενός νουκλιδίου με περισσότερους από έναν τρόπους.

Η πιο συνηθισμένη μορφή διασπάσεως είναι η διπλή διάσπαση (π.χ. το ^{138}La , διασπάται κατά 32% με β^- -διάσπαση σε ^{138}Ce και κατά 68% με σύλληψη ηλεκτρονίου σε ^{138}Ba).

Αν λ_1 και λ_2 είναι οι σταθερές των δύο τρόπων διασπάσεως, τότε για τη συνολική διάσπαση ισχύει η σχέση

$$-\frac{dN}{dt} = (\lambda_1 + \lambda_2)N$$

Στην περίπτωση αυτή ο ρυθμός σχηματισμού των νουκλιδίων N_1 και N_2 από το μητρικό N δίνεται από τις σχέσεις

$$\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_2 N$$

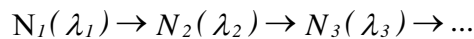
Η συνολική σταθερά διασπάσεως του νουκλιδίου ισούται με το άθροισμα των επιμέρους σταθερών, πράγμα που συνεπάγεται ότι

$$\frac{1}{t_{1/2}} = \sum_1^i \frac{1}{(t_{1/2})_i}$$

Η παραπάνω σχέση επισημαίνει, ότι οι μερικοί χρόνοι υποδιπλασιασμού είναι πάντοτε μεγαλύτεροι από τον αντίστοιχο ολικό. Οι μερικοί χρόνοι υποδιπλασιασμού μπορούν να υπολογισθούν αλλά όχι να μετρηθούν. Η εκατοστιαία συνεισφορά των επιμέρους διασπάσεων στην ολική διάσπαση ονομάζεται **λόγος διακλαδώσεως της διασπάσεως**.

2.3 Ραδιενεργός ισορροπία

Σε πολλές περιπτώσεις τα προϊόντα της διασπάσεως ραδιενεργών νουκλιδίων δεν είναι σταθερά αλλά ραδιενεργά νουκλίδια



Σε μία σειρά ραδιενεργών διασπάσεων η μεταβολή του αριθμού των πυρήνων N_i του i -νουκλιδίου δεν μπορεί να περιγραφεί απλά από το γινόμενο $(-\lambda_i N_i)$, αλλά από μία πιο σύνθετη σχέση, που λαμβάνει υπόψη και τη συνεχή παραγωγή του από το μητρικό του νουκλίδιο. Έτσι για το δεύτερο μέλος μίας σειράς ραδιενεργών διασπάσεων ισχύει η σχέση

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} - \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

από την οποία με ολοκλήρωση μπορεί να ληφθεί ο αντίστοιχος αριθμός των πυρήνων του νουκλιδίου

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (N_1)_0 [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}]$$

Λαμβάνοντας υπόψη, ότι

$$(N_1)_0 = \frac{N_1}{e^{-\lambda_1 t}}$$

η παραπάνω σχέση μπορεί να πάρει τη μορφή

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1 [1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}]$$

Αν στο χρόνο $t = 0$ (αρχή της παρατηρήσεως) ο αριθμός των πυρήνων του νουκλιδίου 2 δεν ήταν ίσος με μηδέν αλλά $(N_2)_0$, τότε η διάσπαση των επιπλέον πυρήνων πρέπει να ληφθεί υπόψη με την προσθήκη ενός περαιτέρω όρου στην παραπάνω σχέση

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (N_1)_0 [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}] + (N_2)_0 e^{-\lambda_2 t}$$

Η σχέση, που περιγράφει την μεταβολή του αριθμού των πυρήνων του τρίτου μέλους μίας ραδιενεργού σειράς είναι ακόμη πιο σύνθετη

$$N_3 = \lambda_1 \lambda_2 (N_1)_0 \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right]$$

Εάν πάλι στο χρόνο $t=0$ ο αριθμός των πυρήνων των νουκλιδίων 2 ή και 3 δεν ήταν ίσος με μηδέν, πρέπει να προστεθούν στην παραπάνω σχέση οι αντίστοιχοι όροι, που περιγράφουν την διάσπασή τους.

Ραδιενεργός ισορροπία μεταξύ δύο γενετικά συνδεδεμένων νουκλιδίων υφίσταται, όταν ο λόγος των ατόμων τους παραμένει σταθερός

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \text{Σταθερό}$$

Λαμβάνοντας υπόψη, ότι ραδιενεργός ισορροπία μπορεί να υπάρξει μόνον όταν ο χρόνος υποδιπλασιασμού του μητρικού νουκλιδίου είναι μεγαλύτερος από το χρόνο υποδιπλασιασμού του θυγατρικού, μπορούν να διακριθούν δύο περιπτώσεις:

1. **η διαρκής ισορροπία**, όταν $(t_{1/2})_1 \gg (t_{1/2})_2$ δηλαδή $\lambda_1 \ll \lambda_2$
2. **η μεταβατική ισορροπία**, όταν $(t_{1/2})_1 > (t_{1/2})_2$ δηλαδή $\lambda_1 < \lambda_2$

Στην περίπτωση της διαρκούς ισορροπίας ένα μακρόβιο ραδιονουκλίδιο διασπάται σε ένα συγκριτικά βραχύβιο. Αν στην αρχή της παρατηρήσεως ($t = 0$) δεν υπήρχαν άτομα του θυγατρικού νουκλιδίου, τότε η ένταση της ραδιενέργειας (και ο αριθμός των ατόμων) του θυγατρικού νουκλιδίου αυξάνεται εκθετικά με τον χρόνο και πλησιάζει ασυμπτωτικά την κατάσταση ισορροπίας. Σ' αυτή την περίπτωση η συνθήκη ισορροπίας καθορίζεται από το χρόνο υποδιπλασιασμού του θυγατρικού νουκλιδίου

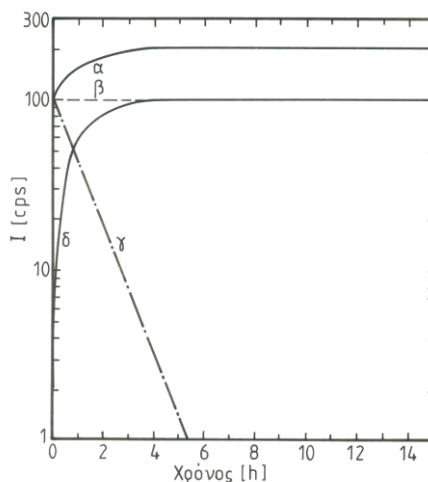
$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 [1 - e^{-\lambda_2 t}]$$

Στην κατάσταση ισορροπίας, που πρακτικά υφίσταται ήδη μετά από 6 περίπου χρόνους υποδιπλασιασμού του θυγατρικού νουκλιδίου (Διάγρ. 2-6), ισχύει η σχέση

$$N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2$$

Δεδομένου ότι η ένταση της ραδιενέργειας του μητρικού νουκλιδίου δεν μεταβάλλεται πρακτικά κατά τη διάρκεια του χρόνου παρατηρήσεως, η συνολική ένταση της ραδιενέργειας δίνεται από τη σχέση

$$A = A_1 + A_2 = (A_1)_0 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (A_1)_0 (1 - e^{-\lambda_2 t})$$



40

Διάγρ. 2-6: Παράδειγμα διαρκούς ισορροπίας (α: μεταβολή της ραδιενέργειας του μητρικού νουκλιδίου μετά από διαχωρισμό, β: ραδιενέργεια οφειλόμενη στο πολύ μακρόβιο μητρικό ραδιονουκλίδιο (αυτή είναι και η ραδιενέργεια του θυγατρικού νουκλιδίου στο σύστημα μητρικό + θυγατρικό νουκλίδιο), γ: μεταβολή της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου μετά από πρόσφατο διαχωρισμό, δ: μεταβολή της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου σε πρόσφατα διαχωρισμένο μητρικό).

Στη μεταβατική ισορροπία δεν μπορεί να αγνοηθεί η διάσπαση του μητρικού νουκλιδίου κατά τη διάρκεια του χρόνου παρατηρήσεως. Ραδιενεργός ισορροπία σ' αυτή την περίπτωση υφίσταται όταν

$$[1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}] = 1$$

Στην πράξη ραδιενεργός ισορροπία υφίσταται μετά από χρόνο

$$t > 10 \frac{(t_{1/2})_1 (t_{1/2})_2}{(t_{1/2})_1 - (t_{1/2})_2}$$

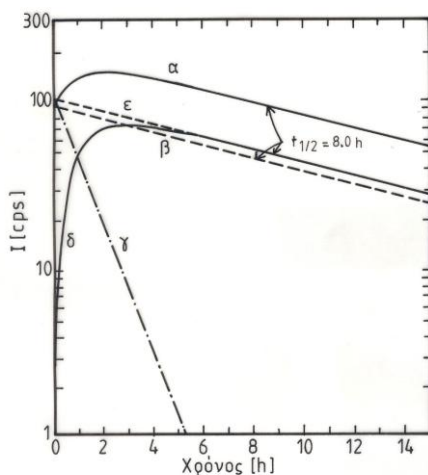
Στην κατάσταση ισορροπίας ισχύει η σχέση

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1 = \frac{(t_{1/2})_2}{(t_{1/2})_1 - (t_{1/2})_2} N_1$$

και κατά συνέπεια

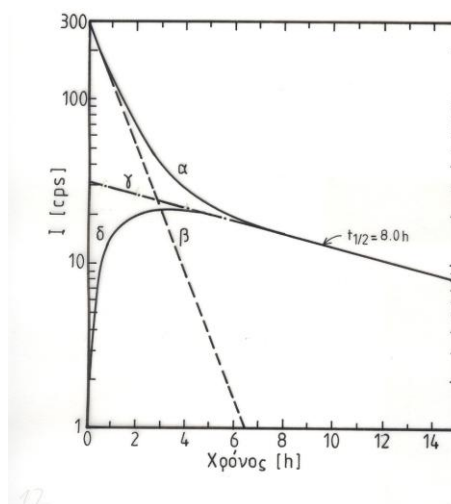
$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 N_2} = I \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = I \cdot \frac{(t_{1/2})_2}{(t_{1/2})_1}$$

Η ραδιενέργεια του θυγατρικού νουκλιδίου μεταβάλλεται κατά τη διάρκεια της παρατήρησης εκθετικά ως προς τον χρόνο υποδιπλασιασμού του μητρικού νουκλιδίου (Διάγρ. 2-7).



Διάγρ. 2-7: Παράδειγμα μεταβατικής ισορροπίας (α: μεταβολή της ραδιενέργειας του καθαρού μητρικού νουκλιδίου, β: ραδιενέργεια οφειλόμενη στο μητρικό ραδιονουκλίδιο ($t_{1/2} = 8$ ώρες), γ: μεταβολή της ραδιενέργειας του πρόσφατα διαχωρισμένου θυγατρικού νουκλιδίου ($t_{1/2} = 0.8$ ώρες), δ: μεταβολή της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου σε πρόσφατα διαχωρισμένο μητρικό, ε: ολική ραδιενέργεια του θυγατρικού νουκλιδίου στο σύστημα μητρικό + θυγατρικό νουκλίδιο).

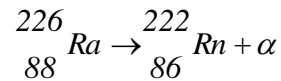
Στην περίπτωση, που το μητρικό νουκλίδιο είναι πιο βραχύβιο από το θυγατρικό, δεν μπορεί να υπάρξει κατάσταση ραδιενεργού ισορροπίας. Αν πραγματοποιηθεί στην αρχή της παρατήρησης (χρόνος $t=0$) διαχωρισμός του μητρικού νουκλιδίου από το θυγατρικό, η ένταση της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου θα αυξηθεί στη συνέχεια, εξαιτίας της διασπάσεως του μητρικού, θα φθάσει ένα μέγιστο και μετά θα ελαττωθεί (Διάγρ. 2-8). Η ελάττωση ακολουθεί τον δικό του και όχι τον χρόνο υποδιπλασιασμού του μητρικού νουκλιδίου.



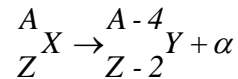
Διάγρ. 2-8: Διάσπαση βραχύβιου μητρικού νουκλιδίου σε μακρόβιο θυγατρικό (α: ολική ραδιενέργεια, β: ραδιενέργεια οφειλόμενη στο μητρικό νουκλίδιο ($t_{1/2} = 0.8$ ώρες), γ: προέκταση της τελικής καμπύλης διάσπασης στο χρόνο μηδέν, δ: ραδιενέργεια του αρχικά καθαρού μητρικού νουκλιδίου)

2.4 Η α -διάσπαση

Η α -διάσπαση είναι το πρώτο είδος διασπάσεως, που ανακαλύφθηκε και μελετήθηκε στις αρχές του αιώνα μας. Κατά την α -διάσπαση ο πυρήνας εκπέμπει έναν πυρήνα ${}^4\text{He}$ (σωματίδιο- α) και μεταπίπτει σ' έναν πυρήνα με δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια λιγότερα του αρχικού, π.χ.



Η α -διάσπαση είναι ενεργειακά δυνατή σε βαρείς πυρήνες με μαζικό αριθμό $A > 140$. Η ενέργεια, που απελευθερώνεται κατά την α -διάσπαση (ενέργεια- Q της διασπάσεως), μπορεί να υπολογισθεί από τη διαφορά μάζας του νουκλιδίου, που διασπάται, και των προϊόντων της διασπάσεώς του. Έτσι στη γενική περίπτωση της α -διασπάσεως



η ενέργεια Q , που απελευθερώνεται δίνεται από τη σχέση

$$Q = [m({}_{Z}^A X) - m({}_{Z-2}^{A-4} Y) - m(\alpha)] c^2$$

Αν κατά την εκπομπή του σωματιδίου- α δεν σχηματισθεί κάποια διεγερμένη κατάσταση του θυγατρικού πυρήνα, η συνολική ενέργεια διασπάσεως Q αποδίδεται με τη μορφή κινητικής ενέργειας στα προϊόντα της διασπάσεως

$$Q = E_{\alpha} + E_Y$$

Η κατανομή της ενέργειας διέπεται από την αρχή της διατηρήσεως της ορμής και είναι αντιστρόφως ανάλογη της μάζας των προϊόντων της αντιδράσεως

$$\frac{E_{\alpha}}{E_Y} = \frac{m_Y}{m_{\alpha}}$$

Ο χρόνος υποδιπλασιασμού των α -ραδιενεργών νουκλιδίων καλύπτει μία μεγάλη περιοχή από $0.3 \mu\text{s}$ (${}^{212}\text{Po}$) μέχρι $5 \cdot 10^{15}$ χρόνια (${}^{144}\text{Nd}$).

Το 1911 οι H. Geiger και J.M. Nuttall ανακάλυψαν μία εμπειρική σχέση μεταξύ της εμβέλειας στον αέρα (R) των σωματιδίων- α , που εκπέμπονται

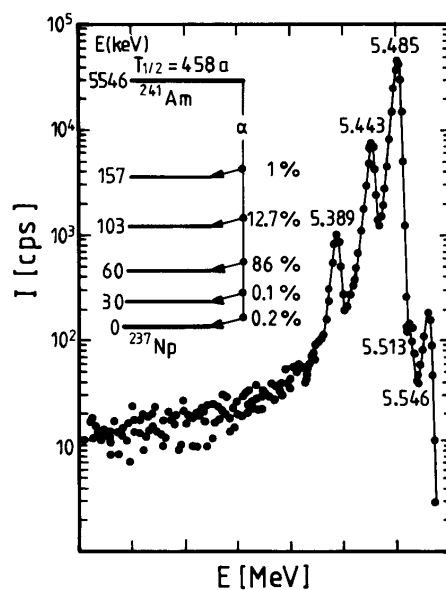
Από τη σχέση αυτή είναι προφανής η άμεση εξάρτηση της σταθεράς διασπάσεως και του χρόνου υποδιπλασιασμού από την ενέργεια, που απελευθερώνεται στην α -διάσπαση.

Η ενέργεια των σωματιδίων- α , που εκπέμπονται στις α -διασπάσεις, κυμαίνεται μεταξύ 4 και 9 MeV και εξαρτάται από τη διαφορά ενέργειας των ενεργειακών καταστάσεων του μητρικού και του θυγατρικού νουκλιδίου. Αν η μετάπτωση λαμβάνει χώρα από τη βασική κατάσταση του μητρικού στη βασική κατάσταση του θυγατρικού νουκλιδίου, τότε όλα τα σωματίδια- α έχουν την ίδια ενέργεια, που είναι χαρακτηριστική για το ραδιονουκλίδιο. Στην περίπτωση αυτή ανήκει η α -διάσπαση πολλών (α, α)-πυρήνων. Η διάσπαση των υπολοίπων α -ραδιενεργών νουκλιδίων χαρακτηρίζεται από μεταπτώσεις σε διάφορες ενεργειακές καταστάσεις του θυγατρικού πυρήνα, πράγμα που οδηγεί στην εκπομπή ομάδων σωματιδίων- α με διαφορετικές, αλλά πάλι χαρακτηριστικές για το νουκλίδιο, ενέργειες. Ιδιαίτερη σημασία σ' αυτή την περίπτωση έχει το σπιν του πυρήνα που διασπάται και του θυγατρικού του. Επειδή το σωματίδιο- α έχει σπιν ίσο με μηδέν, μεταπτώσεις ανάμεσα σε καταστάσεις του μητρικού και του θυγατρικού πυρήνα με το ίδιο σπιν εμφανίζονται με μεγαλύτερη πιθανότητα. Η περαιτέρω αποδιέγερση των διεγερμένων καταστάσεων, που προκύπτουν από διασπάσεις αυτού του είδους, πραγματοποιείται με εκπομπή ακτινοβολίας- γ .

Το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων- α παρουσιάζει συγκεκριμένες κορυφές και παρέχει πληροφορίες για την πυρηνική δομή του συστήματος. Η ένταση των επιμέρους κορυφών του φάσματος είναι άμεσα συνδεδεμένη με τη πιθανότητα της μεταπτώσεως. Στο *Διάγρ. 2-10* δίνεται το **διάγραμμα διασπάσεως** του ^{241}Am μαζί με το φάσμα των σωματιδίων- α , που εκπέμπει. Τα διαγράμματα διασπάσεως παρέχουν μία εποπτική εικόνα της δομής και διασπάσεως των ατομικών πυρήνων. Οι παχιές πλάγιες γραμμές από δεξιά προς τα αριστερά παριστάνουν τις α -μεταπτώσεις σε συγκεκριμένες ενεργειακές καταστάσεις του θυγατρικού νουκλιδίου ^{237}Np . Η περαιτέρω αποδιέγερση αυτών των ενεργειακών καταστάσεων μπορεί να γίνει με εκπομπή ακτίνων- γ .

Η θεωρητική ερμηνεία της α -διασπάσεως δημιούργησε πολλές δυσκολίες πριν την ανάπτυξη της κβαντομηχανικής. Η δυσκολία αυτή μπορεί να γίνει κατανοητή με το εξής παράδειγμα: Το ^{214}Po εκπέμπει ακτινοβολία- α ενέργειας 7.68 MeV. Τα σωματίδια- α , που εκπέμπονται, σκεδάζονται, αλληλεπιδρώντας με πυρήνες ^{238}U , αλλά δεν μπορούν να απορροφηθούν από αυτούς γιατί η ενέργειά τους είναι χαμηλότερη από το φράγμα δυναμικού

Διάγρ. 2-10: Ενεργειακό φάσμα της ακτινοβολίας-α και διάγραμμα των α-διασπάσεων του ^{241}Am .



Coulomb. Από την άλλη μεριά, το ^{238}U εκπέμπει σωματίδια-α ενέργειας 4.19 MeV, που κι αυτά έχουν ενέργεια χαμηλότερη από το φράγμα δυναμικού. Το παράδοξο αυτό εξηγήθηκε το 1928 από τους G. Gamow, R.W. Gurney και E.U. Condon, οι οποίοι ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλο, πρότειναν ότι ένα σωματίδιο μπορεί με μικρότερη πιθανότητα να ευρίσκεται σ' ένα σημείο με μεγαλύτερη δυναμική ενέργεια από τη συνολική ενέργεια του σωματιδίου. Το γινόμενο της διαφοράς ενέργειας επί τον χρόνο πρέπει φυσικά να κυμαίνεται στα όρια της κβαντομηχανικής απροσδιοριστίας της σταθεράς του Planck

$$\Delta E \Delta t = h$$

Το σωματίδιο "διασχίζει" το φράγμα δυναμικού και γι' αυτό το λόγο το φαινόμενο ονομάστηκε **φαινόμενο σήραγγας (tunnel effect)** (Διάγρ. 2-11). Η πιθανότητα ενός σωματιδίου-α να διασχίσει το φράγμα δυναμικού P μπορεί να υπολογισθεί με βάση την **εξίσωση του Schrödinger**

$$P = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m} \int_R^{R_E} \sqrt{E_{pot}(r) - E_\alpha} dr}$$

όπου $E_{pot}(r)$ η δυναμική ενέργεια σε απόσταση r από το κέντρο του πυρήνα

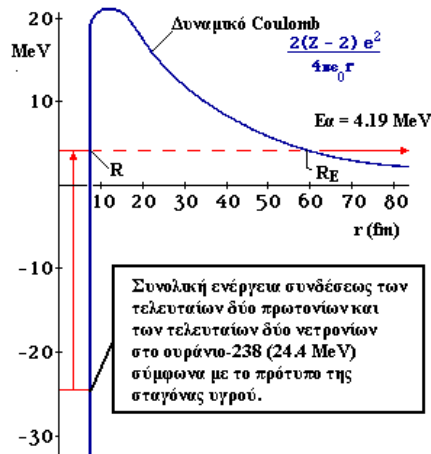
$$E_{pot}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r}$$

και m η ανηγμένη μάζα του συστήματος σωματίδιο-α - θυγατρικός πυρήνας

$$m = \frac{m_\alpha m_{(Z-2, A-4)}}{m_\alpha + m_{(Z-2, A-4)}}$$

Τα όρια της ολοκλήρωσης για την περίπτωση του ^{238}U δίνονται στο Διάγρ. 2-11. Από τις παραπάνω σχέσεις είναι εμφανές, ότι η πιθανότητα διασχίσεως του φράγματος δυναμικού ελαττώνεται αυξανόμενου του ύψους και του πλάτους του. Γι' αυτό τον λόγο οι πυρήνες, που εκπέμπουν σωματίδια-α μεγάλης ενέργειας, έχουν μικρότερο χρόνο υποδιπλασιασμού από τους αντίστοιχους, που εκπέμπουν σωματίδια-α μικρότερης ενέργειας.

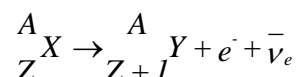
Διάγρ. 2-11: Φαινόμενο σή-ραγος. Εκπομπή σωματιδίων-α ενέργειας 4.19 MeV από το ^{238}U .



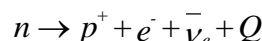
2.5 Η β-διάσπαση

Με το όνομα β-διάσπαση χαρακτηρίζονται συλλογικά τρία είδη διασπάσεων με κοινό χαρακτηριστικό τη μεταβολή του αριθμού των νετρονίων και των πρωτονίων του διασπαζόμενου πυρήνα κατά μία μονάδα αλλά τη διατήρηση του μαζικού αριθμού του συστήματος. Δηλαδή στη β-διάσπαση προκύπτουν ισοβαρή προϊόντα διασπάσεως. Τα τρία επιμέρους είδη διασπάσεως είναι - η **β⁻ διάσπαση**, η **β⁺ διάσπαση** και η **σύλληψη ηλεκτρονίου**.

Στην β⁻-διάσπαση ένα νετρόνιο του πυρήνα μετατρέπεται σ' ένα πρωτόνιο. Κατ' αυτόν τον τρόπο προκύπτουν θυγατρικά νουκλίδια με ατομικό αριθμό κατά μία μονάδα μεγαλύτερο των μητρικών.



Η αρχή της διατηρήσεως του ηλεκτρικού φορτίου απαιτεί στη β⁻-διάσπαση τη σύγχρονη εκπομπή ενός ηλεκτρονίου. Στη διάσπαση λαμβάνει επίσης μέρος ένα ακόμη σωματίδιο ηλεκτρικά ουδέτερο, με πάρα πολύ μικρή (σχεδόν μηδενική) μάζα και κβαντικό αριθμό σπιν ίσο με 1/2. Το σωματίδιο αυτό, που η παρουσία του απαιτείται κι από την αρχή της διατηρήσεως της στροφορμής και εξηγεί την μορφή των ενεργειακών φασμάτων των ηλεκτρονίων, που εκπέμπονται, ονομάζεται **ηλεκτρονικό αντινεutrino**.



Για να λάβει χώρα β⁻-διάσπαση πρέπει η μάζα του μητρικού νουκλιδίου να είναι μεγαλύτερη από τη μάζα του θυγατρικού νουκλιδίου

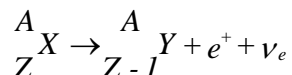
$$m({}^A_Z X) + Zm_e > m({}^A_{Z+1} Y) + Zm_e + m_e$$

Η ενέργεια **Q**, που απελευθερώνεται στη β⁻-διάσπαση μπορεί να υπολογισθεί από τις αντίστοιχες μάζες του μητρικού και του θυγατρικού νουκλιδίου

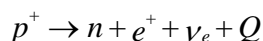
$$Q = [M(\frac{A}{Z}X) - M(\frac{A}{Z+1}Y)]c_0^2$$

Στις παραπάνω σχέσεις m και M χαρακτηρίζουν τις μάζες των πυρήνων και των αντιστοιχών ατόμων, m_e τη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου και c_0 την ταχύτητα του φωτός.

Στην β^+ -διάσπαση ένα πρωτόνιο του πυρήνα μετατρέπεται σε νετρόνιο. Κατά τη β^+ -διάσπαση προκύπτουν ισοβαρή νουκλίδια με ατομικό αριθμό μειωμένο κατά μία μονάδα



Η αρχή της διατηρήσεως του φορτίου απαιτεί σ' αυτή την περίπτωση την εκπομπή ενός ποζιτρονίου (θετικά φορτισμένου ηλεκτρονίου), που συνοδεύεται κι από την εκπομπή ενός **ηλεκτρονιακού νετρίνο**



Τα ποζιτρόνια, που εκπέμπονται στη β -διάσπαση, έχουν πάρα πολύ μικρή διάρκεια ζωής. Μετά την εκπομπή τους συνενώνονται με ένα ηλεκτρόνιο της ύλης, εκμηδενίζεται η μάζα τους και η αντίστοιχη ενέργεια εκπέμπεται με τη μορφή δύο φωτονίων ενέργειας 511 keV το καθένα. Η εκπομπή αυτής της ακτινοβολίας (**ακτινοβολία εκμηδενισμού**) συνοδεύει χαρακτηριστικά κάθε β^+ -διάσπαση.

Τα ηλεκτρονιακά νετρίνο είναι, όπως και τα αντίστοιχα αντινετρίνο, σωματίδια ηλεκτρικά ουδέτερα με πάρα πολύ μικρή (σχεδόν μηδενική) μάζα και κβαντικό αριθμό σπιν 1/2. Η διαφορά μεταξύ του ηλεκτρονιακού νετρίνο και αντινετρίνο συνίσταται στον προσανατολισμό των διανυσμάτων της ορμής και του σπιν. Τα διανύσματα είναι παράλληλα στα αντινετρίνο και αντιπαράλληλα στα νετρίνο. Η μάζα ηρεμίας των νετρίνο είναι περισσότερο από 10000 φορές μικρότερη από τη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου ($m_\nu < 10^{-4} m_e$).

Για να λάβει χώρα β^+ -διάσπαση πρέπει η μάζα του μητρικού νουκλιδίου να είναι μεγαλύτερη από το άθροισμα της μάζας του θυγατρικού και δύο ηλεκτρονίων

$$m\left(\frac{A}{Z}X\right) + Zm_e > m\left(\frac{A}{Z-1}Y\right) + m_e + Zm_e$$

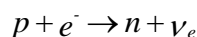
$$M\left(\frac{A}{Z}X\right) > M\left(\frac{A}{Z-1}Y\right) + 2m_e$$

Η ενέργεια Q , που απελευθερώνεται δίνεται από τη σχέση

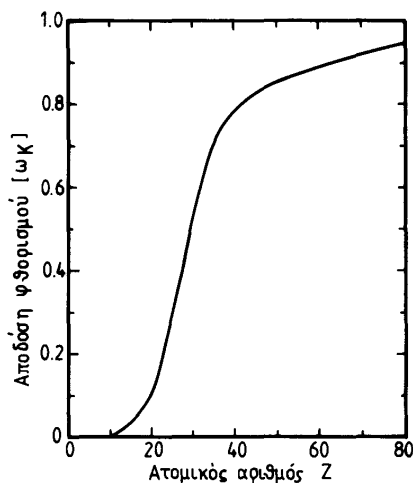
$$Q = [M\left(\frac{A}{Z}X\right) - M\left(\frac{A}{Z-1}Y\right) - 2m_e] c_0^2$$

Η τελευταία σχέση υποδεικνύει, ότι η β^+ -διάσπαση είναι ενεργειακά δυνατή μόνον όταν η μάζα του νουκλιδίου, που διασπάται, είναι τουλάχιστον κατά $2m_e c_0^2 = 1.022 \text{ MeV}$ μεγαλύτερη από τη μάζα του θυγατρικού του.

Όταν η τελευταία ενεργειακή συνθήκη δεν ισχύει, ο πυρήνας μπορεί να ελαττώσει το φορτίο του με μία ανταγωνιστική διαδικασία, τη **σύλληψη ηλεκτρονίου**. Ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο, συνήθως από την Κ-στοιβάδα, συλλαμβάνεται για να εξουδετερώσει το φορτίο ενός πρωτονίου του πυρήνα μετατρέποντας το σε νετρόνιο



Η πιθανότητα σύλληψης ηλεκτρονίων από τις ενεργειακά υψηλότερες στοιβάδες ηλεκτρονίων είναι μικρότερη από την Κ-ηλεκτρονική σύλληψη. Η κενή θέση ηλεκτρονίου καταλαμβάνεται από ηλεκτρόνια των υψηλότερων στοιβάδων. Η διαφορά της ενέργειας αποδίδεται με την εκπομπή των χαρακτηριστικών ακτίνων-Χ του θυγατρικού νουκλιδίου ή τροχιακών ηλεκτρονίων ανωτέρων στοιβάδων, **ηλεκτρονίων Auger**. Ο λόγος των εκπεμπόμενων ακτίνων-Χ ως προς τον αριθμό των κενών θέσεων ηλεκτρονίων σε μία στοιβάδα ονομάζεται **απόδοση φθορισμού (ω)**. Αντίστοιχα η διαφορά $1-\omega$ ονομάζεται **απόδοση Auger**. Στο Διάγρ. 2-12 δίνεται η εξάρτηση της αποδόσεως φθορισμού της Κ-στοιβάδας ηλεκτρονίων από τον ατομικό αριθμό των στοιχείων. Από το διάγραμμα αυτό είναι εμφανές, ότι αυξανόμενου του ατομικού αριθμού του στοιχείου αυξάνει η απόδοση φθορισμού και ελαττώνεται η απόδοση Auger. Ανάλογες σχέσεις υφίστανται και για τις άλλες στοιβάδες ηλεκτρονίων.



Διάγρ. 2-12: Εξάρτηση της αποδόσεως φθορισμού της K-στοιβάδας από τον ατομικό αριθμό των στοιχείων.

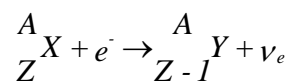
Η ταχύτητα συλλήψεως ηλεκτρονίου στη β^+ -διάσπαση εξαρτάται από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων των αντιστοίχων στοιβάδων στην περιοχή του πυρήνα. Το γεγονός αυτό υποδεικνύει τη δυνατότητα να επηρεασθεί η σταθερά διασπάσεως και κατά συνέπεια ο χρόνος υποδιπλασιασμού ενός νουκλιδίου από το χημικό του περιβάλλον. Έτσι στη β^+ -διάσπαση του ${}^7\text{Be}$ ($T_{1/2} = 53$ ημέρες) η απομάκρυνση των δύο 2s-ηλεκτρονίων του βηρυλλίου οδηγεί σε μία περαιτέρω εξάπλωση του 1s-ηλεκτρονικού του νέφους και μεταβολή της σταθεράς διασπάσεως κατά

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 10^{-3}$$

Σε ανάλογα αποτελέσματα οδηγεί η εφαρμογή μεγάλων εξωτερικών πιέσεων σε κρυσταλλικές ενώσεις του βηρυλλίου.

Στη διάσπαση με σύλληψη ηλεκτρονίου ο ατομικός αριθμός του

θυγατρικού νουκλιδίου είναι, όπως και στη β^+ -διάσπαση, κατά μία μονάδα μικρότερος του μητρικού



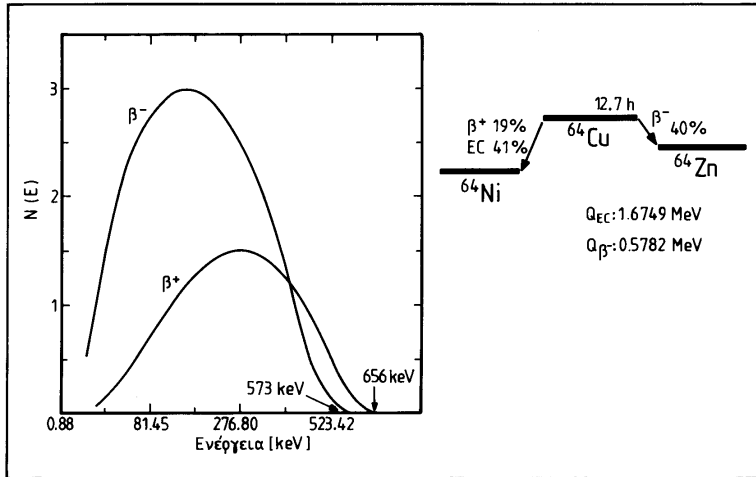
Η ενέργεια διασπάσεως υπολογίζεται επίσης από τη διαφορά της μάζας του μητρικού και θυγατρικού νουκλιδίου

$$Q = [M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z-1} Y)] c_0^2$$

Πολλοί πυρήνες, που πληρούν τις ενεργειακές προϋποθέσεις της β^+ -διασπάσεως διασπώνται συγχρόνως και με σύλληψη ηλεκτρονίου. Η πιθανότητα διασπάσεως με σύλληψη ηλεκτρονίου αυξάνει με αύξηση του ατομικού αριθμού, εξαιτίας της ελαττώσεως των ακτίνων των εσωτερικών στοιβάδων ηλεκτρονίων.

Η ενέργεια Q , που απελευθερώνεται στη β^- και τη β^+ -διάσπαση, μοιράζεται, σχεδόν κατ' αποκλειστικότητα, στο ζεύγος σωματιδίων, που εκπέμπεται (ηλεκτρόνιο - αντινεutrino ή ποζιτρόνιο - νεutrino). Η ενέργεια ανακρούσεως του θυγατρικού πυρήνα είναι, εξαιτίας της, σε σύγκριση με το ηλεκτρόνιο, μεγάλης μάζας του, πάρα πολύ μικρή. Η μορφή των φασμάτων των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων, που εκπέμπονται στη β -διάσπαση παρουσιάζει, σε σύγκριση με τα φάσματα των σωματιδίων- α της α -διασπάσεως, σημαντική διαφορά. Επειδή η ενέργεια διασπάσεως Q μεταδίδεται σε δύο σωματίδια, τα ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια παρουσιάζουν μία συνεχή ενεργειακή κατανομή μεταξύ $E=0$ και μίας μέγιστης τιμής $E=E_{\max}$ και όχι συγκεκριμένες κορυφές, όπως τα σωματίδια- α . Η τιμή κινητικής ενέργειας E_{\max} αντιστοιχεί, λόγω της μικρής ενέργειας ανακρούσεως του θυγατρικού πυρήνα, στη συνολική σχεδόν ενέργεια διασπάσεως Q . Όταν τα ηλεκτρόνια ή ποζιτρόνια λαμβάνουν την μέγιστη ενέργεια, τότε η κινητική ενέργεια των αντιστοίχων νεutrino είναι μηδενική. Μεταξύ των οριακών τιμών $E=0$ και $E=E_{\max}$, η κινητική ενέργεια μοιράζεται με διάφορες αναλογίες στα δύο σωματίδια. Στην Διάγρ. 2-13 δίνεται σχηματικά η e -νεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων της β^- και β^+ -διασπάσεως του ${}^{64}\text{Cu}$. Το μέγιστο της κατανομής ευρίσκεται μεταξύ

$1/3E_{\max}$ και $1/2E_{\max}$. Μεταξύ των φασμάτων των ηλεκτρονίων και ηλεκτρονίων σε χαμηλές ενέργειες μπορεί να παρατηρηθεί μία σημαντική διαφορά. Ο αριθμός των ποζιτρονίων με χαμηλές ενέργειες είναι, σε αντίθεση με τα ηλεκτρόνια, πάρα πολύ μικρός. Αυτό οφείλεται στην επιτάχυνση των εκπεμπομένων ποζιτρονίων από την άπωση του θετικά φορτισμένου πυρήνα.



Διάγρ. 2-13: Ενεργειακά φάσματα ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων της β -διασπάσεως του ^{64}Cu .

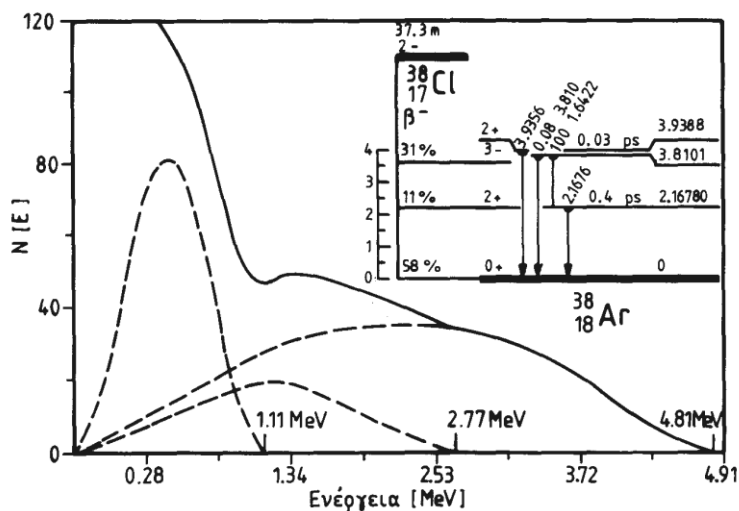
Τα φάσματα των νετρίνο, που εκπέμπονται στο τρίτο είδος της β -διασπάσεως, τη σύλληψη ηλεκτρονίου, δεν παρουσιάζουν συνεχή ενεργειακή κατανομή αλλά συγκεκριμένες κορυφές. Το νετρίνο λαμβάνει σ' αυτή την περίπτωση τη συνολική σχεδόν ενέργεια διασπάσεως.

Όταν η β -διάσπαση οδηγεί σε διεγερμένες καταστάσεις των θυγατρικών πυρήνων, η αποδιέγερση γίνεται με εκπομπή ακτινοβολίας- γ (Διάγρ. 2-14).

Κατά τον E. Fermi ο αριθμός των ηλεκτρονίων ή ποζιτρονίων N_p , τα οποία, σε μία β -διάσπαση με ενέργεια διασπάσεως Q , εκπέμπονται με ενέργεια E και ορμή p , είναι ανάλογος του αριθμού των κβαντικών καταστάσεων με αυτή την ορμή $[p^2(Q-E)^2]$

$$N_{(p)} = \frac{I}{\tau_0} M^2 F(E, Z) p^2 (Q - E)^2$$

Ο διορθωτικός παράγοντας $F(E, Z)$, που εξαρτάται από το φορτίο του πυρήνα και την ενέργεια των ηλεκτρονίων, ονομάζεται **παράγοντας Fermi**.



Διάγρ. 2-14: β^- διάσπαση του ^{38}Cl .

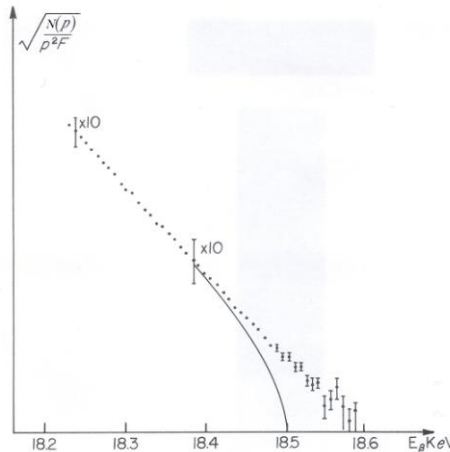
Το μητρώο M^2 είναι ένα μέτρο της αλληλεπικαλύψεως των καταστάσεων των νουκλεονίων του μητρικού και θυγατρικού πυρήνα, που λαμβάνουν μέρος στη διάσπαση. Η σταθερά τ_0 έχει την ίδια τιμή για όλες τις β^- διασπάσεις και περιλαμβάνει την γενική σταθερά αλληλεπίδρασης μεταξύ των νουκλεονίων από τη μία πλευρά και των ηλεκτρονίων και νετρίνο από την άλλη. Αυτή η αλληλεπίδραση είναι 10^{14} φορές ασθενέστερη από τις πυρηνικές δυνάμεις και ονομάζεται **ασθενής αλληλεπίδραση**. Οι διαστάσεις του τ_0 είναι χρόνος και η τιμή της περίπου **7000 s**, δηλαδή 2 ώρες.

Αν τοποθετηθεί σε διάγραμμα το μέγεθος

$$\sqrt{\frac{N_{(p)}}{p^2 F(E, Z)}}$$

για όλα τα σωματίδια-β, που εκπέμπει ένα παρασκεύασμα, ως προς την ενέργειά τους E , θα προκύψει μία ευθεία. Η ευθεία αυτή τέμνει τον άξονα των ενεργειών στο σημείο της μέγιστης ενέργειας E_{\max} της συγκεκριμένης διασπάσεως (βλ. Διάγρ. 2-15).

Διάγρ. 2-15: Διάγραμμα Fermi για τη β-διάσπαση του ${}^3\text{H}$. Η E_{\max} των σωματιδίων-β είναι 18.6 keV (Από E.K. Bergkvist, Nucl. Phys. **39B**(1972)317). Η καμπύλη αντιστοιχεί σε υπολογισμό με υποθετική μάζα νετρίνο 100 eV.



Σε περιπτώσεις β-διασπάσεων σε διάφορες ενεργειακές καταστάσεις ενός ή περισσοτέρων θυγατρικών νουκλιδίων προκύπτουν περισσότερες από μία ευθείες και τα διαγράμματα είναι πιο πολύπλοκα. Τα παραπάνω διαγράμματα ονομάζονται **διαγράμματα Fermi** ή **διαγράμματα Kurie** και επιτρέπουν, εκτός από τον προσδιορισμό της E_{\max} της διασπάσεως, την εκτίμηση της μάζας του νετρίνο. Η θεωρία του Fermi λαμβάνει υπόψη της μηδενική μάζα για τα νετρίνο. Αν η μάζα των νετρίνο ήταν μεγαλύτερη, το διάγραμμα του Fermi έπρεπε να μην είναι, στην περιοχή των μεγάλων ενεργειών ευθεία, αλλά να παρουσιάζει μία καμπύλωση. Επειδή η

καμπύλωση αυτή δεν έχει πειραματικά παρατηρηθεί η μάζα των νετρίνο πρέπει είναι μικρότερη από 1/3000 της μάζας του ηλεκτρονίου (βλ. Διάγρ. 2-15).

2.6 Η εκπομπή ακτινοβολίας-γ

Η α- και β-διάσπαση αφήνει τις περισσότερες φορές το θυγατρικό πυρήνα σε διεγερμένη κατάσταση. Σε διεγερμένη κατάσταση ευρίσκεται ο πυρήνας και μετά από πυρηνικές αντιδράσεις και μη ελαστικές κρούσεις. Η αποδιέγερση σ' όλες αυτές τις περιπτώσεις γίνεται με εκπομπή **φωτονίων (ακτινοβολίας-γ)**. Κατά την εκπομπή αυτή δεν μεταβάλλεται ούτε η μάζα ούτε ο ατομικός αριθμός του πυρήνα.

Η ακτινοβολία-γ είναι ηλεκτρομαγνητική με χαρακτηριστική ενέργεια ίση με τη διαφορά της ενέργειας της αρχικής και της τελικής καταστάσεως της μετάπτωσης. Η ενέργεια ανακρούσεως, που λαμβάνει ο πυρήνας μετά από την εκπομπή ακτινοβολίας-γ είναι μικρή και ισούται με

$$E_r = \frac{E_\gamma^2}{2m c_0^2}$$

Η μελέτη του ενεργειακού φάσματος της ακτινοβολίας-γ, που εκπέμπεται από έναν πυρήνα παρέχει πολύτιμες πληροφορίες για τη δομή του. Στο Διάγρ. 2-16 δίδεται το φάσμα ακτινοβολίας-γ, που ακολουθεί τη β-διάσπαση του ^{57}Co .

Παρά το γεγονός, ότι η ακτινοβολία-γ προέρχεται από την αποδιέγερση ενεργειακών καταστάσεων του θυγατρικού πυρήνα ^{57}Fe , έχει επικρατήσει η συνήθεια να αποδίδεται στη διάσπαση του μητρικού.

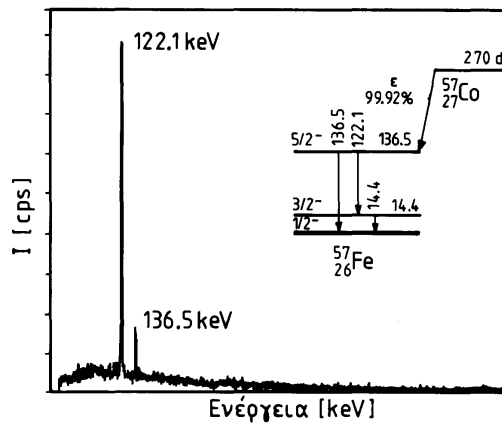
Η ενέργεια της ακτινοβολίας-γ συνδέεται με τη συχνότητά της ν με τη σχέση

$$E = h\nu$$

όπου h η σταθερά του Planck.

Παρ' όλον ότι η διάρκεια ζωής των διεγερμένων καταστάσεων του πυρήνα είναι τις περισσότερες φορές εξαιρετικά μικρή, σε πολλές περιπτώσεις μπορούν να παρατηρηθούν διεγερμένες καταστάσεις με διάρκεια ζωής μέχρι και πολλά χρόνια. Όταν αυτές οι **μετασταθείς** κατα-

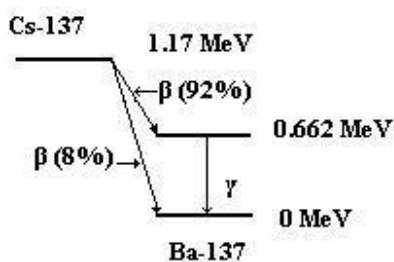
Διάγρ. 2-16: Ενεργειακό φάσμα της ακτινοβολίας-γ του ^{57}Co .



στάσεις έχουν μετρήσιμο χρόνο υποδιπλασιασμού ονομάζονται **ισομερείς καταστάσεις** της αντίστοιχης βασικής κατάστασης του πυρήνα και χαρακτηρίζονται με ένα **m** δίπλα στον μαζικό του αριθμό. Οι γ-μεταπτώσεις μεταξύ ισομερών καταστάσεων ονομάζονται **ισομερείς μεταπτώσεις**. Η πυρηνική ισομέρεια, που εμφανίζεται ιδιαίτερα σε περιπτώσεις με μεγάλη διαφορά του κβαντικού αριθμού του σπιν και μικρή διαφορά ενέργειας μεταξύ αρχικής και τελικής κατάστασης, παρατηρήθηκε ήδη το 1921 από τον Ο. Hahn κατά τη διάρκεια της μελέτης της διάσπασης του ^{234}Th . Σ' αυτή την περίπτωση προκύπτει το ζεύγος ισομερών $^{234\text{m}}\text{Pa} - ^{234}\text{Pa}$, που εκπέμπουν ακτινοβολία-β και διασπώνται αντίστοιχα με χρόνο υποδιπλασιασμού 1.17 λεπτά και 6.7 ώρες στο ^{234}U .

Ένα άλλο κλασικό παράδειγμα πυρηνικής ισομέρειας παρατηρείται κατά τη διάσπαση του ^{137}Cs . Το ^{137}Cs κυρίως διασπάται (στα 94% των διασπάσεών του) εκπέμποντας ηλεκτρόνια στη μετασταθή κατάσταση του ^{137}Ba . Το $^{137\text{m}}\text{Ba}$ μεταπίπτει με τη σειρά του στη βασική του κατάσταση με εκπομπή ακτινοβολίας-γ ενέργειας 661.6 keV (ισομερής μετάπτωση). Το ^{137}Cs παρουσιάζει επίσης, με μικρότερη πιθανότητα (6 %), μία απευθείας μετάπτωση στη βασική κατάσταση του ^{137}Ba (βλ. Διάγρ. 2-17).

Η αποδιέγερση ενός διεγερμένου πυρήνα δεν είναι απαραίτητο να γίνει αποκλειστικά με εκπομπή ακτινοβολίας-γ (φωτονίων). Ο πυρήνας μπορεί να μεταβιβάσει την ενέργεια, που ελευθερώνεται σε μία μετάπτωση, σ' ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο (συνήθως από τις εσωτερικές στοιβάδες του ατόμου).



Διάγρ. 2-17: Διάσπαση του ^{137}Cs .

Τα ηλεκτρόνια αυτά, που ονομάζονται **ηλεκτρόνια μετατροπής**, εγκαταλείπουν το άτομο με ενέργεια ίση με την ενέργεια της μεταπτώσεως μειωμένη κατά την ενέργεια συνδέσεως τους. Η κενή θέση του ηλεκτρονίου στο άτομο συμπληρώνεται από ηλεκτρόνια των ανωτέρων στοιβάδων με σύγχρονη εκπομπή των χαρακτηριστικών ακτίνων-Χ ή ηλεκτρονίων Auger. Η εκπομπή ακτινοβολίας-γ και ηλεκτρονίων μετατροπής είναι δύο ανταγωνιζόμενα φαινόμενα. Ο λόγος α μεταξύ του αριθμού των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων μετατροπής και φωτονίων σε μία μετάπτωση ονομάζεται **συντελεστής μετατροπής** και μπορεί να πάρει τιμές μεταξύ του μηδενός και άπειρον. Ο συνολικός συντελεστής μετατροπής ισούται με το άθροισμα των επιμέρους συντελεστών μετατροπής για εκπομπή ηλεκτρονίων από τις διάφορες στοιβάδες του ατόμου ($\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$). Οι συντελεστές μετατροπής αυξάνονται αυξανόμενου του ατομικού αριθμού του πυρήνα και της διαφοράς του σπιν της αρχικής και της τελικής κατάστασης της μετάπτωσης, ενώ ελαττώνονται με την αύξηση της διαφοράς της ενέργειας των δύο καταστάσεων.

Όταν σε μία μετάπτωση η διαφορά της ενέργειας της μητρικής και θυγατρικής κατάστασης είναι μεγαλύτερη από $2m_e c_0^2$, η αποδιέγερση μπορεί να πραγματοποιηθεί και με εκπομπή ενός ζεύγους ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου (**δίδυμη γένεση**). Ένα κλασικό παράδειγμα δίδυμης γένεσης είναι το ^{17}O με διαφορά ενέργειας της αρχικής και τελικής κατάστασης ίση με 6.05 MeV.

2.7 Η αυθόρμητη σχάση

Σε βαρείς ατομικούς πυρήνες ($Z > 90$) η α -διάσπαση βρίσκεται σε ανταγωνισμό με ένα άλλο είδος διασπάσεως, **την αυθόρμητη σχάση**. Στην αυθόρμητη σχάση ο πυρήνας μπορεί, χωρίς του δοθεί ενέργεια εξωτερικά, να διασπασθεί σε δύο τμήματα του ίδιου (**συμμετρική σχάση**) ή διαφορετικού μεγέθους (**ασύμμετρη σχάση**). Το φαινόμενο αυτό, που ανακαλύφθηκε το 1940 από τους G. N. Flerov και K. A. Petrzhak στο ουράνιο-238, περιγράφεται ενεργειακά με την παραδοχή ενός φαινομένου σήραγγας, όπως και στην α -διάσπαση. Η πιθανότητα διασπάσεως με αυθόρμητη σχάση δίδεται από την πιθανότητα διασχίσεως του φράγματος δυναμικού

$$P \approx e^{-\frac{4\pi}{h}d\sqrt{2mE_f}}$$

όπου E_f η ενέργεια ενεργοποίησης της σχάσεως, m η ανηγμένη μάζα των προϊόντων της σχάσεως και d το εύρος του φράγματος δυναμικού. Η τιμή E_f εξαρτάται από τον **παράμετρο σχάσεως (x)**, που λαμβάνεται από το πρότυπο της σταγόνας. Η παράμετρος σχάσεως ισούται με τον λόγο των παραγόντων Coulomb και επιφανείας της σχέσεως των Bethe και Weizsaecker για σφαιρικούς πυρήνες. Πυρήνες με λόγο $Z^2/A > 20$ είναι εξαιτίας του φαινομένου σήραγγας ασταθείς.

$$x = \frac{[\alpha_3 Z(Z-1) A^{-\frac{1}{3}}]_{\sigma\phi}}{2[\alpha_2 A^{\frac{2}{3}}]_{\sigma\phi}} = \frac{\alpha_3 Z^2}{\alpha_2 2A} \frac{Z^2}{A}$$

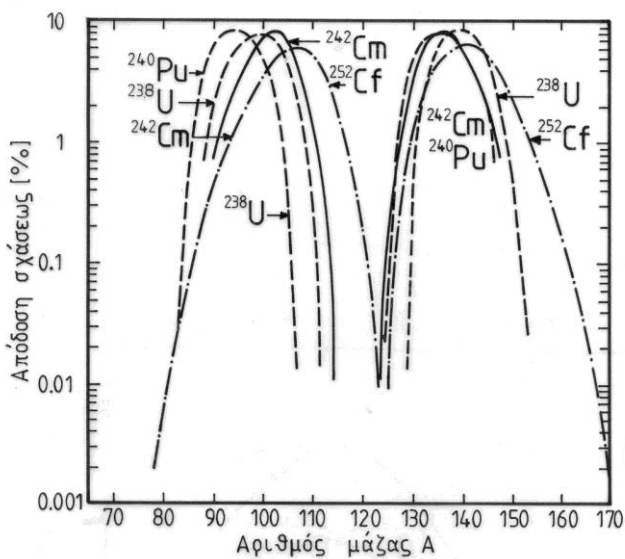
Πυρήνες με παράμετρο σχάσεως $x > 1$ είναι ισχυρά παραμορφωμένοι και παρουσιάζουν το φαινόμενο της αυθόρμητης σχάσεως.

Ο χρόνος υποδιπλασιασμού των πυρήνων, που διασπώνται με αυθόρμητη σχάση αυξάνει αυξανόμενου του λόγου Z^2/A . Μετρήσιμο χρόνο υποδιπλασιασμού αυθόρμητης σχάσεως παρουσιάζουν μόνο οι βαρείς πυρήνες. Το ^{238}U έχει $Z^2/A = 35.6$ και μερικό χρόνο υποδιπλασιασμού για αυθόρμητη σχάση $T_{1/2f} = 8 \cdot 10^{15}$ χρόνια, που είναι κατά τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο για την α -διάσπαση ($T_{1/2\alpha} = 4.468 \cdot 10^9$ χρόνια). Το ^{252}Cf ($Z^2/A = 37.8$) και το ^{256}Fm ($Z^2/A = 39.1$) έχουν αντίστοιχα μερικό χρόνο υποδιπλασιασμού για αυθόρμητη σχάση 85 ημέρες και 3.2

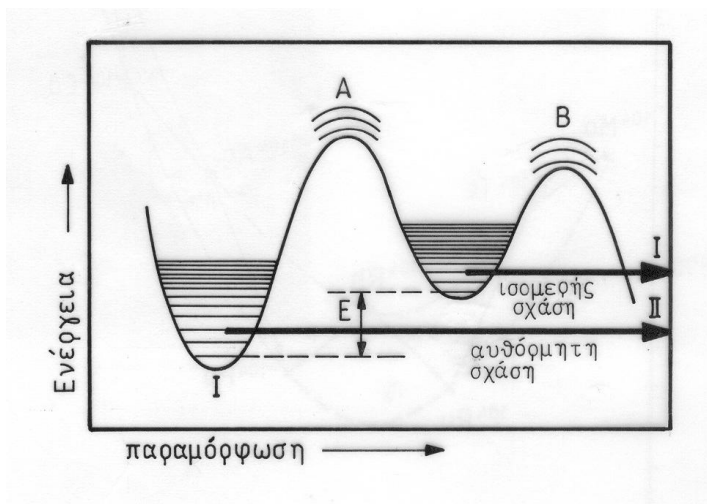
ώρες. Για τους μη (α,α)-πυρήνες ο μερικός χρόνος υποδιπλασιασμού για αυθόρμητη σχάση είναι τρεις ή τέσσερις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο των γειτονικών (α,α)-πυρήνων.

Τα θραύσματα του πυρήνα, που δημιουργούνται στην αυθόρμητη σχάση, παρουσιάζουν μία κατανομή μάζας. Τα προϊόντα της σχάσεως βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση και αποδιεγείρονται με εκπομπή ακτινοβολίας-γ. Τα θραύσματα του πυρήνα με περίσσεια νετρονίων υφίστανται β-διάσπαση μέχρι να επιτευχθεί η σταθερότητα. Το Διάγρ. 2-18 δίνει την κατανομή της μάζας των προϊόντων της αυθόρμητης σχάσεως μερικών βαρέων πυρήνων. Στα βαρύτερα των υπερουρανίων στοιχείων ($A > 257$) το ποσοστό της συμμετρικής σχάσεως αυξάνει αισθητά έναντι της ασύμμετρης.

Το σχήμα των πυρήνων των βαρέων υπερουρανίων στοιχείων απέχει πολύ από το σφαιρικό. Λόγω της παραμόρφωσής τους οι πυρήνες αυτοί διαθέτουν δύο καταστάσεις ισορροπίας, μία βασική και διεγερμένη (παραμορφωμένη). Οι δύο καταστάσεις διαφέρουν μόνο στο σχήμα τους και το ενεργειακό τους περιεχόμενο. Η **ισομέρεια σχήματος** οδηγεί σε μία καμπύλη δυναμικού με δύο ελάχιστα (Διάγρ. 2-19). Η σχάση των πυρήνων, που βρίσκονται στην παραμορφωμένη (μετασταθή) κατάσταση, ονομάζεται **ισομερής σχάση** και παρουσιάζει, λόγω των μικρότερων διαστάσεων του δευτέρου φράγματος δυναμικού, χρόνους υποδιπλασιασμού μεταξύ χιλιοστών και δισεκατομμυριοστών του δευτερολέπτου (ms ως ns). Αυτοί οι χρόνοι υποδιπλασιασμού είναι κατά πολλές τάξεις μεγέθους μικρότεροι από τους αντίστοιχους που εμφανίζονται στη σχάση από τη βασική κατάσταση.



Διάγρ. 2-18: Κατανομή των προϊόντων της αυθόρμητης σχάσεως διαφόρων βαρέων πυρήνων.



Διάγρ. 2-19: Ισομέρεια σχήματος και ισομερής σχάση.

2.8 Εξωτικές μορφές διασπάσεως

Κατά τη β^- -διάσπαση των προϊόντων της σχάσεως προκύπτουν πολλές φορές θυγατρικά νουκλίδια πλούσια σε νετρόνια με ενέργεια διεγέρσεως μεγαλύτερη από την ενέργεια συνδέσεως των νετρονίων τους. Η αποδιέγερση αυτών των πυρήνων μπορεί να πραγματοποιηθεί, αντί με εκπομπή ακτινοβολίας- γ , με εκπομπή ενός νετρονίου. Τα νετρόνια αυτά διαφέρουν από τα νετρόνια της σχάσεως. Τα νετρόνια αυτά ονομάζονται **καθυστερημένα** γιατί η εκπομπή τους ακολουθεί χρονικά το χρόνο υποδιπλασιασμού του νουκλιδίου, που τα εκπέμπει. Ανάμεσα στα προϊόντα της σχάσεως βαρέων πυρήνων ευρίσκονται περίπου 100 νουκλίδια, που παρουσιάζουν καθυστερημένη εκπομπή νετρονίων. Για παράδειγμα, τα νουκλίδια ^{87}Kr και ^{137}Xe , που είναι προϊόντα της β^- -διασπάσεως του ^{87}Br και ^{137}I , εκπέμπουν νετρόνια με χρόνους καθυστέρησης 55.7 και 22.0 s. Η εκπομπή των καθυστερημένων νετρονίων αποτελεί μία ακόμη απόδειξη της υπάρξεως ενεργειακών στοιβάδων στους ατομικούς πυρήνες. Πέρα από αυτά τα νουκλίδια, υπάρχουν άλλα περίπου 30, που εκπέμπουν καθυστερημένα νετρόνια, σε ποσοστό μέχρι και 100 % επί των διασπάσεων τους, χωρίς να είναι προϊόντα της σχάσεως βαρέων πυρήνων. Το φαινόμενο της εκπομπής 2 ή ακόμα και 3 νετρονίων μετά από β^- -διάσπαση έχει επίσης παρατηρηθεί. Το ^{11}Li εκπέμπει 2 ή 3 νετρόνια μετά τη β^- -διάσπαση του ενώ η διάσπαση των νουκλιδίων ^{30}Na ως ^{33}Na και ^{98}Rb ως ^{100}Rb ακολουθείται επίσης από εκπομπή 2 νετρονίων.

Η εκπομπή ενός (π.χ. ^{25}Al , ^{111}Sb) ή δύο (^{22}Mg , ^{26}Si) **καθυστερημένων πρωτονίων** μετά από β^- -διάσπαση πτωχών σε νετρόνια πυρήνων έχει επίσης παρατηρηθεί. Η εκπομπή πρωτονίων από τη βασική κατάσταση πυρήνων με μεγάλη περίσσεια πρωτονίων παρατηρήθηκε στο ^{151}Lu και σε μία σειρά άλλων νουκλιδίων, όπως τα ^{109}I , ^{113}Cs , ^{147}Tm , ^{150}Lu , ^{151}Lu .

Οι H.J. Rose και G.A. Jones ανακάλυψαν το 1984, ότι ο πυρήνας του ^{223}Ra ($T_{1/2} = 11.43$ ημέρες) εκπέμπει, παράλληλα με τα σωματίδια- α , και πυρήνες ^{14}C μεταπίπτοντας στο σφαιρικό πυρήνα ^{209}Pb . Ο πυρήνας αυτός βρίσκεται δίπλα στον ^{208}Pb , που έχει μαγικό αριθμό πρωτονίων ($Z = 82$) και νετρονίων ($N = 126$). Ο λόγος των πυρήνων του άνθρακα-14 ως προς τα σωματίδια- α , που εκπέμπονται από το ^{223}Ra είναι μόνο $(6.1 \pm 1.0) \times 10^{-10}$, αλλά το φαινόμενο είναι υπαρκτό και έχει παρατηρηθεί και σε άλλα νουκλίδια (π.χ. ^{222}Ra , ^{224}Ra). Η ανακάλυψη της εκπομπής πυρήνων ^{24}Ne από το ^{232}U και το ^{231}Pa είναι επίσης μία ένδειξη, ότι η ύπαρξη και άλλων τρόπων διασπάσεως με εκπομπή βαρύτερων σωματιδίων δεν αποκλείεται.