

5. ΗΥΓΡΗΙΚΑΙ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ

5.1. Γενικά.

Υπό τόν δρον "πυρηνική άντιδρασις" νοείται γενικώς ή άντιδρασις ένός νουκλεονίου, πυρήνος ή φωτονίου μεθ' ένός πυρήνας πρός σχηματισμόν έτέρου ή έτέρων πυρήνων. Είς τόν δρισμάν τούτον περιλαμβάνεται καί η σχάσις. Τό γενικόν σχήμα μιας πυρηνικής άντιδρασεως είναι, κατ' άντισταιχίαν πρός τάς χημικάς άντιδρασεις,

$$A+x \longrightarrow B+y \quad (5.1)$$

ένθα $A=$ άρχικός πυρήν, $x=$ τό βλήμα, $B=$ σχηματιζόμενος πυρήν καί $y=$ εξερχόμενον σωμάτιον ή σωμάτια ή φωτόνια.

Η ράδιενεργός διάσπασις άποτελεί αύθιρμητον πυρηνικήν άντιδρασιν μή έπηρεαζομένην ἐκ τῶν ἔξωτερικῶν συνθηκῶν. Τό σχήμα ταύτης δύναται νά παρασταθή ώς κάτωθι,

$$A \longrightarrow B+y \quad (5.2).$$

Είς τάς πυρηνικάς άντιδρασεις έπισης περιλαμβάνεται καί η σκέδασις. Κατά τήν σύγκρουσιν, γενικώς, ένός σωματίου μετά τού πυρήνος δύναται νά λάβῃ χώραν σκέδασις, έλαστική ή μή έλαστική, ή άντιδρασις.

Κατά τήν έλαστικήν σκέδασιν, λόγῳ τῆς άρχης τῆς διατηρήσεως δρμής καί ένεργειας, τό σωμάτιον άποδίδει μικρόν μέρος τῆς κινητικής ένεργειας κύτου είς τόν πυρήνα, άλλ' ή δλική κινητική ένεργεια παραμένει ή αύτη πρό καί μετά τήν κρούσιν. Τό σχήμα τῆς άντιδρασεως έλαστικής σκέδασης

είναι:

 $A+x \longrightarrow A+x$

(5.3).

'Επομένως είς τήν έλαστικήν σκέδασιν δυνάμεθα νά είπω-
μεν δτι τά προϊόντα είναι τά αύτά μέ τά άντιδρῶντα.

Είς τήν μή έλαστικήν σκέδασιν ό πυρήν μεταπίπτει
είς διηγερμένην κατάστασιν διά μεταβιβάσεως είς τούτον
μέρους τής κινητικής ένεργείας τού σωματίου. Τό σχῆμα
τής μή έλαστικής σκεδάσεως, κατά ταῦτα, είναι:

 $A+x \longrightarrow A^*+x$

(5.4).

'Εκ τής διηγερμένης καταστάσεως ό πυρήν μεταπίπτει
είς τήν βασικήν κατάστασιν διέκπομπής γ-άντινοβολίας.
'Η μέτρησις τής διαφοράς ένεργείας ΔΕ είς μίαν μή έλα-
στικήν σκέδασιν ἐπιτρέπει τόν μετροτιμόν τού ένεργεία-
κού διαγράμματος τού νουκλιδίου Λ. Διά, τόν λόγον τούτον
έχουν ίδια ιτέρων σημασίαν είς τήν πυρηνικήν φυσικήν. Είς
τήν Χημείαν δέ γέγοναν πρός τό παρόν ίδια ιτέρον ένδιαφέ-
ρον καί. ὡς ἐκ τούτον δέν έξετάζονται έντασθα.

Μέ έξαίρεσιν τήν περίπτωσιν τής σκεδάσεως, δυνάμε-
θα νά είπωμεν δτι ή κυρία διαφορά μεταξύ πυρήνικών παί-
χημικών άντιδράσεων είναι δτι είς μέν χημικάς άντιδρά. -
θειας έχομεν διατήρησιν τού είδους τού άτόμου ή άτόμων-
τών στοιχείων; είς δέ τάς πυρηνικάς άντιδράσεις δημιουρ-
γούνται μετερά νουκλιδία (ίσοτοπα ή μή ίσοτοπα).

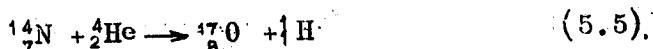
Πέραν τούτου, είστιμες πυρηνικάς άντιδράσεις είναι δυ-
νατή η παρακολούθησις όλιγων σωματίων ή πυρήνων, ένω είς
τάς χημικάς άντιδράσεις ή χημική παρακολούθησις άναφέρε-
ται είς ζυγισμάς ποσότητας, ήτοι είς λίαν μεγάλον άρι-
θμόν άθόμων ή μορίων. 'Ως έκποτον τά χρησιμοποιούμενα
μεγέθη είς τάς χημικάς άντιδράσεις άναφέρονται συνήθως
κατά γραμμάριον ή γραμμοδρίον, ένω είς τάς πυρηνικάς άν-

τιδράσεις κατά άτομον.

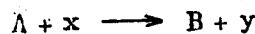
Είς άμφοτέρας τάς &ντιδράσεις ίσχύει ή άρχη τής διατηρήσεως τής δρμής καί ένεργείας, άλλ' ή αλιμαξ τῶν ένεργειῶν εἶναι λίαν διάφορος.

Είς τάς χημικάς &ντιδράσεις αἱ μεταβολαὶ ένεργείας (ΔH , ΔU) προέρχονται: ἀπό σχηματισμούς ή θραύσεις δεσμῶν ή &νακατανομήν εἰς τήν ήλεκτρονιακήν άπεικονισιν καί εἶναι: τής τάξεως μερικῶν εγγένων είς τάς πυρηνικάς &ντιδράσεις ή συναλλασσομένη ένέργεια προέρχεται: ἀπό ένδοπυρηνικούς μετασχηματισμούς, &ντιστοιχούντας εἰς τάς μεταξύ τῶν νουκλεονίων πυρηνικάς δυνάμεις, τής τάξεως μερικῶν MeV.

Η μελέτη τῶν πυρηνικῶν &ντιδράσεων ἥρχισεν ἀπό τοῦ 1919 δτε ὁ Rutherford διεπίστωσεν δτι κατά τόν βομβαρδισμόν τοῦ &ζώτου διά α-σωματίων έσχηματίζετο πρωτόνιον. Τούτο ὅδηγησεν εἰς τό συμπέρασμα δτι λαμβάνει χώραν &ντιδρασίς μεταξύ &ζώτου καί α-σωματίων κατά τό σχῆμα:



Τό γενικόν σχῆμα μιᾶς πυρηνικῆς &ντιδράσεως παρέχεται: ὑπό τής σχέσεως (5.1) ήτοι:



Άλλ' ἐπὶ τό συντομώτερόν γράφομεν:



Ἐνθα ἐντός τής παρενθέσεως μεταξύ τοῦ άρχικοῦ πυρήνος Λ καί τοῦ τελικοῦ B τίθενται: πρῶτον τό βλήμα x καί οπίν τό ἔξερχόμενον σωμάτιόν ή σωμάτια ή πυρήν, χωριζόμενα διά κόμματος. Οὕτω η πρώτη πυρηνική &ντιδρασίς γράφεται:



5.2. Τύποι πυρηνικῶν ἀντιδράσεων.

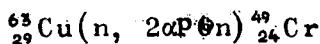
Τήν πυρηνικήν ἀντιδρασιν, καθ' ἥν μέρος ή δλα τά προϊόντα είναι διάφορα τῶν ἀντιδρώντων, χαρακτηρίζομεν ὡς πυρηνικήν ἀντιδρασιν μετατροπής ή συνήθως ὡς πυρηνικήν ἀντιδρασιν. Είδικῶς ἔν τό βλῆμα είναι γ-άκτινοβολία, τότε η ἀντιδρασις χαρακτηρίζεται ὡς φωτοπυρηνική ἀντιδρασις π.χ.

$$D(\gamma, n) P \quad (5.8).$$

Ἐάν τό δημιουργούμενον κατά τήν πυρηνικήν ἀντιδρασιν σωμάτιον είναι γ-άκτινοβολία, τότε η ἀντιδρασις χαρακτηρίζεται ὡς ραδιενεργός σύλληψις.

Μία ἀπ' εὐθείας πυρηνική ἀντιδρασις, καθ' ἥν τό βλῆμα (οὐχί ἀπλούν νουκλεόνιον) διεσπάται οὕτως ὥστε μέρος αὐτοῦ νά συλληφθῇ ὑπό τοῦ πυρῆνος-στόχου ἐνώ τό ὑπόλοιπον μέρος αὐτοῦ συνεχίζει τόν δρόμον αὐτοῦ, χαρακτηρίζεται ὡς ἀντιδρασις stripping. Τοιασταὶ είναι συνήθως αἱ ἀντιδράσεις μέ δευτερόνια. Η ἀντιθετος ἀντιδρασις, ητοι η ἀντιδρασις καθ' ἥν ἐν νουκλεόνιον τοῦ πυρῆνος-στόχου συλλαμβάνεται ὑπό τοῦ προσπίπτοντος βλήματος καλεῖται pick-up ἀντιδρασις.

Ἐάν η ἐνέργεια τοῦ προσπίπτοντος σωματίου είναι λίαν μεγάλη, π.χ. τῆς τάξεως 100 MeV καί ἀνω, ἐξέρχονται τοῦ πυρῆνος ἀρκετά νουκλεόνια εἴτε ὡς ἐλεύθερα εἴτε ὡς ἐλαφροὶ πυρῆνες. Εἰς τήν περίπτωσιν ταύτην η ἀντιδρασις χαρακτηρίζεται ὡς spallation. Π.χ. κατά τήν ἐπιδρασιν νετρονίων ἐνεργείας 370 MeV ἐπί $^{63}_{29}\text{Cu}$, ἐκπέμπονται 2 α-σωμάτια, ἐν πρώτονιον καί 6 νετρόνια ητοι



$$(5.9).$$

Έδην κατά τήν πυρηνικήν άντιδρασιν διπυρήν διασπάται είς δύο κύρια τμήματα σύγκρισιμου μέρκης, τότε ή άντιδρασις χαρακτηρίζεται ως σχάσις. Κατά τήν σχάσιν έκπεμπονται καί έτερα σωμάτια ως νετρόνια ή λπ.

Κατά τήν έπιδρασιν πρωτονίων 1 BeV έπι Βι παράγονται νουκλίδια ως ^{19}F , ^{24}N , ^{32}P κλπ., Δηλαδή είς τοις αύτας άντιδρασεις διπυρήν (κυρίως μέ $Z > 70$) διασπάται είς έλαφρά καί βαρέα θραύσματα έξιών ταύ βαρέα έχουν μάζαν μικροτέραν της τῶν προϊόντων σχάσεως. Λί άντιδρασεις αδται: χαρακτηρίζονται ως fragmentation.

Η άπόδοσις γενικώς τῶν πυρηνικῶν άντιδρασεων είναι πολύ μικροτέρα της άποδόσεως τῶν χημικῶν άντιδρασεων καί τούτο διά δύο λόγους.

Λόγω τού μικρού μεγέθους τού πυρήνος έναντι τού άτομου (διάμετρος πυρήνος $\sim 10^{-12}$ cm, διάμετρος άτομου $\sim 10^{-8}$ cm) μειούται: σημαντικώς ή πιθανότης συγκρούσεως τού βλήματος μετά τού στόχου. Είς τήν περίπτωσιν βραδέων νετρονίων, τού άντιστοιχού μήκος κύματος είναι της τάξεως 10^{-8} cm καί τότε ή άπόδοσις της άντιστοιχου πυρηνικής άντιδρασεως είναι υπεράνω της συνήθους τιμής τῶν πυρηνικῶν άντιδρασεων.

Ο δεύτερος λόγος είναι ή υπαρξίας τού φράγματος Coulomb διά τά φορτισμένα σωμάτια. Τό ύφος τού φράγματος τούτου είναι:

$$U = \frac{Zze^2}{R} \quad (5.10)$$

ζηδα $Ze =$ τό φορτίον τού πυρήνος, $ze =$ τό φορτίον τού βλήματος καί $R =$ τό απόσταση τῶν άκτινων $R_x + R_A$ τού βλήματος καί στόχου. Έκ της σχέσεως (5.10) προκύπτει ότι, τό ύφος τού φράγματος Coulomb είναι τόσον μεγαλύτερον όσον

μεγαλύτερος είναι διάτομη κόπα όριθμός του πυρήνων.

Θέτοντες $R_x = r_0 A_x^{1/3}$ και $R_A = r_0 A_A^{1/3}$ είς την: (5.10) έχουμε να:

$$U = \frac{Zze^2}{r_0 (A_x^{1/3} + A_A^{1/3})}$$

$$= \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot A_x^{1/3} + A_A^{1/3}} \text{ MeV} \quad (5.11)$$

Ένθα $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ και $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ erg} = 1 \text{ MeV}$.

Εκ της προσεγγιστικής ταύτης σχέσεως προκύπτει ότι, διά τό ρ,ώς βλῆμα, και διά τά βαρέα στοιχεία Th, U, ως στόχον, τό ύφος του φράγματος δυναμικού είναι περίπου 12 MeV και διπλάσιον διά τά α-σωμάτια. Διά τήν άντιδρασιν ένός ^{12}C και ^{238}U τό ύφος του φράγματος είναι περίπου 130 MeV. Μεταξύ δύο πυρήνων U τό ύφος του φράγματος ένος 700 MeV, άλλα λόγω τῶν άποκλίσεων έν τού ως άνω τύπου, είς τόν δροῖον τό φορτίον θεωρείται σημειακόν, ύπολογίζεται ίση με τον θεωρείται σημειακόν, ύπολογίζεται ίση με τον 1500 MeV.

Είς τάς χημικάς άντιδρασεις, ή ένέργεια ένεργοποιήσεως παρέχεται συνήθως διά ανέγησεως τής θερμοκρασίας. Είς τό έργαστήριον δέν δυνάμεθα να έπιτενχωμεν τόσον ύφηλας θερμοκρασίας διά να ύπερβωμεν τό φράγμα δυναμικού. Κατά τήν κινητικήν θεωρίαν μεταξύ τής μέσης κινητικής ένέργειας τῶν μορίων και τής θερμοκρασίας, ισχύει η σχέσης

$$\bar{E}_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} kT \quad (5.12).$$

* Αρα

$$T = \frac{2 \bar{E}_{\text{kin}}}{3k}$$

$$\approx \frac{\bar{E}_{\text{kin}}}{1,38 \cdot 10^{-24}}$$

$$\approx 0,72 \cdot 10^{16} \left(\frac{\text{grad}}{\text{erg}} \right) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \left(\frac{\text{erg}}{\text{eV}} \right) \bar{E}_{\text{kin}}$$

$$= 1,16 \cdot 10^4 \bar{E}_{\text{kin}} \text{ grad/eV} \quad (5.13)$$

Έκ ταύτης προηγής διαδικασίας είναι η αντιστοιχούσα είς κινητικήν ένέργειαν 1 MeV θερμοκρασία είναι περίπου 10 δισενατομμύρια βαθμοί. Τοιαυταὶ θερμοκρασίαι υπάρχουν είς τούς άστέρας, ένθα λαμβάνουν χώραν αἱ καλούμεναι θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις, αἵτινες ἀποτελοῦν τὴν πηγὴν ένέργειας τούτων. Αἱ ἐπιτευχθεῖσαι είς τὴν συσκευήν Zeta τοῦ Harwell θερμοκρασίαι υπολογίζονται είς $5 \cdot 10^6$ βαθμούς διὰ περίοδον 2-5 msec.

Διὰ τὴν ἐπίτευξιν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων χρησιμοποιοῦνται ἐπιταχυνταὶ.

Είς τάς πυρηνικάς ἀντιδράσεις μέ σωμάτια οὐχί μεγάλων ένέργειῶν δὲ ἀριθμός τῶν νουκλεονίων πρό καί μετά τὴν ἀντιδρασιν παραμένει, κεχωρισμένως, σταθερός. π.χ. "Εστω ἡ πρώτη πυρηνική ἀντιδρασίς, ἡ ἐπιτευχθεῖσα τῇ βοηθείᾳ ἐπιταχυντοῦ υπό τῶν Cockcroft καὶ Walton



Είς τὴν ἀντιδρασιν ταύτην ἔχομεν $4p$ καὶ $4n$ πρό καί μετά τὴν ἀντιδρασιν.

Είς τάς ἀντιδράσεις δημιους είς τάς ὅποιας λαμβάνουν μέρος καί μεσόνια, δὲ μαζικός ἀριθμός, ὃς καί τό δὲ τόπον φορτίον, παραμένει σταθερός ἀλλ' δὲ ἀριθμός πρωτονίων καὶ νετρονίων κεχωρισμένως μεταβάλλεται. Οὕτω είς τὴν πυρηνικήν ἀντιδρασιν



τό δλικόν φορτίον είναι: 30 πρό καί μετά τήν άντιδρασιν. 'Ο μαζικός άριθμός παραμένει δμοίως σταθερός 63, διότι τό μεσόνιον δέν είναι νουκλεόνιον, άλλ' ό άριθμός τῶν πρωτονίων είναι: 30 πρό της άντιδράσεως καί 29 μετά τήν άντιδρασιν.

'Ομοίως ό άριθμός νετρονίων ηύξηθη άπό 34 είς 35.

5.3. Ισοεύγιον μάζης καί ένεργείας είς πυρηνικάς άντιδράσεις.

Κατ' άντιστοιχίαν πρός τό ΔΗ τῶν χημικῶν άντιδράσεων, χαρακτηρίζομεν τήν συναλλασσομένην ένέργειαν διά τῆς ποσότητος Q, ήτις άντιστοιχεῖ είς τήν μεταβολήν τῆς ολικής μάζης άντιδρώντων καί προϊόντων κατά τήν πορείαν τῆς άντιδράσεως.

Είς τήν γενικήν περίπτωσιν μιάς πυρηνικής άντιδράσεως γράφομεν

$$A+x \longrightarrow B+y+Q \quad (5.16)$$

Διά $Q > 0$ έχομεν έξωενέργειακήν άντιδρασιν καί διά $Q < 0$ έχομεν ένδοενέργειακήν άντιδρασιν.

Είς τήν πρώτην περίπτωσιν ή κινητική ένέργεια τῶν προϊόντων είναι μεγαλυτέρα τῆς τῶν άντιδρώντων, είς δέ τήγ δευτέραν άντιθέτως.

Είς τάς άντιδράσεις έλαστικής σκεδάσεως ή τιμή Q είναι μηδέν έξι δρισμού καί διά τάς άντιδράσεις μή έλαστικής σκεδάσεως ή τιμή Q: είναι άρνητική.

Κατά τάς πυρηνικάς άντιδράσεις ισχύει ή άρχη τῆς διατηρήσεως τῆς δρμής καί ένεργείας. Η στροφορμή είς τάς πυρηνικάς άντιδράσεις διετηρεῖται. Η άλικη στροφορμή τοῦ συστήματος είναι τό άνυσματικόν θροισμα τῶν

δλιαν στροφορμῶν βλήματος καὶ στόχου. "Οταν τό προσκίπτον ἐπί τοῦ πυρῆνός βλῆμα ἢ δ πυρῆν ἔχη μεγάλην τροχιακήν στροφορμήν, τότε, μετά τήν ἀντιδρασιν, τό ἐκφεύγον σωμάτιον ἢ ἡ ἐκπεμπομένη γ-άκτινοβολία πρέπει νά μεταφέρουν μεγάλον μέρος τῆς τροχιακῆς στροφορμῆς, δεδομένου δτι δ δημιουργούμενος πυρῆν ἔχει δλιαν στροφορμήν (spin) μεριας μόνον μονάδας.

"Η ποσότης Q ἀποτέλει τήν διαφοράν τῆς κινητικῆς ἐνεργείας μεταξύ προϊόντων τῆς ἀντιδράσεως καὶ ἀντιδρώντων αύτῆς. Θεωρήσωμεν τήν ἀντιδρασιν



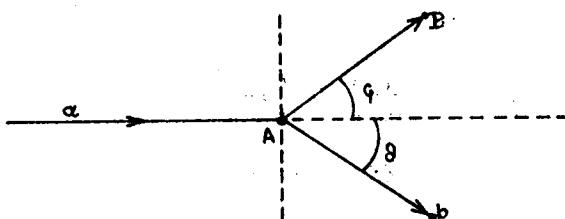
καὶ ἔστω $M_A, M_\alpha, M_B, M_b, E_A, E_\alpha, E_B, E_b$ αὶ μᾶζαι ἡρεμίας καὶ αἱ κινητικαὶ ἐνέργειαι τούτων. Η Q κατά τά ἀνωτέρω εἶναι:

$$Q = E_B + E_b - E_A - E_\alpha \quad (5.18).$$

Θεωρούμενος δτι ὑρχιανὸς δ πυρῆν- στόχος A εἶναι ἐν ἡρεμίᾳ, $E_A=0$, θά ἔχωμεν

$$Q = E_B + b - E_\alpha \quad (5.19).$$

Υποθέτομεν τό σχῆμα τῆς ἀντιδράσεως (5.17) ὡς κάτωθι



"Πτοι τό σωμάτιον ἐκπέμπεται ώπδ γωνίαν δ ὡς πρός την ἀρχικήν διεύθυνσιν τοῦ βλήματος, ἐνῶ δ δημιουργηθεῖς πυρῆν σχηματίζει ἀντιστοέχως γωνίαν φ. Βάσει τῆς ὑρχῆς τῆς διατηρήσεως τῆς ὀρμῆς ἔχομεν:

$$\sqrt{2M_a E_a} = \sqrt{2M_b E_b} \cos\varphi + \sqrt{2M_b E_b} \cos\theta \quad (5.20)$$

$$\text{καὶ } \sqrt{2M_b E_b} \sin\varphi = \sqrt{2M_b E_b} \sin\theta \quad (5.21).$$

$$\left(E = \frac{1}{2} M v^2 \quad \text{η} \quad v = \sqrt{\frac{2E}{M}} \quad \text{καὶ} \quad Mv = \sqrt{2ME} \right)$$

Βάσει τῆς σχέσεως (5.20) ἔχομεν:

$$\sqrt{2M_b E_b} \cos\varphi = \sqrt{2M_a E_a} - \sqrt{2M_b E_b} \cos\theta \quad (5.22).$$

Ἐκ ταύτης καὶ τῆς (5.21) προκύπτει:

$$M_b E_b - M_b E_b \sin^2 \theta = M_a E_a + M_b E_b \cos^2 \theta - 2\sqrt{M_a E_a M_b E_b} \cos\theta \quad (5.23).$$

$$\text{"Αρα" } M_b E_b = M_a E_a + M_b E_b - 2\sqrt{M_a E_a M_b E_b} \cos\theta \quad (5.24)$$

Πολλαπλασιάζοντες τήν (5.19). ἐπί M_b εὑρίσκομεν

$$M_b Q = M_b E_b + M_b E_b - M_b E_a \quad (5.25).$$

Ἐκ ταύτης καὶ τῆς (5.24) λαμβάνομεν

$$Q = E_b \left(1 + \frac{M_b}{M_b} \right) - E_a \left(1 - \frac{M_a}{M_b} \right) - \frac{2\sqrt{M_a E_a M_b E_b} \cos\theta}{M_b} \quad (5.26).$$

Διά τήν εἰδικήν περίπτωσιν καθ' ήν $\theta=90^\circ$, προκύπτει

$$Q = E_b \left(1 + \frac{M_b}{M_b} \right) - E_a \left(1 - \frac{M_a}{M_b} \right) \quad (5.27).$$

Κατά συνέπειαν τό Q δύναται νά υπολογισθῇ ἐκ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τοῦ βλήματος καὶ τοῦ ἐκφεύγοντος σωμάτοιο.

'Εφ' δοσον κατά τάς πυρηνικάς ἀντιδράσεις ἴσχυει ἡ ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς δρμῆς καὶ ἐνεργείας, δυνάμεθα νά υπολογίσωμεν τήν ἐνέργειαν τῆς πύρηνικῆς ἀντιδράσεως ἐκ τῶν ὑποτομῶν μεζῶν τῶν λαμβανόντων μέρος εἰς τήν

άντιδρασιν σωματίων και πυρήνων. Ουτω, όποθετοντες δτι δ' αρχικός πυρήν Α είναι ἐν ήρεμίᾳ, $E_A=0$, θα έχωμεν διά τήν πυρηνικήν άντιδρασιν (5.17)

$$M_\alpha c^2 + E_\alpha + M_A c^2 = E_B + E_b + M_B c^2 + M_b c^2 \quad (5.28)$$

ένθα M_α, M_A, M_B, M_b είναι, ως άνεφέρθη, αι μάζαι ήρεμίας τῶν άντιστοίχων σωματίων ή πυρήνων.

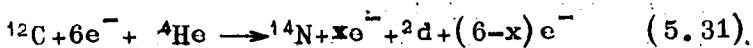
Βάσει τῶν σχέσεων (5.19) και (5.28) εύρισκομεν

$$\begin{aligned} Q &= E_B + E_b - E_\alpha \\ &= (M_\alpha + M_A - M_B - M_b) c^2 \\ &= (\sum M_{\alpha\gamma} - \sum M_{\eta\rho}) c^2 \end{aligned} \quad (5.29).$$

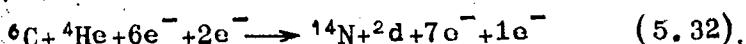
Η σχέσις αυτη άνωφέρεται εἰς τήν μάζαν τῶν πυρήνων, άλλα ίσχυει καί διά τήν μάζαν τῶν άτομων ἐφ' δσργ αι ένέργειαι συνδέσεως τῶν ήλεκτρονίων εἰγαι λίαν μικραί έναντι τῆς τιμῆς Q τῆς πυρηνικῆς άντιδράσεως. Ουτω, θεωρήσωμεν τήν άντιδρασιν



Κατά τήν διεξαγωγήν τῆς άντιδράσεως δ στόχος $^{12}_6 C$ εύρισκεται ως κανονικόν άτομον, ήτοι περιέχει θ ήλεκτρόνια, ένω τά α- και δ-σωμάτια είναι πυρήνες, ήτοι άνευ ήλεκτρονίων, τό δέ $^{14}_7 N$ θα είναι ίόν έστω μέχ ήλεκτρόνια. Παραλείποντες τήν μικράν ένέργειαι συνδέσεως τῶν ήλεκτρονίων, δυνάμεθα νά γράψωμεν τήν άντιδρασιν ως έξις:



Προσθέτοντες εἰς άμφοτέρας τάς πλευράς τῆς άντιδράσεως $2e^-$ θα έχωμενς



$$\begin{aligned}
 \text{'Επομένως} \quad Q &= [(μάζα \text{ ατόμου } {}^{12}\text{C} + μάζα \text{ ατόμου } \text{He}) - \\
 &\quad (μάζα \text{ ατόμου } {}^{14}\text{N} + μάζα \text{ ατόμου } \text{δευτερίου})] c^2 \\
 &= (\sum M_{\alpha v} - \sum M_{\alpha p}) c^2 \quad (5.33)
 \end{aligned}$$

Κατά συνέπειαν δυνάμεθα γάλ χρησιμοποιήσωμεν είς την υπολογισμόν του Q τάς άτομικάς μάζας ἀντί τῆς μάζης τῶν πυρήνων.

'Εκ τῆς σχέσεως (5.29) ή (5.33) προκύπτει δτι ἔαν τὰ ἀντιδρῶντα ἔχουν μεγαλυτέραν μάζαν τῶν προϊόντων, ή ἀντίδρασις εἶναι ἐξωενεργειακή. 'Ενδοενεργειακή ἀντίδρασις εἶναι εἰς τὴν ἀντίθετον περίπτωσιν.

'Εκ τῆς (5.19) ή (5.29) ἔχουμεν ἐπίσης γενικῶς δτι:

$$Q = \sum E_{np} - \sum E_{av} \quad (5.34)$$

"Ητοι: ή ἀντίδρασις εἶναι ἐξωενεργειακή δταν ή κινητική ἐνέργεια τῶν προϊόντων εἶναι μεγαλυτέρα τῆς κινητικῆς ἐνέργειας τῶν ἀντιδρῶντων. 'Εάν ή κινητική ἐνέργεια τῶν ἀντιδρῶντων εἶναι μεγαλυτέρα τῆς τῶν προϊόντων, τότε ή ἀντίδρασις εἶναι ἐνδοενεργειακή καί τούτο σημαίνει, βάσει τῆς σχέσεως (5.33), δτι μέρος τῆς κινητικῆς ἐνέργειας του βλήματος μετετράπη εἰς μάζαν (τῶν προϊόντων).

Εἶναι προφανές δτι, ἐφ' δσον κατύ τάς ἐγδοενεργειακάς ἀντιδράσεις ὑπορροφώται ἐνέργεια, καὶ ἀντιδράσεις αδται: θά λάβουν χώραν τότε μόνον, δταν ή κινητική ἐνέργεια τού. βλήματος, ύπερβαίνη μίαν ἐλαχίστην τιμήν ἥτις καλεῖται: κατώφλιον ἐνεργείας.

'Η ἐνέργεια αὕτη υπολογίζεται: βάσει τῆς ἀρχῆς τῆς διατηρήσεως τῆς ὁρμῆς. "Εστωσαν $M_a = \text{ή}$ μάζα τού βλήματος; $v = \text{ή}$ ταχύτης αύτοῦ καί $M_h = \text{ή}$ μάζα τού πυρήνος-στόχου. Κατά τὴν σύγκρουσιν τού βλήματος μετά τού πυρήνος-στόχου, ἔστω δτι, σχηματίζεται: ἀρχικῶς εἰς σύνθετος πυρήν μάζης ($M_a + M_h$) καί

ταχύτητος V , Έπομένως θά έχωμεν:

$$M_\alpha v = (M_\alpha + M_A) V \quad (5.35)$$

$$V = \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_A} v \quad (5.36).$$

Έπομένως ή κινητική ένέργεια του συνθέτου πυρήνος, E_c , είναι:

$$\begin{aligned} E_c &= \frac{1}{2} (M_\alpha + M_A) V^2 = \frac{1}{2} (M_\alpha + M_A) \left(\frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_A} v \right)^2 \\ &= E_\alpha \left(\frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_A} \right) \end{aligned} \quad (5.37)$$

Η σχέσις αυτη σημαίνει ότι ποσοστόγ. $\frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_A}$ της κινητικής ένέργειας, E_α , του βλήματος, μεταβαίνει εἰς τόν σύνθετον πυρήνα ως κινητική ένέργεια, αύτού, καί συνεπώς τόδιαθέσιμον διά τήν άντιδρωσιν ποσοστόγ. της άρχικής ένέργειας του βλήματος είναι μόνον $\frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_A} E_\alpha$. Τόποστόν τουτού αύξενει μέσησιν της μέτρης του πυρήνος. Δηλαδή, ή οπώλεις ένέργειας του βλήματος λόγω άνακρούσεως του σχηματιζομένου πυρήνος, είναι σημαντική μόνον διά τούς έλαφρούς πυρήνας ή διά τα βλήματα έκ βαρέων ιόντων.

Έπομένως εἰς τάς ένδοενέργειακάς άντιδράσεις θά έχωμεν:

$$-Q = E_\alpha - E_\alpha \left(\frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_A} \right) = E_\alpha \left(\frac{M_A}{M_\alpha + M_A} \right) \quad (5.38).$$

Τούτο προκύπτει καί έκ της σχέσεως (5.27) έάν θέσωμεν $E_b = 0$ καί άντικαταστήσωμεν τό M_B διά τού $M_\alpha + M_A$.

Η έλαχίστη κατά ταυτα ένέργεια του βλήματος, ήτοι τό κατώφλιον ένέργειας, E_{thr} , της άντιδράσεως θά είναι:

$$E_{thr} = -Q \left(\frac{M_\alpha + M_A}{M_A} \right) \quad (5.39).$$

Δηλαδή είς τάς ένδοενεργειακάς (συνήθως καλουμένας καί ένδοθέρμους) άντιδράσεις ή κινητική ένέργεια του βλήματος, ίνα καταστῇ δυνατή ή άντιδρασις, δέν είναι άκριβῶς η τιμή τῆς ένεργειας άντιδράσεως Q, άλλ' διλίγον μεγαλυτέρα καί παρεχομένη υπό τῆς σχέσεως (5.39).

'Εάν ήδύνατο νά παρεμποδισθῇ ή κίνησις του πυρήνος τότε τό κατώφλιον ένεργειας θά ήτο -Q.

Είναι προφανές δτ: δι' ἔξαθέρμους άντιδράσεις τό κατώφλιον ένεργειας είναι μηδέν.

Είς τήν περίπτωσιν δμως φορτισμένων σώματίων (βλημάτων) θά πρέπει ή κινητική ένέργεια τούτων νά είναι έτι μεγαλυτέρα: καθ' δόσον τό σωμάτιον - βλήμα πρέπει νά υπερβῇ τό φράγμα Coulomb του πυρήνος, τό δημιουργούμενον λόγω ήλεκτροστατικῶν απώσεων του φορτίου του πυρήνος καί του φορτίου του βλήματος. Τό θέος του φράγματος Coulomb διδεται: κατά προσέγγισιν υπό τῆς σχέσεως (5.11). Ήδη παράδειγμα έστω η άντιδρασις

$$^{232}\text{Th}(\alpha, n) ^{235}\text{U} \quad (5.40).$$

Βάσει τῆς σχέσεως (5.33) έχομεν

$$Q = [(M_{\gamma K} + M_\alpha) - (M_v + M_n)] 931 \text{ MeV} = -11,1 \text{ MeV}$$

Τό άρνητικόν σημείον δηλοῦ δτ: η άντιδρασις είναι ένδοθέρμος καί έπομένως η κινητική ένέργεια του βλήματος, ήτοι του α-σωματίου, διά νά δώσῃ τό ποσόν 11,1 MeV πρέπει νά είναι, βάσει τῆς σχέσεως (5.39)

$$E_{th} = +11,1 \cdot \frac{232+4}{232} = +11,3 \text{ MeV}$$

Κάτωθεν τῆς τιμῆς ταύτης (11,3 MeV) η άντιδρασις δέν δύναται νά λάβῃ χώραν. Λόγω τῆς μεγάλης μάζης του πυρήνος μόνον ἐν μικρόν ποσοστόν ήτοι μόνον τά 4/236 τῆς ένερ-

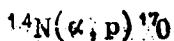
γείας τού βλήματος (α-σωμάτιου) παρέχεται: εἰς τόν πυρήνα ως κινητική ένέργεια αύτού. Τό ποσοστόν τούτο είναι: περίπου 0,2 MeV.

Τό φράγμα δυναμικού βάσει τῆς σχέσεως (5.11) είναι:

$$U = \frac{90.2 \cdot (4.8 \cdot 10^{-10})^2}{1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} [(232)^{1/3} + 4^{1/3}]} \approx 24 \text{ MeV}$$

Επομένως τά α-σωμάτια πρέπει νά έχουν ένέργεια τουλάχιστον $\frac{236}{232} \cdot 24 \approx 24,2$ MeV, έστω καί έάν τό κατώφλιον: ένεργειας είναι μόνον 11,3 MeV. Μολονότι λοιπόν δέν θα έπρεπε νά λαμβάνη χώραν πρακτικῶς ἀντίδρασις μέ α-σωμάτια ένεργειας 11,3 MeV, ἐν τούτοις βάσει τού φαινομένου τῆς σήραγγος, τούτο είναι δυνατόν, ἀλλά, ως είναι εύνοητον, ύπό έλαχίστην & πόδοσιν.

Διάλεξαρούς πυρήνας ως π.χ. διά τήν ἀντίδρασῖν



$Q=-1,19$ MeV. Ε = $\frac{18}{14} - 1,19 = 1,53$ MeV καὶ τό θόρος τού φράγματος Coulomb είναι 3,2 MeV. Διά τά νετρόνια, είναι προφανές, δέν ιπάρχει τοιούτον φράγμα δυναμικού. Ετέρα παρεμπόδισις προέρχεται ἐκ τῆς μή κεντρικῆς ιρούσεως τού βλήματος ἐπί τού στόχου. Εἰς μίαν κεντρικήν ιρούσιν ἡ τροχιακή στροφορμή, \bar{T} ήτις ἀποδίδεται εἰς τόν πυρήνα ύπό τού βλήματος είναι ίση πρός $p_{xt}=0$. Ένθα $p_{\text{mu}}=\bar{p}$ δρμή τού βλήματος καὶ $\tau=\bar{\tau}$ ἀπόστασις ἀπό τό κέντρον τού πυρήνος ἐπί τού δύοίου πρόσπιτει. Εἰς μίαν μή κεντρικήν ιρούσιν έχομεν $1 > 0$. Εάν ἡ ένέργεια τού βλήματος είναι μικρά, ἀντιδράσεις ἀντιστοιχούσαι είσι μεταβολήν $1=1, 1=2 \dots$ δέν δύνανται νά λάβουν χώραν. Τό ἀποτέλεσμα δηλαδή είναι ὅτι αύξανεται τό θόρος τού φράγματος καὶ έπομένως

έλαττοτα: ή πιθανότης τής πυρηνικής άντιδράσεως.
 Κατά συνέπειαν, διά νά λάβῃ χώραν άντιδρασις πρέπει ν' αύξηθῇ άντιστοίχως καί η ένέργεια. Ή παρεμπόδισις αυτή τής πυρηνικής άντιδράσεως έκφραζεται ως φυγδιεντρον φράγμα διπερ πρέπει νά προστεθῇ εἰς τό φράγμα Coulomb. Τό φυγδιεντρον φράγμα μείναι εύνόητον, είναι άνεξάρτητον του φορτίου καί ώς έκ τούτου σύμφωνα τούτο καί τά νετρόνια, έφ' δσον $1 > 0$. Τό ύφος του φράγματος τούτου είναι:

$$V_{\text{φυγ}} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mu(R_a + R_b)^2} \quad (5.41).$$

"Ενδα $\mu = \frac{1}{2}$ άνηγμένη μάζα του συστήματος.

Διά τήγ άντιδρασιν $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$, $V_{\text{φυγ}} = 0,145 \cdot 1(I+1) \text{ MeV}$.

Διά $I=1$, $V_{\text{φυγ}} = 0,29 \text{ MeV}$, διά $I=2$, $V_{\text{φυγ}} = 0,87 \text{ MeV}$. Διά $I=0$, $V_{\text{φυγ}} = 0$. Τό δλικόν ύφος του φράγματος είναι τό άθροισμα του φράγματος Coulomb καί του φυγοιεντρού φράγματος. Διά τόν υπολογισμόν δμως τής έλαχίστης ένεργειας άντιδράσεως λαμβάνεται ύποθετικόν μόνον τό φράγμα Coulomb.

5.4. Σύγκρισις ένεργειας πυρηνικῶν καὶ χημικῶν άντιδράσεων.

'Ως άνεφέρθη εἰς προηγούμενον κεφάλαιον, ή τιμή του Q δύναται νά προσδιορισθῇ (βάσει τής σχέσεως 5.29) έκ τής διαφορᾶς μάζης τῶν προϊόντων καί τῶν άντιδρώντων.

'Επομένως η άντιδρετος διεργασία δύναται νά χρησιμοποιηθῇ διά τόν άκριβή προσδιορισμόν τής μάζης ύπό τήν προϋπόθεσιν ότι αἱ όπόλοι ποιοι μάζαι, ώς καί τό Q , είναι γνωσταῖς.

Θεωρήσωμεν τήν καῦσιν του άνθρακος.



Η έκλινομένη κατά τήν άντιδρασιν ταύτην θερμότης είναι: 8000 cal κατά γραμμάριον σχηματιζομένου CO₂. Τόποσδν τούτο προήλθεν άπό τήν έλαττωσιν τής μάζης τῶν άντιδρώντων ήτας ύπολογίζεται εύκολως.

Εφ' όσον 1 cal ≈ 4,2.10⁷ erg, έπειτα: δτ: ή μετατραπείσα μάζα είναι:

$$\frac{8000 \cdot 4,2 \cdot 10^7}{9 \cdot 10^{20}} = 3,7 \cdot 10^{-10} \text{ gr}$$

Μολονότι ούδείς άμφιβάλλει έπι τής άπωλείας ταύτης τής μάζης, έν τούτοις αυτή δέν δύναται να μετρηθῇ.

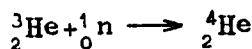
Ο ύπολογισμός τής έναλλασσομένης ένεργείας κατ' άτομον είς τήν ως άνω χημικήν άντιδρασιν, δίδει:

$$\frac{8000 \cdot 4,2 \cdot 10^7}{1,6 \cdot 10^{-12}} = \frac{3,36 \cdot 10^{11}}{1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 2 \cdot 10^{23} \text{ ev/gr}$$

$$\frac{2 \cdot 10^{23}}{6,02 \cdot 10^{23}} \cdot 12 = 4 \text{ ev/άτομον}$$

Δηλαδή είς μίαν χημικήν άντιδρασιν η έναλλασσομένη ένέργεια είναι μερικά ev.

Είς τάς πυρηνικάς άντιδρασεις ή τιμή τοσ. Q είναι μερικά MeV. Επί παραδείγματι διά τήν άντιδρασιν



$$\Delta M = M_{{}^3\text{He}} + M_n - M_{{}^4\text{He}} = 0,022 \text{ a.m.u}$$

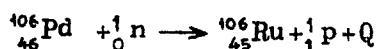
$$Q = 0,022 \times 931 \approx 20,5 \text{ MeV/πυρήνα}$$

Η έξαφανισθεῖσα μάζα έμφανίζεται ως κινητική ένέργεια τοσ. α-σωματίου.

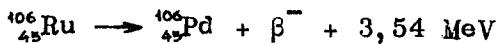
Έκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει δτι τό εναλλασσόμενον ποσόν ἐνεργείας εἰς τάς πυρηνικάς ἀντιδράσεις εἶναι: 10^6 περίπου φοράς μεγαλύτερον τοῦ ἀντιστοίχου ποσοῦ ἐνεργείας τῶν χημικῶν ἀντιδράσεων.

Τό Q δύναται νά υπολογισθῇ καί ἐμμέσως, κατ'ἀναλογίαν πρός τάς χημικάς ἀντιδράσεις, διά προσθέσεως, ἀφαιρέσεως κλπ. ή σχηματισμοῦ κύκλου ἀντιδράσεων.

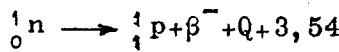
Θεωρήσωμεν π.χ. τήν ἀντιδρασιν



Τό ${}_{45}^{106}\text{Ru}$ διασπάται κατά τό σχῆμα



Προσθέτοντες τάς δύο ἀντιδράσεις έχομεν



$$\text{Έπομένως } Q = {}_0^1\text{n} - ({}_1^1\text{p} + \beta^-) - 3,54$$

$$= (1,00866 - 1,00782) 931 - 3,54 \text{ MeV}$$

$$= -2,76 \text{ MeV}$$

Πρέπει νά τονισθῇ δτι η γέσις ισοδυναμίας μάζης καί ἐνεργείας ισχύει καί διά τά ραδιενέργα νουκλίδια καί διά τά σταθερά τοιαύτα.

5.5. Μηχανισμός πυρηνικῶν ἀντιδράσεων.

Διά τήν ἔξηγησιν τοῦ μηχανισμοῦ τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων, διέ βλημάτων μέχρι 50 MeV περίπου, διετυπώθη ύπό τῶν Bohr, Breit καί Wigner τό πρότυπον τοῦ συνθέτου πυρήνος, ἐνῶ διά τήν περίπτωσιν τῶν μεγάλης ἐνεργείας ἀντιδράσεων τό πρότυπον τοῦτο δέν ισχύει. Κατά τό πρότυπον

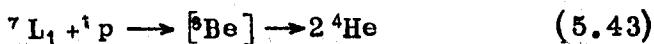
τού συνθέτου πυρήνος, όποι ίθεται δτι τό σωμάτιον-βλήμα εύρισκεται έν αλληλεπιδράσει μετά τού πυρήνος, έν τῷ συνδλῳ φεωρουμένου, ένδε είς τάς ἀντιδράσεις μέ σωμάτια μεγάλης ένεργείας, τό βλήμα αλληλεπιδρᾷ μεθ' ένδες ή μετά μικροῦ ἀριθμοῦ νουκλεονίων τού πυρήνος. Ή κεντρική ίδεα τού προτύπου τού συνθέτου πυρήνος είναι δτι τό σωμάτιον-βλήμα ἀντιδρᾷ μετά τού πυρήνος καί σχηματίζεται έκ τούτων είς σύνθετος πυρήν έν διεγέρσει, δστις έν συνεχείᾳ διασπάται πρός τά προϊόντα τῆς ἀντιδράσεως. Κατά ταῦτα, δύναται νά θεωρηθῇ δτι μία πυρήνική ἀντιδράσις λαμβάνει χώραν είς τρία στάδια. Κατά τό πρῶτον στάδιον τό προσπίπτον σωμάτιον ζπορροφάται: ήπδ τού πυρήνος, σχηματίζομένου τού συνθέτου πυρήνος. Ο σύνθετος πυρήν εύρισκεται δπωσδήποτε είς διηγερμένην κατάστασιν. Ή ένέργεια διεγέρσεως τού συνθέτου πυρήνος ίσοσται πρός τό ἀθροισμα τῆς κινητικής ένεργείας τού προσπίπτοντος σωματίου καί τῆς ένεργείας συνδέσεως τούτου είς τόν πυρήνα, ήτο.

$$E_c = E_B + E_k \frac{M_A}{M_\alpha + M_A} \quad (5.42)$$

Ένθα E_B = η ένέργεια συνδέσεως τού σωματίου καί

E_k = η κινητική ένέργεια τούτου.

Θεωρήσωμεν τήν ἀντιδρασιν



καθ' ήν σχηματίζεται ο ένδιαμεσος σύνθετος πυρήν ${}^8\text{Be}$ είς διηγερμένην κατάστασιν. Αλλά:

$$\Delta M = M_{Li} + M_p - M_{Be} = 0,0186 \text{ a.m.u}$$

$$E_B = 0,0186 \times 9.31 \approx 17,25 \text{ MeV}$$

'Εάν θεωρήσωμεν ότι τό πρωτόνιον έχει κινητικήν ένέργειαν 1 MeV , διότι ο δεύτερος όρος της έξισώσεως (5.42) είναι $1 \cdot \frac{7}{8} = \frac{7}{8} \text{ MeV}$. Επομένως η ένέργεια διεγέρσεως του συνθέτου πυρήνος θά είναι:

$$E_c = 17,25 + \frac{7}{8} \approx 18 \text{ MeV}$$

'Η περίοδος ήπαρξεως του συνθέτου πυρήνος αποτελεί τό δεύτερον στάδιον της πυρηνικής άντιδρασεως. Τά δύο ταῦτα στάδια θεωρούνται συνήθως ως ίδια.

Είς τό στάδιον τούτο η ένέργεια διεγέρσεως του πυρήνος κατανέμεται μεταξύ τῶν νουκλεονίων του συνθέτου πυρήνος.

Τό στάδιον τούτο είναι λίγην βραχύ μετρούμενον εἰς συνήθεις μονάδας χρόνου (π.χ. δευτερόλεπτα) άλλα λίγην μακρόν έν σχέσει πρός τόν χρόνον διατίσπαιτεται. Ίνα η ένέργεια διεγέρσεως του πυρήνος κατανεμηθῇ μεταξύ δλων τῶν νουκλεονίων του συνθέτου πυρήνος.

'Εάν θεωρήσωμεν έν θερμικόν γετρόνιον (ένεργειας $0,025 \text{ eV}$) κινούμενον μέ ταχύτητα περίπου 10^5 cm/sec , διότι η ένεργεια διανύση τούτο άπόστασιν 10^{12} cm (διάμετρος περίπου του πυρήνος) θά είναι: $10^{-12} : 10^5 = 10^{-17} \text{ sec}$. Δι' έν σωμάτιον κινητικής ένεργειας της τάξεως του MeV , άντιστοιχεί ταχύτης περίπου 10^9 cm/sec . Αντιστοίχως διατίσπαιτούμενος χρόνος, διά νά διανύσῃ τό σωμάτιον τούτο τήν άπόστασιν 10^{-12} cm , είναι: $10^{-12} : 10^9 = 10^{-21} \text{ sec}$.

'Η μέση διάρκεια ζωῆς ένδος συνθέτου πυρήνος, είναι: της τάξεως 10^{-14} sec .

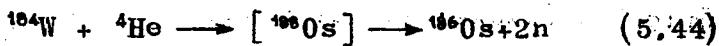
Συνεπῶς διότις οι τάξεις είναι μεγαλύτερος κατά παράγοντα 10^3 ή 10^7 τού χρόνου διόδου του σωμάτιου διά του πυρήνος. Κατά τ' άνωτέρω διαδικασίας πυρήνης πρέπει νά θεωρηθῇ ως ίδιαίτερος πυρήνη.

‘Η διάρκεια ζωῆς τοῦ συνθέτου πυρήνος εἶναι: ἐπαρκῆς διά νά λάβῃ χώραν ἡ κατανομή τῆς ἐνέργειας διεγέρσεως μεταξύ τῶν νουκλεονίων τοῦ πυρήνος. ‘Αναφερόμενοι εἰς τό πυράδειγμα τῆς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως (5.43), παρατηροῦμεν ὅτι: ἔκαστον νουκλεόνιον τοῦ συνθέτου πυρήνος θεοῦ οὐδὲν έχη μίαν ἐπί πλέον ἐνέργειαν περίπου 18:8 ≈ 2MeV ήτις δέν ἐπαρκεῖ για τὴν νουκλεόνιον ύπερνικήση τάς πυρηνικάς δυνάμεις καί ἑξέλθη τοῦ πυρήνος. ‘Η ἐνέργεια συνδέσεως ἐνδές νετρονίου ἢ πρωτονίου κατά μέσον δρον εἴναι: 8 MeV. ‘Ως ἐκ τούτου δ πυρήν δέν δύναται νά διασπασθῇ ἀμέσως. ‘Αποτέλεσμα τούτου εἶναι: ὅτι: λαμβάνουν χώραν ἀνακατανομαί τῆς ἐνέργειας κατά στατιστικόν τρόπον. Παρερχομένου τοῦ χρόνου, εἶναι δυνατόν νά συγκεντρωθῇ ἐπαρκῆς ἐνέργεια ἐπί ἐνδές νουκλεονίου ἢ συνδυασμοῦ μερικῶν νουκλεονίων, δτε ταῦτα δύνανται νά ἑξέλθουν πλέον τοῦ πυρήνος.

Διά νά ἑξέλθη βεβαίως ἐν φορτισμένον σωμάτιον ἐκ τοῦ συνθέτου πυρήνος ἀπαιτεῖ δχι μόνον τήν ἐνέργειαν συνδέσεως αύτοῦ εἰς τόν πυρήνα ἀλλά ἐπί πλέον ἐνέργειαν διά νά ύπερβῃ τό φράγμα δυναμικοῦ.

Τό στάδιον τῆς διασπάσεως τοῦ συνθέτου πυρήνος καί τοῦ σχηματισμοῦ τῶν τελικῶν προϊόντων ἀποτελεῖ τό τρίτον στάδιον τῆς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως. Λόγω τοῦ μεγάλου χρόνου ζωῆς τοῦ συνθέτου πυρήνος, καθ’ δν ἔλαβε χώραν μεγάλος ἀριθμός συγκρούσεων τῶν νουκλεονίων τοῦ πυρήνος, δ σύνθετος πυρήν δέν διατηρεῖ, ὡς λέγομεν, “μνήμην” ὡς πρός τόν τρόπον τοῦ σχηματισμοῦ τούτου. Συνεπῶς ὁ τρόπος διασπάσεως τοῦ συνθέτου πυρήνος εἶναι ἀνεξάρτητος τοῦ τρόπου σχηματισμοῦ τούτου. ‘Η διάσπασις αὕτη ἑξαρτᾶται ἀπό τάς ιδιότητας τοῦ συνθέτου πυρήνος καί τῆς ἐνέργειας διεγέρσεως τούτου. ‘Εάν ή ἐνέργεια διεγέρσεως τοῦ συνθέτου

πυρήνος είναι μικρά, δτε ή διεργασία ἀνακατανομής της ένεργειας άπαιτει μεγάλον χρόνον, τότε ή έπι πλέον ένεργεια έκπεμπεται υπό μορφήν γ-άκτινοβολίας. Τούτο παρατηρείται κυρίως κατά τήν σύλληψήν θερμικών νετρονίων ύπό τῶν πυρήνων (n, γ άντιδρασις). Θεωρήσωμεν τήν άντιδρασιν

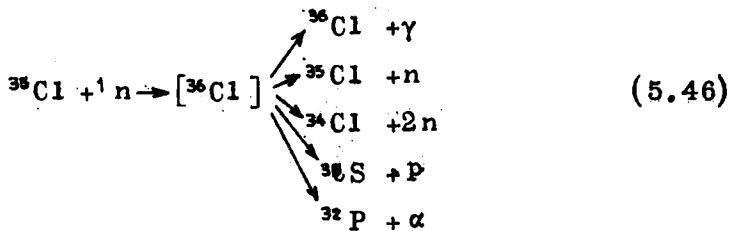
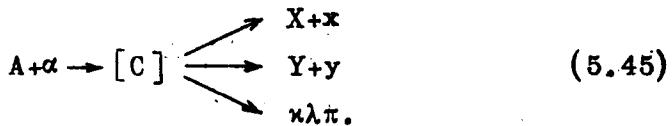


μέ ένέργειαν διεγέρσεως 20 MeV. Η έκπομπή ένός νετρονίου ένεργειας π.χ. 1 MeV έχει ώς άποτέλεσμα τήν έλαττωσιγ της ένεργειας διεγέρσεως είς 20 MeV -(ένέργεια συνδέσεως νετρονίου + κινητική ένέργεια νετρονίου)=
=20-(8+1)=11 MeV. Η ένέργεια αυτη είναι έπαρκης διά τήν έκπομπήν καί ένός δευτέρου νετρονίου. Ως έκ τούτου έκπεμπεται καί έν δεύτερον νετρόνιον.

Η έκπομπή τῶν δύο νετρονίων δδηγεῖ είς πυρήνα ${}^{186}\text{Os}$ μέ ένέργειαν διεγέρσεως 2 MeV. Εφ' δσον αυτη είναι μικροτέρα της ένεργειας συνδέσεως ένός νετρονίου, έπειται δτι περαιτέρω έκπομπή νετρονίου δέν είναι δυνατή καί η μετάπτωσις είς τήν βασικήν κατάστασιν λαμβάνει χώραν δι έκπομπής γ-άκτινοβολίας ένεργειας 2 MeV.

Γεινικῶς δύναται νά λεχθῇ δτι εύθυνς ώς σχηματισμή δ σύνθετος πυρήν δέν μπάρχει τρόπος νά έλεγξωμεν τόν τρόπον διασπάσεως τούτου. Οι διάφοροι τρόποι διασπάσεως αύτού είναι άνταγωνιστικοί καί έκαστος έξ αύτῶν έχει μίαν ώρισμένην πιθανότητα.

Η σχέσις μεταξύ τῶν διαφόρων πιθανοτήτων διά δεδομένον σύνθετον πυρήν δέξιαρταται έκ της ένεργειας διεγέρσεως τούτου. Συνεπῶς μία πυρηνική άντιδρασις λαμβάνουσα χώραν διά σχηματισμού συνθέτου πυρήνος; δύναται νά γραφῇ ώς έξης:



Η έκπομπή α-σωμάτων γενικῶς εύνοεῖται εἰς έλαφρούς πυρήνας, λόγω του μικρού όφους του φράγματος Coulomb, ένω μεταξύ τῶν βαρυτέρων εύνοεῖται ή έκπομπή νετρονίων καὶ πρωτονίων καὶ κατά κύριον λόγον νετρονίων, λόγω τῆς έλλειφεως του φράγματος Coulomb.

Η έκπομπή τριτονίων ή δευτερονίων δέν εἶναι ένεργειακῶς δυνατή καὶ παρατηρεῖται όλιγότερον συχνάκις. Βεβαίως η γενική αύτη είκων δυναται: νά άνυστραφῇ ύποδ ἀρισμένας συνθήκας.

Παρατηροῦντες τήν ἀντίδρασιν (5.46) καθίσταται σαφές ότι δέν εἶναι δυνατόν νά ληφθῇ εἰς ἀντίδραστήρα ^{36}Cl , ούτε προσμίξεων ^{35}S καὶ ^{32}P . Τούτο δύμας δέν εἶναι σοβαρόν, καθ' ὅσον τά ραδιενεργά ταῦτα νουνλίδια ἔχουν χρόνον ύποδιπλασιασμοῦ πολύ μικρότερον τοῦ ^{36}Cl καὶ συνεπῶς δυνάμεθα ν' ἀπολλυγῆμεν τῆς ραδιενεργείας τούτων ἀφίεντες ταῦτα νά διασπασθοῦν πρακτικῶς πλήρως.

Η ἀντίδρασις $^{36}\text{Cl} \rightarrow {}^{34}\text{Cl} + 2n$ δέν ἔχει μεγάλην σημασίαν καθ' ὅσον, διὰ νά λάβῃ χώραν, ἀπαιτεῖ σημαντικήν ἐνέργειαν. Η δευτέρα ἀντίδρασις $^{36}\text{Cl} \rightarrow {}^{35}\text{Cl} + n$ εἶναι ἀπλῶς μή έλαστική σκέδασις.

5.6. Διάρκεια ζωής συνθέτου πυρήνος

‘Η διασπασίς τού συνθέτου πυρήνος ἐκ τῶν διαφόρων σταθμῶν ἐνεργείας αὐτοῦ δέν εἶναι ἡ αὐτή δι’ ὅλας τὰς ἐνεργειακάς στάθμας.’ Εκάστη διηγερμένη ύπαρχη μέση μέση γ διάρκειαν ζωῆς τ. Τό εδρος δέ τῆς ἐνεργείας Γ τῆς στάθμης σχετίζεται μὲ τὴν μέσην διάρκειαν ζωῆς τ διά τῆς ἀρχῆς τῆς ἀβεβαίότητος

$$\Gamma \approx \frac{\hbar}{\tau} \quad (5.47)$$

Τό εδρος τούτο ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἀβεβαίότητα μεθ’ ἣς μετρεῖται; ἡ ἐνέργεια τῆς στάθμης. Δεδομένου δτι ὁ σύνθετος πυρήν εἶναι δυνατόν νὰ διασπασθῇ κατά διαφόρους τρόπους, θᾶ ἔχωμεν καὶ μερικόν εδρος ἀντιστοιχούν εἰς δεδομένον τρόπον διασπάσεως τού συνθέτου πυρήνος.’ Εάν π.χ. διασπάται δι’ ἐκπομπῆς νετρονίων ἡ γ-άκτινοβολίας ἔχουμεν τό μερικόν Γ_n ἢ Γ_γ κ.ο.κ. καὶ ἄρα

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \dots \quad (5.48)$$

Κατά τὴν σύλληψιν βραδέων νετρονίων (τῆς τάξεως 1 eV) ὅπό βαρέων πυρήνων διεπιστάθη, πειραματικῶς, εδρος τῆς γραμμῆς συντονισμοῦ, $\Gamma=0,1$ eV. Κατά συνέπειαν βάσει τῆς σχέσεως (5.47) θᾶ ἔχωμεν

$$0,1 = \frac{0,66 \cdot 10^{-15}}{\tau}$$

$$\tau \approx 10^{-14} \text{ sec} \quad (5.49)$$

Δηλαδή ἡ μέση διάρκεια ζωής τού συνθέτου πυρήνος εἶναι, ὡς ἀνεφέρθη, καὶ προηγουμένως, τῆς τάξεως 10^{-14} sec. Εἰς μεγαλυτέρας ἐνεργείας αὐξάνει τό εδρος τῆς στάθμης καὶ συνεπῶς ἐλαττούται; ἡ διάρκεια μέσης ζωῆς τῆς στάθμης.

'Επί παραδείγματι διά $\Gamma=10^3$ eV, $\tau \approx 10^{-18}$ sec. 'Αλλά διά 10^3 eV προκύπτει, ώς άναφέρεται εἰς τό κεφάλαιον (5.7), δτι διά πυρήνας μέσου μαζικού άριθμού, τό εύρος τής στάθμης είναι μεγαλύτερον τής άποστάσεως μεταξύ τῶν δύο σταθμῶν ένεργείας. 'Επέρχεται δηλαδή ύπερηφανφίας.

Τό εύρος τής στάθμης έχει μίαν φύλην καί ένδιαφέρουσαν σημασίαν. Είναι άναλογον τής πιθανότητος δτι δ σύνθετος πυρήν, εἰς δεδομένην ένεργειακήν κατάστασιν, θά ύποστη μίαν μεταβολήν εἰς τήν μονάδα του χρόνου. 'Εφ' δσον, ώς είδομεν, εἰς τήν ραδιενεργόν διάσπασιν $\tau = \frac{1}{\lambda}$, ένθα λ. παριστά τήν πιθανότητα τής διασπάσεως του ραδιενεργού εἰς τήν μονάδα του χρόνου, ούτω καί έκ τής σχέσεως (5.47) προκύπτει δτι τό διάστημα εύρος είναι άναλογον τής πιθανότητος δτι δ σύνθετος πυρήν θά ύποστη μεταβολήν εἰς τήν μονάδα του χρόνου. 'Αναλογος είναι καί η σημασία του μερικού εύρους.

Είς μεγάλας τιμάς ένεργείας διεγέρσεως, ώς κατά τήν άπορρόφησιν σωματίων μεγάλης ένεργείας, τό εύρος τής στάθμης αύξανει καί δ μέσος χρόνος ζωῆς έλαττοστα: άντιστοίχως. Π.χ. διά $\Gamma=1000$ eV, προκύπτει έκ τής (5.47) $\tau=0,7 \cdot 10^{-18}$ sec, δστις είναι τής αύτής τάξεως μέ τόν χρόνον διόδου του σωματίου διά του πυρήνος. Είς τήν περίπτωσιν ταύτην δέν ισχύει τό πρότυπον του συνθέτου πυρήνος.

5.7. Στάθμα: ένεργείας πυρήνος.

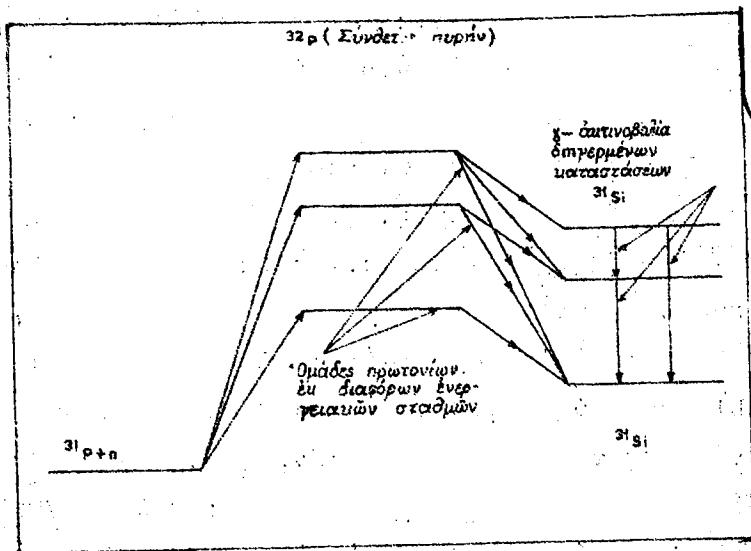
Είς τό προηγούμενον κεφάλαιον άνεφέρθη δτι, κατά μίαν πυρηνικήν άντιδρασιν, δ σχηματιζόμενος πυρήν εύρισκεται, έν διηγερμένη καταστάσει. 'Ανεξαρτήτως του τρό-

που σχηματισμού τούτου, εύρεση δτι πάντοτε ή ένέργεια διεγέρσεως έχει ώρισμένας μόνον τιμάς, τούτο δέ σχετίζεται εύθεως μέ τήν θπαρξινώρισμένων σταθμῶν ένεργείας τού πυρήνος. 'Εάν έξετάσωμεν τήν ένεργον διατομήν δεδομένης ἀντιδράσεως, ήτοι τήν πιθανότητα νά λάβη χώραν ή δεδομένη αστη ἀντιδρασίς, π.χ. $^{31}\text{P}(n, p)^{31}\text{Si}$, καφατηρούμεν δτι ή ένεργος διατομή καί συνεπῶς καί ή απόδοσις τής ἀντιδράσεως ταύτης λαμβάνει κεγκλάς τιμάς δι' ώρισμένας τιμάς ένεργειας τού προσπίπτοντος σωματίου, κάτωθεν καί άνωθεν τής δποίας ή ένεργος διατομή είναι: σημαντικώς μικροτέρα. 'Η θπαρξις τῶν μεγίστων τούτων ἀντιστοιχεῖ εἰς διηγερμένας στάθμας τού συνθέτου πυρήνος ^{32}P . "Οταν η ένέργεια τού προσπίπτοντος νετρονίου είναι: ίση πρός δεδομένην στάθμην τού πυρήνος λαμβάνει χώραν απορρόφησις τούτου καί σχηματισμός τού συνθέτου πυρήνος είς διψηρμένην κατάστασιν. 'Η μελέτη συνεπῶς τής ένεργού διατομῆς συναρτήσει τής ένεργειας τού προσπίπτοντος σωματίου (συνάρτησις διεγέρσεως) δύναται: νά δώσῃ πληροφορίας περί τῶν ένεργειακῶν σταθμῶν τού συνθέτου πυρήνος.

Πληροφορίας ἐπί τῶν σταθμῶν ένεργειας τού προκύπτοντος, κατά τήν ἀντιδρασιν, πυρήνος, ήτοι τού ^{31}Si , δυνάμεθα νά έχωμεν ἐκ τής μετρήσεως τής ένεργειας τῶν ἐκπεμπομένων πρωτογίων ως καί τής συνοδευούσης γ-άκτινοβολίας.

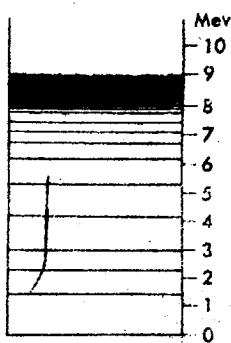
'Απεδείχθη δτι τὰ ἐκπεμπόμενα πρωτόνια ἀποτελοῦν ὄμάδας ώρισμένων ένεργειῶν αἱ δποίαι δέν σχετίζονται μέ τήν ένέργειαν τού πρόσπιπτοντος νετρονίου. Τούτο ἀκριβῶς καί ἀναμένεται ἐφ' δόσον ίσχύει τό πρότυπον τού συν-

θέτο πυρήνος. Δηλαδή τόσον αἱ ινέργειαι τῶν πρωτονίων δύναι καὶ τῆς γ-άκτινοβολίας ἔξαρτῶνται ἐκ τῶν σταθμῶν ενεργείας τοῦ συνθέτου πυρήνος αἱ τοῦ τελικοῦ πυρήνος. Τό σχῆμα (5.1) ἀποδίδει τὴν ἐν λόγῳ περίπτωσιν.



Σχ. 5.1 Διάγραμμα σταθμῶν ἐνεργείας διὰ τὴν ἀντίδρασιν $^{31}\text{P}(n,p)^{31}\text{Si}$.

Γενικῶς δύναται νά λεχθῇ δτι αἱ ἀποστάσεις τῶν σταθμῶν ἐνεργείας ἐλαττούνται, μέ αὐξησιν τῆς ἐνεργείας διεγέρσεως καὶ δτι ή ἀπόστασις τῶν κατωτέρω σταθμῶν ἐνεργείας εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τοὺς ἐλαφρούς πυρήνας παρά εἰς τοὺς βαρυτέρους. Σχῆμα (5.2). Διὰ τοὺς ἐλαφρούς πυρήνας ($A=10-25$), ή διαφορά μεταξύ τῆς βασικῆς καὶ τῆς πρώτης διηγερμένης στάθμης εἶναι τῆς τάξεως 1 MeV. Διὰ διέγερσιν 8 MeV εἶναι περίπου 10-100 KeV καὶ εἰς τὴν περιοχήν τῶν 15 MeV εἶναι τῆς τάξεως τοῦ 1 KeV. Διὰ πυρήνας μέτριας ταχύτητος τοῖμαί εἶναι 0,1 MeV, 30 eV καὶ $1-10^{-2}$ eV.



Σχ. 5.2. Μεταβολή πυνθάντητος ένεργειακῶν σταθμῶν πυρήνος συναρτήσει τῆς ένεργείας.

που $A(\alpha, b)B$, διά δύο μεγεθῶν τά δόποια ἀντιστοιχούν εἰς τάς πιθανότητας τῶν δύο διεργασιῶν, ἢτοι τοῦ σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρήνος, $\sigma_{(\alpha)}$, καὶ τῆς διασπάσεως τούτου δι' ἐκπομπῆς σωματίου b , $f_{(b)}$. 'Η δλική πιθανότης ἴσοσται μὲ τό γινόμενον τῶν ἐπί μέρους πιθανοτήτων. Συνεπῶς θά ζέχωμεν

$$\sigma_{(\alpha, b)} = \sigma_{(\alpha)} \cdot f_{(b)} \quad (5.50)$$

'Η πιθανότης, ἢ μέ αλλούς λόγους τῇ ένεργος διατομῆς (α) , σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρήνος ἔξαρτᾶται ἐκ τῆς κινητικῆς ένεργείας τοῦ βλήματος. 'Εάν ἡ κινητική ένέργεια τούτου εἴναι μικροτέρα τοῦ φράγματος Coulomb, τότε ἡ πιθανότης σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρήνος θά εἴναι μικρά ἢτοι $\sigma_{(\alpha)}$ θά εἴναι μικρόν. 'Εάν αὐξηθῇ ἡ ένέργεια τοῦ βλήματος αὐξάνει καὶ ἡ $\sigma_{(\alpha)}$.

'Ο σχηματιζόμενος σύνθετος πυρήν δύναται νά διασπάσῃ κατά διαφόρους τρόπους, ἐκαστος δέ τρόπος διασπάσεις ἀντιστοιχεῖ εἰς διάφορον πιθανότητα $f_{(b)}$, $f_{(c)}$, $f_{(d)}$

'Η θεωρία τοῦ σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρήνος εύρισκει θεμελίωσιν εἰς τὰ πειράματα τοῦ Ghoshal. Οὗτος ἐμέτρησε τὴν μεταβολήν τῆς ένεργος διατομῆς εἰς πολλὰς ἀντιδράσεις καθ' ἃς δημιουργεῖται διά τὸς σύνθετος πυρήν. 'Εφ' ὅσον μία πυρηνική ἀντιδρασίς λαμβάνει χώραν διά σχηματισμοῦ συνθέτου πυρήνος, δοτις μετά ταῦτα διασπάται, εἴναι δυνατόν νά παραστήσωμεν τὴν πιθανότητα $\sigma_{(\alpha, b)}$ μιᾶς ἀντιδράσεως τοῦ γενικοῦ τύπου $A(\alpha, b)B$, διά δύο μεγεθῶν τά δόποια ἀντιστοιχούν εἰς τάς πιθανότητας τῶν δύο διεργασιῶν, ἢτοι τοῦ σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρήνος, $\sigma_{(\alpha)}$, καὶ τῆς διασπάσεως τούτου δι' ἐκπομπῆς σωματίου b , $f_{(b)}$. 'Η δλική πιθανότης ἴσοσται μὲ τό γινόμενον τῶν ἐπί μέρους πιθανοτήτων. Συνεπῶς θά ζέχωμεν

κλπ., εἰ δποιαὶ σχετίζονται μέ τό μερικόν εῦρος $\Gamma_b, \Gamma_c, \Gamma_d$ κλπ.

Ἐφ' δσον, συμφώνως πρός τὰ ἀναπτυχθέντα εἰς τό προηγούμενον κεφάλαιον, $\Gamma = \Gamma_b + \Gamma_c + \Gamma_d + \dots$, ἐπετει δι ή πιθανότης διασπάσεως δι' ἐκπομπῆς σωματίου β θά εἶναι

$$f_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (5.51)$$

Κατά συνέπειαν ή σχέσις (5.50) δύναται νά γρυφή

$$\sigma_{(a,b)} = \sigma_{(a)} - \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (5.52).$$

Θεωρήσωμεν ἡδη τήν ἀντίδρασιν



Βάσει τῆς σχέσεως (5.52) ἔχομεν

$$\sigma_{(a,b)} = \sigma_{c(a)} - \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \quad (5.54)$$

Ἡ πιθανότης διασπάσεως τοῦ συνθέτου πυρῆνος ἔχει ὡς μέτρον τό δλικόν εῦρος, ἐνῶ ή πιθανότης διασπάσεως τούτου κατά τό σχῆμα (5.53) εἶναι Γ_x . Ἐπομένως ή πιθανότης τῆς ἀντιδράσεως $\sigma(a,b)$ ίσοσται μέ τήν πιθανότητα σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρῆνος, σ, διά συλλήψεως τοῦ σωματίου α ἐπί τήν σχετικήν πιθανότητα διασπάσεως αὐτοῦ δι' ἐκπομπῆς σωματίου x.

Ομοίως δυνάμεθα νά ἔχωμεν τήν κάτωθι ἀντίδρασιν:

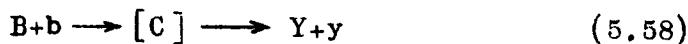


καθ' ἣν σχηματίζεται μέν ὁ αὐτός σύνθετος πυρήν κατά διάφορον τρόπον, ἀλλά διασπάται οὗτος κατά τόν αὐτόν τρόπον. Είς τήν περίπτωσιν ταύτην θά ἔχωμεν:

$$\sigma_{(b,x)} = \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \sigma_{c(b)} \quad (5.56)$$

Έποτε θεταί δτις ή ένέργεια διεγέρσεως τοῦ συνθέτου πυρήνος είναι; ή αύτη καί διά τάς δύο άντιδράσεις. Τοῦτο είναι δυνατόν, ἐφ' δον ή διαφορά εἰς τάς μάζας καί τῆν ένέργειαν συνδέσεως άντισταθμίζεται από τήν κινητικήν ένέργειαν τοῦ προσπίπτοντος σωματίου.

Έάν είναι δυναταί καί αἱ άντιδράσεις



Θά έχωμεν:

$$\sigma_{(\alpha,y)} = \frac{\Gamma_y}{\Gamma} \sigma_{c(\alpha)} \quad (5.59)$$

$$\sigma_{(b,y)} = \frac{\Gamma_y}{\Gamma} \sigma_{c(b)} \quad . \quad (5.60).$$

Έκ τῶν δύο πρώτων σχέσεων (5.54), (5.56) προκύπτει

$$\frac{\sigma_{(\alpha,y)}}{\sigma_{(b,y)}} = \frac{\sigma_{c(\alpha)}}{\sigma_{c(b)}} \quad (5.61).$$

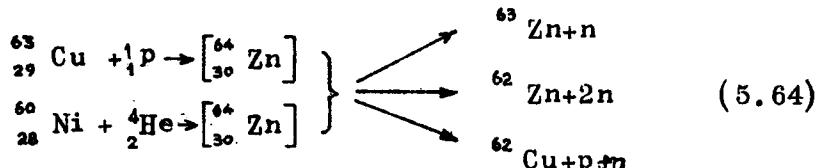
Έκ τῶν δύο τελευταίων σχέσεων (5.59), (5.60) έχομεν άντιστοίχως

$$\frac{\sigma_{(\alpha,y)}}{\sigma_{(b,y)}} = \frac{\sigma_{c(\alpha)}}{\sigma_{c(b)}} \quad (5.62).$$

Έκ τῶν σχέσεων (5.61) καὶ (5.62) λαμβάνομεν

$$\frac{\sigma_{(\alpha,y)}}{\sigma_{(\alpha,y)}} = \frac{\sigma_{(b,y)}}{\sigma_{(b,y)}} \quad (5.63).$$

Οὕτω διά τάς άντιδράσεις

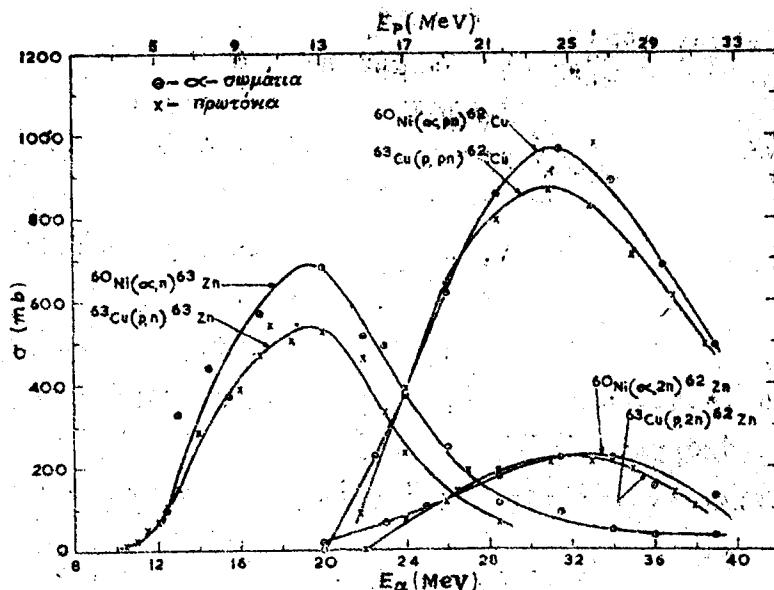


κατά τὰ δύνατέρω, θά έχωμεν

$$\sigma_{cu}(p, n) : \sigma_{cu}(p, 2n) : \sigma_{cu}(p, p_n) = \sigma_{nu}(\alpha, n) \\ : \sigma_{nu}(\alpha, 2n) : \sigma_{nu}(\alpha, p_n) \quad (5.65)$$

Ùπό τήν προϋπόθεσιν ότι ή ένέργεια τῶν πρωτονίων εἶναι κατά 7 MeV μικροτέρα τῆς ένεργειάς τῶν α-σωματίων, ούτως θατεί η ένέργεια διεγέρσεως νά εἶναι ή αργή.

Τα ùποτελέσματα ταῦτα τοῦ Ghoshal πάριστανται εἰς τὸ σχῆμα (5.3).



Σχ. 5.3. Πειραματικαί τιμαί Ghoshal συνηγορούσσαν ύπερ τοῦ ùποδείγματος τοῦ συνθέτου πυρήνος.

Δυνάμεθα, γενικῶς, νά εἶπωμεν ότι:

α) Έάν ή ένέργεια διεγέρσεως τοῦ συνθέτου πυρήνος εἶναι μικροτέρα τῆς ένεργειάς συνδέσεως σωματίου b, τότε η πιθανότης έκπομπῆς τοῦ σωματίου, τούτου εἶναι μηδέν.

β) 'Εάν ή ένεργεια διεγέρσεως είναι: έπαρκης ώστε τό σωμάτιον να δύναται: να υπερβῇ τό φράγμα Coulomb, τότε ή πιθανότης, ήτοι ή ένεργος διατομή τής άντιδράσεως ταύτης, έχει δεδομένην τη μήν. Μέ ανδησιν τής ένεργειας διεγέρσεως ή ένεργος διατομή ανέδανει μέχρις ένός μεγίστου καί μετά ταῦτα πίπτει, καθ' όσον ύπεισέρχονται: άνταγωνιστικάί διεργασίαι: ως π.χ. έκπομπή καί σωματίου c, δτε ή ένεργος διατομή τής πρώτης άντιδράσεως, ήτοι: τής έκπομπῆς σωματίου b, καθίσταται: μικροτέρω.

γ) 'Εκ δύο ίσοδυνάμων, ένεργεια κῶς, τρόπων διασπάσεως τοῦ συνθέτου πυρῆνος, πιθανώτερος είναι: ο δόδηγῶν είς πυρῆνα μέ μεγαλυτέραν πυκνότητα ένεργειακῶν σταθμῶν. Τοῦτο δέ διότι, όσον μεγαλυτέρα είναι: η πυκνότης τῶν σταθμῶν, τόσον περισσότεροι είναι: αἱ διόδοι: άντιδράσεως πρός τὸν πυρῆνα τοῦτον, καί ἄρα πιθανώτερος είναι: δ σχηματισμός τοῦ ἐν λόγῳ πυρῆνος.

δ) 'Ηλεκτρόνια, θετικά ή άρνητικά, δέν έκπεμπονται: ώπό τοῦ συνθέτου πυρῆνος, διότι: δ σχηματισμός των, ἐφ' όσον δέν ύπάρχουν ἐντός τοῦ πυρῆνος, προϋποθέτει: βραδεῖαν διεργασίαν ζηναντι: τής ταχείας έκπομπῆς νουκλεονίου ή γάκτινοβολίας.

ε) Κατά τήν σύλληψιν βραδέος νετρονίου ώπό πυρῆνος, δ σχηματιζόμενος ἐν διεγέρσει σύνθετος πυρῆν άποδίδει: συνήθως τήν ένέργειαν ταύτην ώπο μορφῆν γάκτινοβολίας.
(n, γ άντιδράσεις).

5.8. Ένεργός διατομή.

'Η ταχύτης μιᾶς πυρηνικῆς άντιδράσεως έκφραζομένη ως δ άριθμός τῶν δημιουργουμένων άτόμων κατά μονάδα χρόνου,

είναι άναλογος του άριθμου, κατά μονάδα έπιφανείας και χρόνου, τών προσπιπτόντων σωμάτων - βλημάτων, Φ, ώς και τού άριθμού τών ατόμων, N_A , του στόχου, ήτοι:

$$\frac{dN_B}{dt} \sim \Phi N_A \quad (5.66).$$

Η πραγματόκοινης μέτρας δεδομένης πυρηνικής άντιδρασης έχει τόν χαρακτήρα ένδει τυχαίου γεγονότος έκφραζομένου υπό της πιθανότητος έπιτεύξεως της όπ' δριψίας άντιδρασεως. Η πιθανότης αυτή έκφραζεται υπό της ένεργου διατομής της όπ' δριψίας άντιδρασεως.

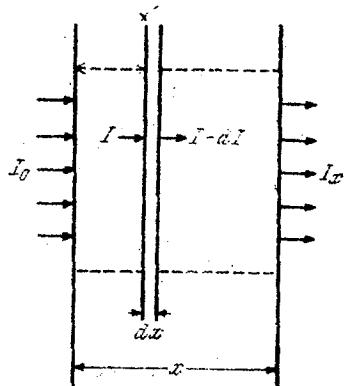
Είς πυρήνακτίνος R παρουσιάζει έπιφανειαν έπι τού βλήματος ίσην πρόσ πR^2 . Διά στόχου μέτρα $A=100$, ή έπιφανειαν αυτή είναι: $\pi(1,4 \cdot 10^{-13})^2 (100)^{1/3})^2 \text{cm}^2 \approx 1,3 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2 = 1,3 \text{ barns}$, ένθα $1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 1 \text{ barn}$. Κατά τήν σύγκρουσιν τού βλήματος μετά τού στόχου δύνανται νά λάβουν χωραν διάφοροι άντιδρασεις. Ή.χ. κατά τήν σύγκρουσιν δευτερονίων ένεργειας 24 MeV μετά τού πυρήνος-στόχου ^{232}Th , δύνανται νά λάβουν χωραν διάφοροι άντιδρασεις όπως $^{232}\text{Th}(d, n) ^{233}\text{Pa}$, $^{233}\text{Th}(d, 2n) ^{232}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(d, p) ^{233}\text{Te}$ κλπ. Η πιθανότης έπιτεύξεως έκαστης άντιδρασεως είναι διάφορος. Η πιθανότης αυτη, σ, μετατρέπει τήν άναλογιαν της σχέσεως (5.66) είς ίσοτητα, ήτοι:

$$\frac{dN_B}{dt} = \sigma \Phi N_A \quad (5.67).$$

Αι διαστάσεις τού σ, είναι: $\text{cm}^2/\text{άτομον}$. Συνήθως δημως παραλείπεται δι παρονομαστής και παραμένει μόνον cm^2 , έξ οδ και δ θρος ένεργος διατομή. Η ένεργος διατομή είναι μέτρο διατέρως χρήσιμος έννοια διά τήν έκφρασιν της πιθανότητος δεδομένης άντιδρασεως. Η ένεργος διατομή σπανίως συμπίπτει μέ τήν γεωμετρικήν διατομήν τού

πυρήνος. Δύναται νά είναι μηδέ, ή πολύ μεγαλυτέρα από της γεωμετρικής διατομής. Η ένεργος διατομή έξαρταται, στην της ίδιατερας συμπεριφορές του πυρήνος-στόχου διά την δεδομένη, και τιδρασιν ώς και έκ της ένεργειας και τοι είδους του προσπίπτοντος βλήματος. Κατά την προσπτωση, ν τώρα σωματίων έπι του πυρήνος-στόχου, αι λαθάνουσαι χωριαν άντιδρασεις οέν είναι άναγκαστικώς διατατούσαι τοι αίτου τύπου. Ής έκ τούτου διέκαστην άντιδρασιν έχομεν και την άντιστοιχον ένεργον διατομήν. Το χθροισμα τών έπι μέρους ένεργων διατομών δίδει την διατομήν ένεργον διατομήν. Η ένεργος διατομή δύναται νά θεωρηθῇ ώς ή ένεργος έπιφάνεια του πυρήνος έπι της διοίας, έναν προσπέση το σωμάτιον, θά λάβη χώρων ή άντιδρασις.

Θεωρήσωμεν στόχον πάχους x και έπιφανειας S έπι της διοίας προσπίπτει δέσμη σωματίων ισχύος I_0 . Σχήμα (5.4).



Σχ. 5.4. Καθαρισμός ένεργου διατομῆς.

Η δέσμη διερχομένη διά του πάχους dx υφίσταται έλάττωσιν της έντασεως από I εἰς $I-dI$, ένθα ή έντασις της δέσμης έκφραζεται εἰς άριθμόν σωματίων κατά cm^2 και sec , Η έλάττωσις αυτη της έντασεως της δέσμης dI είναι άναλογος της έντασεως I εἰς τό σημείον και άναλογος του άριθμού τών πυρήνων του στόχου μεταξύ x και $x+dx$.

Εάν N_0 είναι ο άριθμός τών άτομων του στόχου κατά μονάδα δγκου, τότε ο άριθμός τών άτομων του στόχου μεταξύ x και $x+dx$ θα είναι $N_0 S dx$. Εάν

υποθέσιμεν δτι, σείνας ή ένεργος διατομή διά τήν άντιδρασιν ήτις όδηγεται στην φλόγασιν του αριθμού σωμάτων, τότε τό ποσοστόν της έλαττώσεως της έντασεως της δέσμης είς τό πάχος δεν θα είναι:

$$-\frac{dI}{I} = \frac{\sigma N_0 S dx}{S} = \frac{\text{εκέπιφανεία στόχου}}{\delta \text{ική επιφανεία}} = \sigma N_0 dx \quad (5.68).$$

Διότι διλοκληρώσεωθεν άπειρος ο έως και μεταβάνομεν

$$I_x = I_0 e^{-\sigma N_0 x} \quad (5.69).$$

Η σχέσις αυτή χρησιμοποιείται διά τόν πειραματικόν πρόσδιορισμόν της ένεργος διατομής. Έκ της σχέσεως (5.69) έχομεν

$$\frac{I_x}{I_0} = e^{-\sigma N_0 x}$$

$$\eta \quad 1 - \frac{I_x}{I_0} = 1 - e^{-\sigma N_0 x} \quad \eta \quad \frac{I_0 - I_x}{I_0} = 1 - e^{-\sigma N_0 x}$$

$$\eta \quad \Delta I = I_0 (1 - e^{-\sigma N_0 x}) \quad (5.70).$$

Τό ΔΙ παριστά τόν αριθμόν τῶν σωμάτων τά δποτα άντεδρασαν κατά μονάδα χρόνου.

Δεδομένου δτι η ένεργος διατομή διά ταχέα σωμάτια δέν είναι μεγαλυτέρα τού 2πR², έπειτα δτι η τάξης μεγέθους της ένεργος διατομής διά ταχέα σωμάτια είναι 10⁻²⁴ cm². Διά τούτο η τιμή 1.10⁻²⁴ cm² έληφθη ως η μονάς barn (as big as a barn).

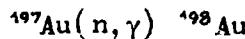
Η σχέσις (5.69) ισχύει διά λεπτούς στόχους, ένω διά παχείς στόχους η ένεργος διατομή μεταβάλλεται με τά του πάχους, ήτοι σ=f(x).

Ανωτέρω ώρισθη η ένεργος διατομή διά τήν άντιδρασιν ήτις προκαλεῖ έλαττωσιν της δέσμης. Έάν η άντι-

δρασις αυτη είναι σκέδασις, τότε ή σ' αποτελεί τήν ένεργον διατομήν σκεδάσεως σ_{sc} , έαν είναι σχάσις έχομεν ένεργον διατομήν σχάσεως κλπ. Η διατομή, έπομενως, ένεργος διατομή είναι:

$$\sigma_t = \sigma_{sc} + \sigma_c + \sigma_f + \dots \quad (5.71).$$

Θεωρήσωμεν, ώς πιο αδειγμα, φυλλόν ^{197}Au , ώς δ' εν τῇ φύσει χρυσός, πάχους 0,03 cm καί ἐπιφανείας 5 cm² βρομβιρδιζόμενον διέ ψερμικῶν γετρονίων ροῆς 10^7 n/cm² sec. Ζητεῖται νέο υπολογισθῆ διάριθμός τῶν σχηματιζομένων κατά sec πυρήνων ^{198}Au κατά τήν άντιδρασιν



Η ένεργος διατομή απορροφήσεως τοῦ ^{197}Au διά τά ψερμικά γετρόνια είναι 99 barns. Ήπινότης Au=19,3 gr/cm³.

A.B=197,2.

Βάσει τῆς σχέσεως (5.70) έχομεν:

$$\Delta I = 5 \text{ cm}^2 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec} \left(1 - e^{-5,89 \cdot 10^{22} \cdot 99 \cdot 10^{-24} \cdot 0,03} \right)$$

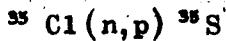
$$= 8 \cdot 10^6 \quad ^{198}\text{Au/sec}$$

Εἰς τήν σχέσιν (5.70) x=0,03 cm σ=99 b=99,10⁻²⁴ cm² καί $N_0 = \frac{P}{A} N_L = \frac{19,3}{197,2} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 5,89 \cdot 10^{22}$ πυρήνες $^{197}\text{Au}/\text{cm}^3$.

Ο διάριθμός λοιπόν τῶν σχηματιζομένων πυρήνων ^{198}Au κατά sec είναι $8 \cdot 10^6$.

Εἰς έν μῆγμα ίσοτόπων, ώς τά εν τῇ φύσει στοιχεῖα, διέκαστον ίσότοπον νουκλίδιον έχομεν τήν άντιστοιχον ένεργον διατομήν. Η σχέσις (5.69) άναφέρεται εἰς τήν διατομήν ένεργον διατομήν τοῦ στόχου, έστω καί ἀν αποτελείται εἰς διαφόρων ίσοτόπων. Διά νά ενρεψῆ τό ποσοστόν μιας

ίδια ιτέρας άντιδράσεως πρέπει νά πολλαπλασιάσωμεν τήν περιεκτικότητα του υπόδφιν ίσοτόπου έπειτα το κλάσμα τής ένεργού διατομής τούτου ώς πρός τήν άλικην ένεργον διατομήν. 'Ως παράδειγμα έστω ή άντιδρασις



Είς κυβικόν δοχείον πλευρᾶς 1 cm τίθεται CCl_4 καί βομβαρδίζεται μέθερμικά νετρόνια ροῆς $I_0=10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec.}$. Πόσα άτομα ^{35}S σχηματίζονται είς 24 ώρας; $\rho=1,46 \text{ gr/cm}^3$. $\sigma_t = 33,8 \text{ b}$, διά το δυστικόν μήγμα τῶν ίσοτόπων τού χλωρίου. $MB = 153,8$.

Βάσει τής σχέσεως (5.70) έχομεν

$$\Delta I = 10^9 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 24 \left(1 - e^{-2,28 \cdot 10^{23} \cdot 33,8 \cdot 10^{-24}} \right)$$

$$= 4,64 \cdot 10^{13}$$

Διότι $I_0=10^9 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 24 \text{ n/cm}^2 \cdot 24 \text{ h}$, $x=1 \text{ cm}$, $\sigma=33,8 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2$

$$\text{καί } N_0 = \frac{\rho}{MB} \cdot N_L \cdot 4 = \frac{1,46}{153,8} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 4 = 2,28 \cdot 10^{22} \text{ άτομα}$$

Cl/cm^3 .

'Ο άριθμός $4,64 \cdot 10^{13}$ παριστά τόν άριθμόν τῶν ένεργον νετρονίων τάχικα άπερροφήθησαν υπό τού χλωρίου τού τετραχλωράνθρακος είς 24 h. 'Η ένεργος διατομή τού C είναι μικρά καί δέν λαμβάνεται υπόδφιν. Τό χλώριον άποτελείται από δύο ίσοτοπα, τό ^{35}Cl καί τό ^{37}Cl , υπό άναλογίαν 75,4% καί 24,6% άντιστοίχως. 'Εκ τῶν δύο ίσοτόπων τούτων μόνον τό ^{35}Cl μάς ένδιαφέρει, έφ' δούν τούτο λαμβάνει μέρος είς τήν άντιδρασιν. 'Η ένεργος διατομή τού ^{35}Cl διά τήν άντιδρασιν ταύτην είναι 0,19 b." Άρα ἐκ τῶν άπορροφηθέντων νετρονίων μόνον τό ποσοστόν $0,754 \cdot 0,19 \over 33,8 \approx 4,24 \cdot 10^{-3}$ δόηγεται είς τήν άντιδρασιν

$^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$. Έπομένως πολλαπλασιάζοντες τδν άριθμόν τῶν άπορροφηθέντων νετρονίων : ἐπί $4,24 \cdot 10^{-3}$ εύρισκομεν

$$4,64 \cdot 10^{13} \cdot 4,24 \cdot 10^{-3} = 2 \cdot 10^{11} \ ^{35}\text{S}/24\text{h}$$

5.9. Μακροσκοπική ένεργος διατομή.

Η προηγουμένως άρισθείσα ένεργος διατομή ύναφέρεται: είς ένα πυρήνα καί καλείται: μικροσκοπική ένεργος διατομή. Τό γινόμενον N_0 σ αποτελεῖ τήν μακροσκοπικήν διατομήν, Σ , καί ἐξ άρισμού

$$\Sigma \equiv N_0 \sigma \quad \text{είς cm}^{-1}$$

Δεδομένου ότι τό N_0 παριστά τδν άριθμόν τῶν πυρήνων κατά cm^3 , ἐπεταί: ότι η μακροσκοπική ένεργος διατομή, Σ , είναι: ή δλική ένεργος διατομή τῶν πυρήνων είς 1 cm^3 τού στόχου καί ἔχει διαστάσεις ἀντιστροφού μήκους. Θέτοντες τήν σχέσιν ταύτην είς τήν ἐξίσωσιν (5.68) λαμβάνομεν:

$$-\frac{dI}{I} = \Sigma dx \quad (5.72)$$

Ἐφ' δσον δ λόγος $-\frac{dI}{I}$ παριστά τό ποσοστόν τῶν σωματίων άτινα άπερροφήθησαν κατά τήν δίοδον τούτων διά τού πάχους dx , ἐπεταί: ότι τό Σdx παριστά τήν πιθανότητα ότι τό ποσοστόν τούτο τῶν σωματίων θά άπορροφηθῇ κατά τήν διαδρομήν dx . Δεδομένου ότι $N_0 = \frac{\rho}{AB} N_L = \frac{\rho}{AB} 6,02 \cdot 10^{23}$, βάσει τῆς σχέσεως $\Sigma = N_0 \sigma$, θα ἔχωμεν:

$$\Sigma = \frac{0,602 \cdot \rho \cdot \sigma}{AB} \quad \text{είς barns} \quad (5.73).$$

Ἐάν δ στόχος συνίσταται: ἐκ περισσοτέρων νουκλιδίων θά έχωμεν:

$$\Sigma = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots \quad (5.74).$$

Έπειρης σχέσεως (5.72) δι' άλογληρώσεως λαμβάνομεν

$$\frac{I_x}{I_0} = e^{-\Sigma x} \quad (5.75).$$

Κατά ταυτα τής $e^{-\Sigma x}$ έκφραζει τήν πιθανότητα ότι έν σωμάτιον δύναται νά είσδυση έντος του στόχου, μέχρις άποστάσεως x , άνευ άντιδράσεως. Η πιθανότης δύμας ότι ή άντιδρασις θά λάβη χώραν μεταξύ x και $x+dx$ δίδεται: ύπο τής Σάx. Επομένως ή μέση έλευθέρα διαδρομή τῶν σωμάτων τής δέσμης έντος του στόχου, ήτοι ή άποστασις λήν έν σωμάτιον διανύει, κατά μέσον δρον, έντος του στόχου προτού άντιδράσῃ, είναι:

$$\lambda = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x \cdot e^{-\Sigma x} \Sigma dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\Sigma x} \Sigma dx} = \frac{1}{\Sigma} \text{ cm} \quad (5.76)$$

Π.χ. ή μέση έλευθέρα διαδρομή τῶν θερμικῶν νετρονίων έντος του υδάτος πρό τής άπορροφήσεως αύτῶν ύπό τῶν άτομων ύδρογόνου είναι:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{\sigma_a N_H} \approx \frac{1}{0,33 \cdot 10^{-24} \cdot 0,67 \cdot 10^{23}} \approx 45 \text{ cm} \quad (5.77)$$

Έάν $x=\lambda$, τότε ή σχέσις (5.75) καθίσταται:

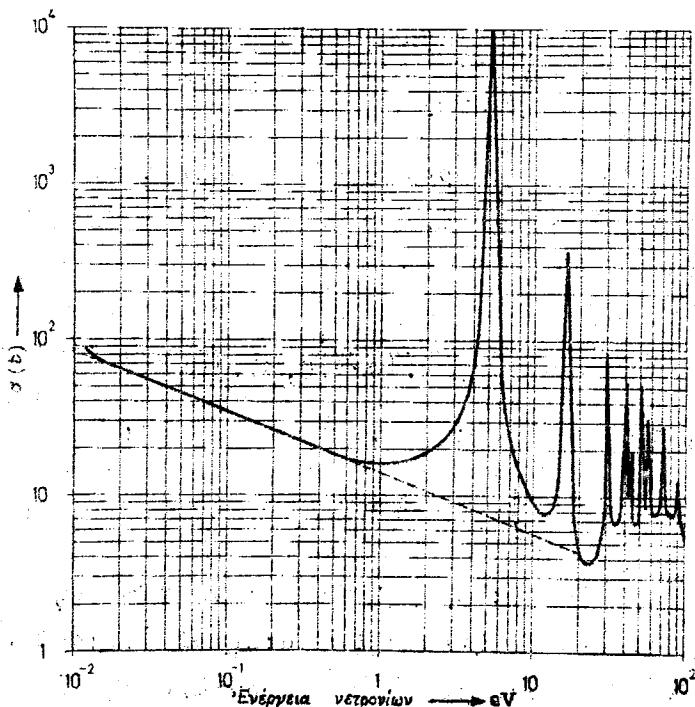
$$\frac{I_x}{I_0} = e^{-\Sigma \lambda} = e^{-1} \quad (5.78).$$

"Αρα ή μέση έλευθέρα διαδρομή δύναται νά θεωρηθῇ ώς ή άποστασις έκείνη κατά μήκος τής οποίας θά άντιδράσουν τά προσπίπτοντά σωμάτια μέχρι ποσοστού 1/ε τής ζύχικής τη μήκε.

5.10. Μεταβολή τής ένεργος διατομῆς μετά τής ένεργείας.

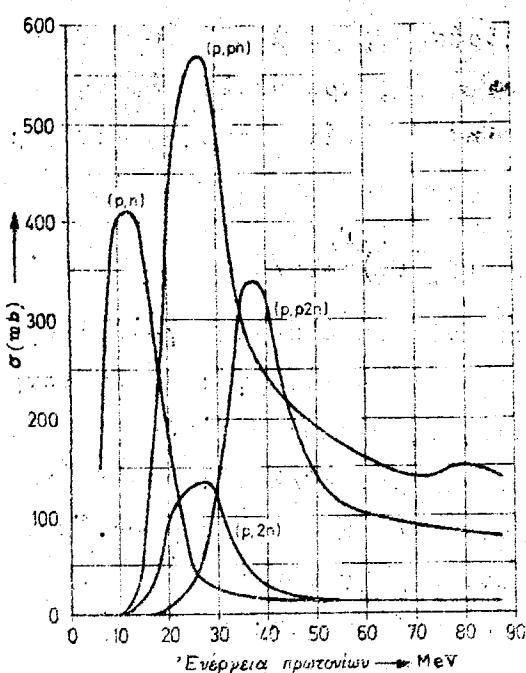
Αἱ ένεργοι διατομῶι εἰς τάς πυρηνικάς άντιδράσεις,

έξαρτωνται, πολλάκις δέ ωρισματικοί, άπό την ένέργειαν τῶν προσπιπτόντων σωματίων. Ἡ ένεργος διατομή συχνάκις γράφεται: $\sigma(E)$ ή $\sigma(v)$ διὰ νά δείξῃ τήν έξαρτησιν ταύτης ἐκ τῆς ένέργειας ή τῆς ταχύτητος v σωματίου. Ἡ γνῶσις τῆς μεταβολῆς τῆς ένεργος διατομῆς μετά τῆς ένέργειας ἐπίτρεπει νά προβλέψει ποῦτα θά είναι: ή πιθανωτέρα ἀντίδρασις εἰς δεδομένην ένέργειαν. Ἡ ἀναφερθείσα εἰς προηγούμενον κεφάλαιον συνάρτησις διεγέρσεως, άποδίδει τήν έξαρτησιν τῆς ένεργος διατομῆς άπό την ένέργειαν. Τά σχήματα (5.5) καὶ (5.6) δίδουν τήν συνάρτησιν διεγέρσεως ἡτοι τήν ένερ-



Σχ. 5.5. Ἡ ένεργος διατομή σ συναρτήσει τῆς ένέργειας τῶν νετρονίων.

Τά μέγιστα φείλονται: εἰς τά ισότοπα τοῦ φυσικοῦ Ag. Η.χ. τό πρώτον μέγιστον 5,12 εί σφείλεται εἰς τόν ^{109}Ag .



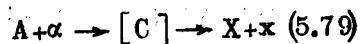
Σχ. 5.6. Ενεργός διατομή ^{63}Cu συναρτήσει τής ένεργειας πρωτονίων.

$$\sigma(\alpha, \chi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left[\frac{2I_c+1}{(2I_A+1)(2I_\alpha+1)} \right] \cdot \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\chi}{(E_\chi - E_\gamma)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.80)$$

ενθα λ=τό άντιστοιχού είς τό προσπίπτον σωμάτιον μήκος κύματος de Broglie $\lambda = \frac{\hbar}{mV} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}}$, I_c, I_A, I_α = τά spin τῶν C, A, α, E_χ = ή κινητική ένέργεια τοῦ σωματίου α (έντασθα τό α δέν παριστά α-σωμάτιον), E_γ = ή ένέργεια συντονισμού, Έκ τοῦ σωματίου πρός σχηματισμάντού ΣΠΕΙΣ δεδομένην στάθμην, Γ_α = τό μερικόν εύρος διά τήν έκπομπήν, έκ τοῦ συνθέτου πυρήνος, τοῦ σωματίου α (έλαστική σκέδασις); Γ_χ = τό μερικόν εύρος διά τήν έκπομπήν τοῦ σωματίου x καί Γ = τό δλικόν εύρος τής στάθμης. Είς τήν

γον διατομήν απορροφήσεως νετρονίων όπδοι καί πρωτονίων διά τόν Cu-63.

Ο ύπολογισμός τής μεταβολής τής ένεργος διατομής μετά τής ένεργειας τοῦ προσπίπτοντος σωματίου διά τήν άντιδρασιν



παρέχεται όπδοι τής σχέσεως Breit-Wigner

περίπτωσιν μιας (n, γ) αντιδράσεως, μετά βραδέων νετρονίων, ήτις ιδιαίτερως ένδιαφέρει, προκύπτει έκ της (5.80) δεδομένου ότι ο παράγων τών spin είναι συνήθως ίσος με $1/2$ ή 1)

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_k - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5.81).$$

Η Γ_γ , ήτις παριστά τήν πιθανότητα έκπομπής γ-άκτινοβολίας, είναι συνήθως ηνεξάρτητος της ένεργειας του νετρονίου, διότι ή πιθανότης υπτη της έκπομπής ένός φωτονίου ένεργειας της τάξεως 1 MeV δέν μεταβάλλεται έστιν ή ένεργεια του νετρονίου είναι διάφορος κατά μερικά eV. Η Γ_n παριστά τήν πιθανότητα έπινεκπομπής του νετρονίου, και είναι ύπνλογος της ταχύτητος τούτου ήτοι του $(E_k)^{1/2}$.

Η Γ είναι περίπου ηνεξάρτητος της ένεργειας του νετρονίου. Ισχύει ότι $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$. Επειδή

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2ME_k}} \sim \frac{1}{\sqrt{E_k}}$$

έπειτα:

$$\frac{\lambda^2}{4\pi} = \frac{K}{E_k} \quad (5.82)$$

Ένθα $K = \text{σταθερά}$.

Όμοιως $\Gamma_n = K \sqrt{E_k}$, και έπομένως ή (5.81) γράφεται:

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{A}{\sqrt{E_k}} \cdot \frac{\Gamma_\gamma}{(E_k - E_\gamma)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.83)$$

Ένθα $A = \text{σταθερά}$.

Διά τημάς $E_k \ll E_\gamma$, ήτοι πολύ μικροτέρας της τιμής συντονισμού, $(E_k - E_\gamma)^2 \approx E_\gamma^2$ και έπομένως ο δεύτερος παράγων είς τήν έξισωσιν (5.83) είναι πρακτικώς σταθερός.

Έπομένως

$$\sigma(n, \gamma) = \text{const} \cdot \frac{1}{v} \quad (5.84)$$

ήτις άποδίδει τήν μεταβολήν τής τής σ' απορροφήσεως νετρονίων είς τήν περιοχήν τῶν μικρῶν ένεργειῶν. Δηλαδή είς τήν περιοχήν τῶν μικρῶν ένεργειῶν ή ένεργός διατομή διά τήν άπορροφησιν νετρονίου είναι: Άντιστροφώς άναλογος τής ταχύτητος τοῦ νετρονίου, καί ή περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται ως περιοχή ($1/\nu$). Η περιοχή αυτην περισταταί είς τό σχήμα (5.5) διά μιας εύθειας. Ανέγνομένης τής ένεργειας τοῦ νετρονίου έμφαντίζονται μέγιστα άπορροφήσεως ἐκ συντονισμοῦ, δτε $E_x = E_r = (E_c - E_g) \frac{M_A + M_{A'}}{M_A}$ (εξ. 5.42). Αρα:

$$\sigma_m \approx \frac{A}{\sqrt{E_r}} \cdot \frac{\Gamma_y}{\frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.85)$$

ήτοι: ή μέγιστη τιμή τής ένεργος διατομής είναι: Άντιστροφώς άναλογος τής ένεργειας συντονισμοῦ,

$$\sigma_m \sim \frac{1}{\sqrt{E_r}} \quad (5.86).$$

"Αρα είς τό μέγιστον τής άπορροφήσεως ή ένεργός διατομή θά είναι μεγίστη είς μικράς ένεργειας συντονισμού καί άντιστροφώς.

Θέτοντες είς τήν σχέσιν (5.83)

$$x = \frac{2(E_x - E_r)}{\Gamma} \quad (5.87)$$

θά έχωμεν.

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{A}{\sqrt{E_n}} \cdot \frac{\Gamma_y}{\frac{\Gamma^2}{4}(1+x^2)} \quad (5.88).$$

Συγκρίνοντες ταύτην μέ τήν (5.85) παρατηρούμεν δτι

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\sigma_m}{2} \quad διά x=1 \quad ήτοι: διά$$

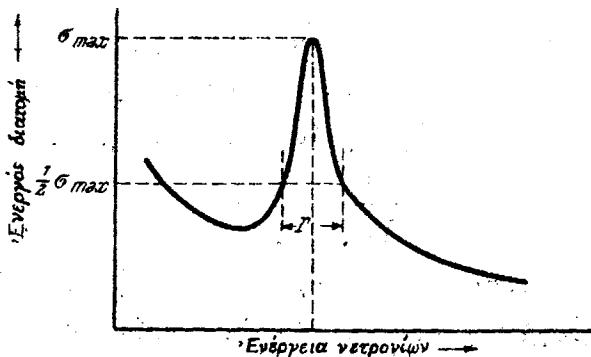
$E_x - E_r = \frac{\Gamma}{2}$. Επομένως τό εδρος Γ είναι: τό δλικόν εδρος είς τό ήμισυ μέσος τής καμπύλης συντονισμοῦ.

Σχήμα (5.7). Διά τούτο πολλάκες τό εδρος Γ ονομάζεται, ώς εδρος τής τημισείας τιμής του μεγίστου του συντονισμού.

Διά τό φυσικόν Cd έχουμεν $\sigma_m = 7200 \text{ b}^2$. Ο συντονισμός παραπρέπεται εἰς $0,178 \text{ eV}$ καί διέπεινται εἰς τό ^{113}Cd .

Συνεπώς ή ένεργος διατομή απορροφήσεως νετρονίων τού

Cd είναι ανάλογος τού $\frac{1}{v}$ διά λίαν μικράς τιμάς ένεργειάς νετρονίων (μέχρι τής τιμής περίπου $0,03 \text{ eV}$). Η ταχεία έλάττωσις τής ένεργος διατομής απορροφήσεως



Σχ. 5.7. Αίχμη συντονισμού εἰς τήν απορρόφησιν νετρονίου.

τού Cd διά μεγαλυτέρας τιμάς (δηλαδή μεγαλυτέρας τής τιμής συντονισμού) καθιστά τό Cd λίαν πτωχόν απορροφητήν νετρονίων, δι' ένεργειάς νετρονίων μεγαλυτέρας περίπου τού $0,4 \text{ eV}$. Επεραστοιχεία ώς Ag, Au, Ir, δεικνύουν περισσότερα, τού ένδειξης μέγιστα Σχήμα (5.5). Γενικώς τό εδρος Γ είναι μικρόν δεδομένου ότι και τό Γ_r είναι μικρόν. Συνήθως διά βαρέα νουκλίδια $\Gamma_r \gg \Gamma_n$. Π.χ. διά τό ^{113}Cd $\Gamma_r = 0,113 \text{ eV}$, $\Gamma_n = 0,65 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ καί $E_f = 0,178 \text{ eV}$.

Συνεπῶς τό μέγιστον εἶναι δεξ. Δηλαδή δύναται νά λεχθῇ
ὅτι συγήθωσ τό Γ ἔχει τιμάς τῆς τάξεως $0,1$ eV, μολονό-
τι ἔχουν παρατηρηθῆ τιμαί 10 φοράς μεγαλύτεραι ἢ μικρό-
τεραι ταύτης. Τό Γ_n εἶναι τῆς τάξεως $10^{-2} - 10^{-4}$ eV. Όρι-
σμένα δημιουργίαι τοῦ Mn, Co ἔχουν μεγάλας τιμάς (10
eV). Εφ' δσον ἐτέρα ἀντίδρασις, μέ βραδέα νετρόνια, δέν.
εἶναι πιθανή ζετεται: δτι τό δλικδν ενρος Γ εἶναι μικρόν.
Η τιμή τῆς ἐνεργού διατομῆς τοῦ ^{113}Cd ($\sigma_m = 530\,000 \text{b}$) εἶναι:
κατά πολύ μεγαλυτέρα τῆς γεωμετρικῆς διατομῆς τοῦ πυ-
ρῆνος Cd τῆς τάξεως 2b . (Κεφ. 5.8), ἡτοι $\sigma(n, \gamma) \gg \pi R^2$.
Τούτο δικαιολογεῖται καθ' δσον ἐκ τῆς σχέσεως

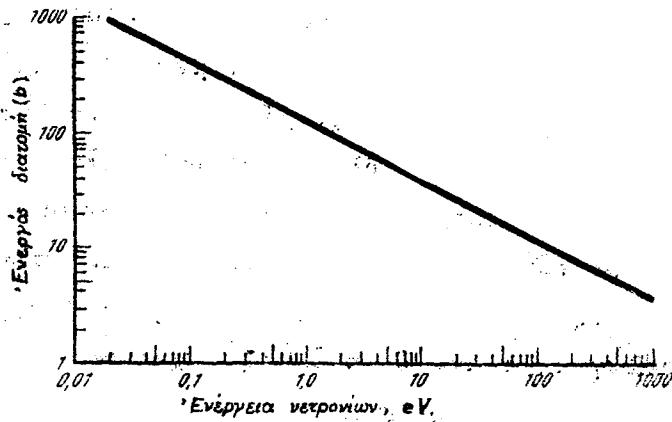
$$\sigma_m = g \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{\Gamma^2}$$

$$\delta \text{ιά } \frac{\Gamma_\gamma \cdot \Gamma_n}{\pi \Gamma^2} \approx \frac{0,113 \cdot 0,65 \cdot 10^{-3}}{\pi (0,113)^2} \approx 2 \cdot 10^{-3}, \quad E_\tau = 0,178 \text{ eV καί πα-}
ράγοντα spin $g = \frac{2I_A + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} = \frac{2+1}{(2 \frac{1}{2} + 1)(2 \frac{1}{2} + 1)} = \frac{3}{4}$.
πρδκύπτει, βάσει τῆς ἁξισώσεως $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2M E_\tau}}$, $\sigma_m \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{b}$.$$

Πέραν τῆς τιμῆς συντονισμού ἡ ἐνεργός διατομή ἀπορρο-
φήσεως ταχέων νετρονίων ἐλαττούται σταθερῶς μέ αὔξη-
σιν τῆς ἐνεργείας αὐτῶν καὶ ἔχει τιμάς τῆς τάξεως με-
ρικῶν barns ($< 10\text{b}$).

Εἰς μερικάς ἀντιδράσεις ἐλαφρῶν πυρήνων μετά νε-
τρονίων, εἰς δές ἐκπέμπονται φορτισμένα σωμάτια ώς π.χ.
ἡ ἀντίδρασις $^{10}\text{B}(n, \alpha)$? Ήπι κλπ., παρατηρούμεν μίαν διάφο-
ρον ἑξάρτησιν τῆς ἐνεργού διατομῆς ἀπό τήν ἐνέργειαν
τῶν νετρονίων. Τό σχῆμα (5.8) δίδει τήν ἑξάρτησιν τῆς
ἐνεργού διατομῆς ἀπό τήν ἐνέργειαν τοῦ νετρονίου. Πα-
ρατηρούμεν δτι ὁ νόμος $\frac{1}{v}$ ισχύει δι' εύρεσαν περιοχήν
ἐνεργείαν. Εἰς τήν περίπτωσιν ταύτην, ἐφ' δσον ὁ διηγερ-

μένος σύνθετος πυρήν αίχει έπαρκη ένέργειαν διά τήν έκπομπήν ένδος φορτισμένου σωματίου (α -σωματίου); Έπειτα δις ή πιθανότης μίας τοιαύτης αντιδράσεως είναι μεγάλη.



Σχ. 5.8. Ενεργός διατομή ^{10}B συνυρτήσει τής ένεργειάς νετρογίων.

Μ' άλλους λόγους τό μερικόν εύρος Γ_α , ως καί τό δλικόν εύρος Γ έχουν μεγάλην τιμήν καί έπομένως $\Gamma^2/4 \gg (E_\alpha - E_\tau)^2$? Αρα ή σχέσις (5.83) καθίσταται

$$\begin{aligned} \sigma(n, \alpha) &= \frac{A}{\sqrt{E_\alpha}} \cdot \frac{\Gamma_\alpha}{(E_\alpha - E_\tau)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ &= \frac{A'}{v} \cdot \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma^2/4} \end{aligned} \quad (5.89)$$

Η ένεργος λοιπόν διατομή είναι αντιστρόφως ανάλογος τής ταχύτητος τῶν νετρογίων. Ο νόμος $\frac{1}{v}$, δηλαδή, ισχύει εἰς δύο περιπτώσεις: α) δταν Γ είναι μικρόν καί ή ένέργεια τῶν νετρογίων E_α δύναται γάρ πικραληφθῆ ἔνιαντι τοῦ E_τ καί β) δταν $\Gamma \gg E_\alpha - E_\tau$.

Πρέπει γάρ τονισθῆ δις δλι τά νουκλίδια δέν δεικνύουν τήν αύτήν συμπεριφοράν. Οι πλείστοι τῶν έλιγφρῶν πυ-

ρήνων, ώς καί μερικοί μέ μεγάλον μαζικόν άριθμόν, δέν δεικνύουν άπορρόφησιν ἐκ συντονισμού. 'Η διατομή ένεργος διατομή (άπορροφήσεως καί σκεδάσεως) παραμένει διά μίαν εύρεταν περιοχήν ένεργείας (ἀπό 0,025. eV έως μετρικό MeV) μικρά καί είναι: τῆς τάξεως μερικῶν barns.

Πειραματικῶς εύρεθη διατομή ή ένεργος διατομή άπορροφήσεως θερμικῶν νετρονίων ($0,025 \text{ eV}$) τῶν σταθερῶν νουκλιδίων κυμαίνεται μεταξύ $0,007 \text{ b}$ (${}^4\text{He}$) καί $2,4 \cdot 10^{-5} \text{ b}$ διά τό ${}^{157}\text{Gd}$. Τήν μεγαλυτέρων ένεργον διατομήν θερμικῶν νετρονίων έχει τό ραδιενεργόν νουκλιδίον ${}^{135}\text{Xe}$ ένερχομένην εἰς $2,7 \cdot 10^{-6} \text{ b}$. Τό ${}^{135}\text{Xe}$ δημιουργεῖται κατά τήν σχάσιν τοῦ Υ.

'Η ένεργος διατομή άπορροφήσεως νετρονίων δέν μεταβάλλεται κατά κανονικόν τρόπον ἀπό στοιχείου εἰς στοιχείου ή άκρην άπό ίσοτοπον εἰς ίσοτοπον. 'Ισότοπα μέ μαγικούς άριθμούς νετρονίων έχουν μικράν ένεργον διατομήν άπορροφήσεως. Τούτο ονεφέρθη εἰς τό πέρι μαγικῶν άριθμῶν κεφάλαιον.

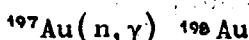
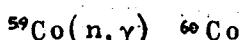
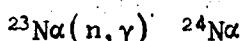
'Η ένεργος διατομή σκεδάσεως, διά θερμικά νετρόνια, γεγικῶς είναι μικρά καί κυμαίνεται συνήθως μεταξύ $1-10 \text{ b}$. Διά νετρόνια μεγαλυτέρας ένεργείας, έλατούται ἔτι περισσότερον καί διά νετρόνια λίαν μεγάλης ένεργείας (100 MeV) είναι τῆς τάξεως τῆς γεωμετρικῆς διατομῆς τῶν πυρήνων. 'Η ένεργος διατομή σκεδάσεως τοῦ H_2 , διά θερμικά νετρόνια, είναι $20-80 \text{ b}$, καθ' δον ἐξαρτᾶται ἐκ τοῦ ἔδν τό άτομον τοῦ H_2 είναι ἐλεύθερον ή συνδεδεμένον εἰς μέριον (π.χ. παραφίγην).

5.11. Τύποι πυρηνικῶν ἀντιδράσεων.

5.11.1. Ἀντιδράσεις μέ βραδέα νετρόνια.

'Η κυριωτέρα μετά θερμικῶν νετρονίων ἀντιδρασίς εἶναι: ή τοῦ τόπου (n,γ).

Τά νετρόνια, μή έχοντα φορτίον, δύνανται νά είσοδοι θερμικῶν εἰς τόν πυρῆνα ἀκόμη καί ἀνευ κινητικῆς ἐνεργείας, καθ'δον δέν παρεμβάλλεται εἰς ταῦτα τό φρύγμα Coulomb. Λόγω τῆς μικρᾶς ταχύτητός των δαπανούν Ικανόν χρόνον εἰς τήν γειτονίαν τοῦ πυρῆνος μέ αποτέλεσμά νά συλληφθούν ὑπό τούτου (μεγάλη ἐνεργός διατομή). 'Η ἀντιδρασίς εἶναι: ἔξωενεργειακή. 'Η ἀντιδρασίς (n,γ) διαθερμικῶν νετρονίων εἶναι: ἐκ τῶν σπουδαιοτέρων πυρηνικῶν ἀντιδράσεων, ἀπό πρακτικῆς πλευρᾶς, καθ'δον δύναται: νά λάβῃ χώραν δι'δλων σχεδόν τῶν πυρῆνων, τῶν ἐλαφρῶν μέχρι καί τῶν βαρέων, καί μάλιστα μέ μεγάλην συνήθως ἐνεργόν διατομήν. Κατά τήν ἀντιδρασίαν ταύτην δύσνθετος πυρῆν εἶναι: αὐτός οὗτος δ τελικός πυρῆν καί ἀποδίδει τήν ἐνέργειαν διεγέρσεως αύτοῦ ὑπό μορφήν γ-ἀκτινοβολίας. 'Η ἀντιδρασίς (n,γ) χρησιμοποιεῖται διά τήν παρασκευήν πλείστων ισοτόπων π.χ.



'Η ἀντιδρασίς (n,γ) δύνηται εἰς τήν αβεντούραν τῆς σχέσεως n/p καί ὡς ἐκ τούτου τό προϊόν μιας τοιαύτης ἀντιδράσεως εἶναι: συνήθως β^- -ραδιενεργόν.

'Ο άντιδραστήρ παρέχει ισχυράς δέσμας νετρονίων.

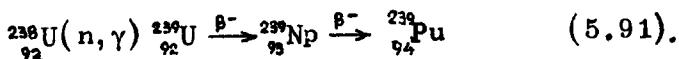
'Εφ' δούν είς τάς άντιδράσεις (n, γ) δ σύνθετος πυρήνην είναι καί δ τελικάς πυρήν, ἐπειτα: δτι, δταν αδτος μεταπίπτη: είς τήν βασικήν κατάστασιν δι' ἐκπομπῆς γ-άκτινοβολίας, ή ἐνέργεια τῆς γ-άκτινοβολίας είναι περίου τού μέ τήν ἐνέργειαν συνδέσεως τοῦ νετρονίου είς τόν δι' δψιν πυρήνα.

'Η άπλουστάτη (n, γ) άντιδρασις είναι μετά τοῦ δρογνού.

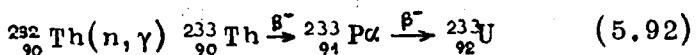


'Η ἐνέργεια τῆς γ-άκτινοβολίας είναι 2,23 MeV καί συνεπῶς ή ἐνέργεια συνδέσεως τοῦ νετρονίου είς τό δευτερόνιον είναι 2,23 MeV.

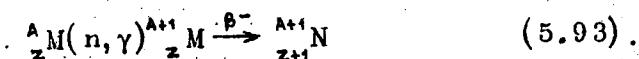
'Η άντιδρασις (n, γ) έχει ίδιαι τέραν σημασίαν είς τόν σχηματισμόν τῶν ύπερουρανίων στοιχείων π.χ.



Τό ^{239}Pu δύναται νά υποστή σχάσιν διά θερμικῶν νετρονίων. 'Η ἐνεργός διατομή διά τήν σχάσιν αύτού είναι: $\sigma(n, f) = 741 b$. 'Ομοίως ή άντιδρασις

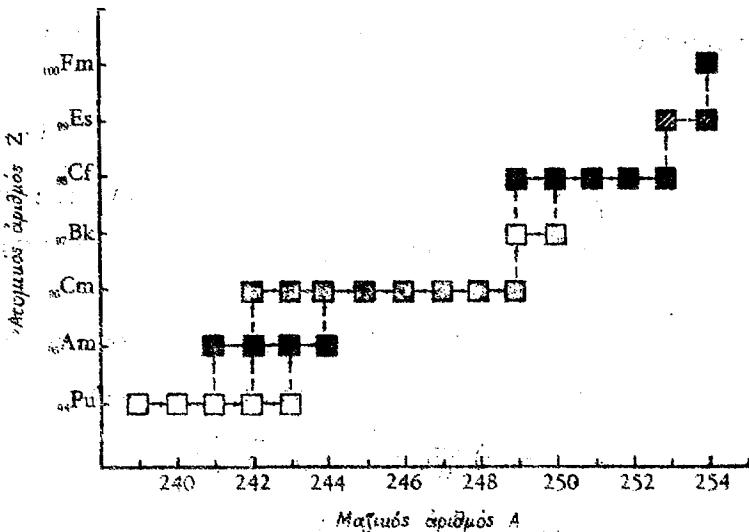


δίδει ^{233}U διά περ ύφισταται, διά θερμικῶν νετρονίων, σχάσιν. Γενικῶς τά ύπερουράνια στοιχεῖα δύνανται νά παραχθούν διά μακράς άκτινοβολήσεως διά νετρονίων ἐντός τοῦ άντιδραστήρος κατά τό σχήμα



Διά συνέχοντος άκτινοβολήσεως ^{239}Pu , ἐπί διετίν, ἐντός άντιδραστήρος λαμβάνεται μῆγμα περιέχον ^{254}Tm , ὡς καί έ-

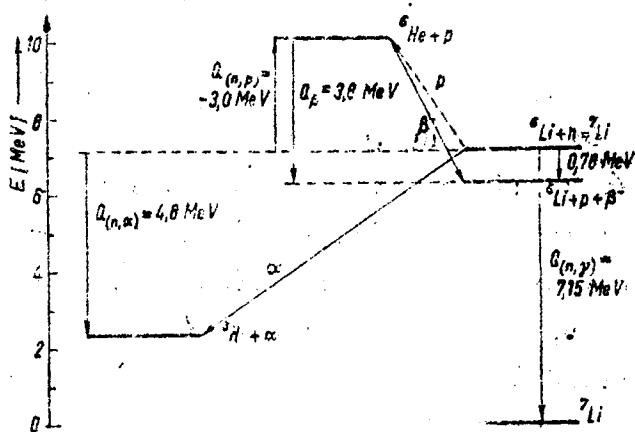
τερα στοιχεία μεταξύ $Z=94$ και $Z=100$. Η δηλη διεργάσια φαίνεται: εἰς τό σχήμα. (5.9). Δεδομένου ότι: τά λαμβανόμενα προϊόντα συνδέονται μετ' αποδόσεως ίσχυρας άντιγοβολίας, διέργαξόμενος; εἰς τόν διαχωρισμόν καί καθαρισμόν τούτων, χημικός δέον δίπως προστατεύεται: καλῶς.



Σχ. 5.9. Άντιδράσεις σχηματισμού νέπερουρανίων στοιχείων διά βομβαρδισμού ^{239}Pu υπό νετρονίων.

Η άντιδρασίς (n, γ) σχετίζεται μέ απορρόφησιν νετρονίων λόγω συντονισμού καί ώς ἐκ τούτον ή απόδοσις εἴναι: μεγάλη. Απορρόφησις θερμικῶν νετρονίων συνοδευομένη υπό έκπομπῆς φορτισμένου σωμάτιου δέν εἴναι: συνήθης. Τούτο διέίλεται: εἰς τό γεγονός δτι: τά θετικῶς φορτισμένα σωμάτια (p, d, α) πρέπει: νά έχουν έπαρκη ένέργειαν διὰ νά υπερπήδησουν τό φράγμα Coulomb. Τήν ένέργειαν ταῦτην θά λάβουν ἐκ τού σωματωμένου νετρονίου οφ' έ-

νός καί ἐκ τῆς κινητικῆς ἐνέργειας πούτου. Έφ' δού δυμας ἡ κινητική ἐνέργεια είναι ἐνδε ϑερμικού νετρονίου. Καὶ οὐτω ἐνδε βραχέος νετρονίου είναι μικρά, ἀντιδράσεις τού τηπου (n, p), (n, d) καί (n, α) δύναται να λάβουν χώραν μόνον ἐάν τό φράγμα Coulomb είναι μικρόν. Τούτο συμβαίνει μόνον εἰς πυρήνας μικρού μαζικού ἀριθμού. Εἰς δλας τάς άλλας περικτώσεις, ἀντιδράσεις τού τύπου π.χ. (n, α) μόνον μέ ταχέυ νετρόνια είναι δυναταί. Εἰς τό σχήμα (5.10)



Σχ. 5.10. Ἐνέργειακόν διάγραμμα διά τήν ἀντιδρασιν ϑερμικῶν νετρονίων μετά ${}^7\text{Li}$.

παρίσταται τό ἐνέργειακόν διάγραμμα τῆς ἀντιδράσεως ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$ μετά ϑερμικῶν νετρονίων. Ο σύνθετος πυρήν ${}^7\text{Li}$ στάθεροκοιτεῖται δι' ἔκπομπῆς γ-άκτινοβολίας ἐνέργειας $E_\gamma = 7,15 \text{ MeV}$ ἢ δι' ἔκπομπῆς ἐνδε α-σωματίου ἐνέργειας $E_\alpha = 4,8 \text{ MeV}$. Η ἀντιδρασις (n, p) ήτοι ${}^7\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$ δέν είναι δυνατή καθ' δούνη ἡ ἐνέργεια τῆς β-διασπάσεως τού ${}^6\text{He}$ ($E_\beta = 3,8 \text{ MeV}$) εἶναι μεγαλυτέρα τῆς β⁻-ἐνέργειας τού νετρονίου ($0,78 \text{ MeV}$).

Μόνον μέ ταχέα νετρόνια (≥ 3 MeV) είναι δυνατή ή αντίδρασις (n, p). Η ένεργος διατομή δια την άντιδρασιν (n, α) είναι 960 b, ή δέ διά την άντιδρασιν (n, γ) είναι μόνον 5,1 b.

Η άντιδρασις (n, α), εἰς τό ώς θνωπαράδειγμα, δοδηγεῖ εἰς τόν σχηματισμόν τού τριτίου ήτοι:



Ως ἐκ τούτου ἔχει ίδιαιτέραν σημασίαν. Η άντιδρασις αυτή είναι ἑξαενεργειακή κατ' άντιθεσιν πρός τάς (n, α) άντιδρασεις.

Η άντιδρασις



χρησιμοποιεῖται διά την άνιχνευσιν τῶν νετρονίων ὡς καὶ διά την ρύθμισιν λειτουργίας τῶν άντιδραστήρων.

Τό πρωτόνιον λόγω τού μικροτέρου, έναντι τού α-σωματίου, φορτίου, δύναται νά διέλθῃ εύκολώτερον τού φράγματος δυναμικού, ἀλλ' αἱ άντιδρασεις (n, p) είναι σπάνιαι λόγω τού γεγονότος δτι ή ένεργεια συνδέσεως τού πρωτονίου εἰς τόν πυρήνα είναι δση καί τού νετρονίου. Εἰς μίαν (n, p) άντιδρασιν αύξανει ή σχέσις n/p καί ὡς ἐκ τούτου δ σχηματιζόμενος πυρήν είναι βραδιενεργός. Μεγάλης σημασίας άντιδρασις τού τύπου (n, p) είναι ή άντιδρασις παρασκευῆς τού ^{14}C ,



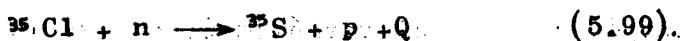
Λαμβάνει χώραν μέ θερμικά νετρόνια καί ή ένεργος διατομή τῆς άντιδρασεως ταύτης είναι 2b.

Ομοίως ἔχομεν

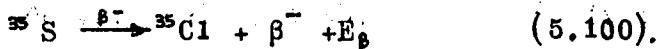


Αἱ ἀντιδράσεις αὗται λαμβάνουν χώραν μέθερμικά νετρόνια. Τὰ προϊόντα εἰναι: β^- -ραδιενεργά καὶ χρησιμοποιούνται: ώς ίχνηθέται. Αἱ ἀντιδράσεις (n, p) εἰναι: συνήθως ἐνδοενεργειακαὶ.

Ἐάν γράφωμεν τὴν ἀντιδρασιν (5.98) ἀναλυτικῶν θα ἔχωμεν



Ἐφ' ὅσον τὸ προϊόν ^{35}S εἰναι: β^- -ραδιενεργόν, θα ἔχωμεν δύοίως:



Διὰ προσθέσεως τῶν (5.99) καὶ (5.100) λαμβάνομεν

$$n - (p + \beta^-) - E_\beta = Q$$

"Ητοι: $(1,00866 - 1,00782) 931 - E_\beta = Q$

$$\eta \qquad \qquad \qquad Q = 0,78 - E_\beta$$

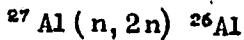
Ἐάν λοιπόν $E_\beta < 0,78 \text{ MeV}$, τότε $Q = 0$ ητεικόν. Ἐπομένως ἔά $E_\beta < 0,78 \text{ MeV}$, ή ἀντιδρασις (n, p) εἰναι: δυνατή μέθερμικά νετρόνια. Εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ἀντιδράσεως (5.100) ή $E_\beta = 0,17 \text{ MeV}$ καὶ ἄρα ή ἀντιδρασις (5.98) εἰναι: δυνατή μέθερμικά νετρόνια. Ἡ ἀνταγωνιστική ἀντιδρασις (n, γ) καθ' ἓν ἐκπέμπεται: γ-άκτινοβολία ἐνεργείας $8,1 \text{ MeV}$, ἔχει ἐνεργόν διατόμην 42 b , ἐνῶ ή ἀντιδρασις (n, p) ἔχει $0,2 \text{ b}$.

Ἡ ἀντιδρασις βραδέων νετρονίων μέθερμικά πυρήνας δύναται να δόηγήσῃ καὶ εἰς σχάσιψ, ώς π.χ. μέθερμικά ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu .

5.11.2. Ἀντιδράσεις μέτα ταχέα νετρόνια.

Αὐξανομένης τῆς ἐνεργείας τῶν νετρονίων, ἀντιδράσεις τοῦ τύπου (n, γ) καθίστανται σπανιότεραι καὶ ἀγτ-

τούτων, λαμβάνουν χώραν ἀντιδράσεις τοῦ τόπου (n, p) (n, α) ήλπ. Διά πέραιτέρω αὐξήσεως τῆς ἐνεργείας τῶν νετρονίων, εἶναι δυνατή ή ἐκπομπή περισσοτέρων τοῦ ἐνδού νουκλεονίου. Π.χ. ή ἀντιδρασίς



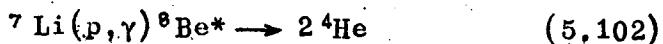
(5.101)

λαμβάνει χώραν μέν νετρόνια ἐνεργείας 10 καὶ πλέον MeV. Ή χρησιμοποίησις γενικῶς νετρονίων εἰς τὰς πυρηνικάς ἀντιδράσεις ἔχει μεγάλην πρακτικήν σημασίαν, δφείλεται δέ α) εἰς τό γεγονός δια δέν συναντοῦν τό φράγμα Coulomb, καὶ β) εἰς τό γεγονός δια ὁ ἀντιδραστήρ παρέχει νετρόνια εἰς μεγάλας ποσότητας. Έκτός τούτου δυνάμεθα νά ἔχωμεν μονοενεργειακά νετρόνια εἰς διην τήν περιοχήν τῶν ἐνεργειῶν.

5.11.3. Ἀντιδράσεις μέ πρωτόνια.

Ἐν ἀντιθέσει πρός τά α-σωμάτια ἢ τά δευτερόνια, τά πρωτόνια εἶναι, ὡς τά νετρόνια, στοιχειώδη σωμάτια. Λόγω τοῦ μικροτέρου φορτίου, τά πρωτόνια φεωρούνται καλύτερα βλήματα τῶν α-σωμάτων.

Ἡ κατά μίαν (p, γ) ἀντιδρασίν ἐκπεμπομένη γ-άκτινοβολία εἶναι συνήθως μεγάλης ἐνεργείας. Π.χ. κατά τήν ἀντιδρασίν.



προκύπτουν δύο α-σωμάτια, λόγω τῆς διασπάσεως τοῦ διηγερμένου πυρήνος $^8\text{Be}^*$. Ἡ ἐκπεμπομένη γ-άκτινοβολία εἶναι ἐνεργείας 17,2 MeV, ἡτοι εἶναι πολύ μεγαλυτέρα τῆς ἐνεργείας τῆς γ-άκτινοβολίας τῆς προερχομένης ἀπό φυσικήν ραδιενεργόν πηγήν $^{22}\text{Be}(2, 62 \text{ MeV})$. Ετερας γ-τιδράσεις δίδουσαι ίσχυράν γ-άκτινοβολίαν εἶναι:



$$E_\gamma = 16,6 \text{ MeV}$$



$$E_\gamma = 19,8 + 0,75 E_p \text{ MeV}$$

Η ένέργεια τής γ-άκτινοβολίας δι' άλλας άντιδράσεις είναι: τής τάξεως τῶν 6 MeV.

Η ραδιενέργεια, ή συνδεομένη με (p, γ) άντιδράσεις είναι: β^+ -άκτινοβολία καθ' όσον αύξανει η σχέσις p/n . Συνεπώς είς μν περίπτωσιν τό προϊόν είναι ραδιενεργόν, πρέπει να είναι β^+ -ραδιενεργόν,

'Ιδια ιτέρως ένδιαφέρουσα είναι η άντιδρασίς (p, n) .

Κατά τήν άντιδρασίν ταύτην έν πρωτόνιον άντικαθιστά β^+ σε νετρόνιον, διπέρ έκπεμπεται. Λόγω τής μεγαλυτέρας μάζης τοῦ νετρονίου έναντι τοῦ πρωτονίου, καθίσταται σαφές ότι τό πρωτόνιον πρέπει να έχῃ έν έλάχιστον ένεργειας ίνα λάβη χώραν η άντιδρασίς. Αἱ άντιδράσεις (p, n) είναι ένδοενεργειακαί. Μία τοιαύτη άντιδρασίς είναι:



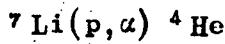
Ἐφ' όσον τό ^{11}B είναι σταθερόν νουκλίδιον, κατά τόν κανόνα τῶν ισοβαρῶν, καθ' όν δέν θάρχουν ζεύγη σταθερῶν ισοβαρῶν διαφέροντα κατά μονάδα ὡς πρός τόν άτομον άριθμον, τό νουκλίδιον: ^{10}C είναι ραδιενεργόν καί μᾶλιστα β^+ -ραδιενεργόν. Κατά γενικόν κανόνα είς άντιδράσεις (p, n) , προκύπτουν β^+ -ραδιενεργά νουκλίδια.

Η άντιδρασίς



χρησιμεύει ὡς πηγή μονοενεργειακῶν νετρονίων μικρᾶς ένεργειας. $Q = -1,65 \text{ MeV}$.

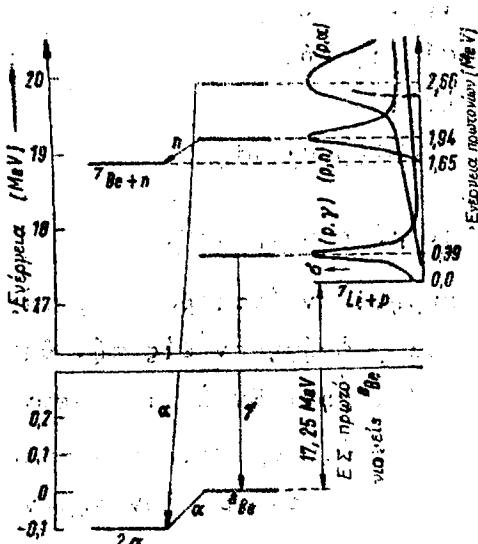
'Ενδιαφέρον παρουσιάζει και ή άντιδρασις (p, α).Π.χ.



(5.107).

'Η άντιδρασις αυτή είναι ισχυρώς έξιενεργειακή ($Q=17,35 \text{ MeV}$), και άποτελεί την πρώτην πυρηνική άντιδρασιν ήτις έπετεύχθη τῇ βοηθείᾳ έπιταχυντού. Τό φράγμα' Coulomb, εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην, εἶναι περίπου 2,5 MeV. Κατά συνέπειαν ή κινητική ένέργεια τῶν πρωτονίων ἔπειτε νά ήτο τουλάχιστον 2,5 MeV, ένω οἱ Cockcroft καὶ Walton έπέτυχον, ταύτην μέ μικράν διπόδοσιν, μέ ένέργειαν πρωτονίων μόνον 0,28 MeV (φαινόμενον σήραγγος). 'Η άποδοσις ήδειάντο τούτης μετά τῆς ένεργείας. 'Η ἐκπομπή γενικῶς, ύπό τῶν σχηματιζομένων ἐλαφρῶν πυρήνων, α-σωματίων έξηγεῖται ἐκ τοῦ γεγονότος δι: ή περίσσεια μάζης τῶν α-σωματίου είναι μικρά ἐν σχέσει πρὸς τὴν περίσσειαν μάζης τοῦ νετρονίου ή πρωτονίου καί ἐπομένως δ σύνθετος πυρήν σταθερόποιείται δι: ἐκπομπῆς α-σωματίων. 'Αντιθέτως εἰς βαρεῖς πυρήνας ένθα τό φράγμα δυναμικοῦ είναι ύψηλόν, δ σύνθετος πυρήν σταθερόποιείται δι: ἐκπομπῆς νουκλεονίων. Γενικῶς ή άντιδρασις (p, α) απαιτεῖ σχετικῶς μεγάλην ένέργειαν τοῦ πρωτονίου, ἐφ' δισον τό εἰσερχόμενον καί τό έξερχόμενον σωμάτιον φέρουν θετικόν φορτίον καί συνεπῶς πρέπει αά ύπερπηδήσουν τό φράγμα δυναμικοῦ τοῦ πυρήνος. Πρὸς κατανόησιν τῶν άνωτέρω ἔστω τό σχῆμα (5.11). 'Η ένεργός διατομή διὰ τῆς άντιδρασεις (p, γ), (p, n) καί (p, α) τοῦ ^7Li , συναρτήσει τῆς ένεργείας τῶν πρωτονίων, διδεται: εἰς τό δεξιόν μέρος τῆς κλίμακος ένεργείας πρωτονίων. 'Η άριστερά, κλίμαξ άναφέρεται: εἰς τό ^8Be εἰς τὴν βασικήν κατάστασιν. 'Η δεξιά κλίμαξ άναφέρεται: εἰς τό σύστημα $^7\text{Li} + p$. Μετα-

εύ των αἱ δύο κλίμακες διαφέρουν κατά τήν ένέργειαν συνδέσεως τοῦ πρωτονίου ($17,25 \text{ MeV}$) εἰς τόν πυρήνα ^7Li . Ή ένεργός διατομή διὰ τάς ἀντιδράσεις (p, γ) καὶ (p, α) έχει συγκεκριμένην τιμήν, μή μηδενικήν, δι' ὅλον τὸ ένεργειακόν φάσμα τοῦ προσκίπτοντος πρωτονίου. Ή μεγίστη τιμὴ τῆς ένεργος διατομῆς διὰ τῆν ἀντιδράσιν (p, γ) εἰ-



Σχ. 5.11. Ένεργός διατομή διὰ τάς ἀντιδράσεις (p, α), (p, n), (p, γ) τοῦ ^7Li συναρτήσει τῆς ένεργείας τῶν πρωτονίων.

ναι; εἰς ένέργειαν πρωτονίου $0,39 \text{ MeV}$. Μετά ταῦτα ἐλαττοῦσται λόγῳ ἀνταγωνιστικῶν διεργασιῶν. Ή τιμὴ τῆς ένεργος διατομῆς τῆς ἀντιδράσεως (p, α) εἶναι μή μηδενική, δι' ένέργειαν πρωτονίου μηδέν, καθ' ὅσον ἡ ένέργεια συνδέσεως ἑνός α-σωματίου εἶναι μικροτέρα τῆς ένεργειας συνδέσεως τοῦ πρωτονίου εἰς τό ^7Li . Ήφ' ὅσον τό σύστημα $^7\text{Be} + n$ εύρι-

σκεταὶ ύψηλότερον τοῦ συστήματος $^7\text{Li} + p$ κατά 1,65 MeV, έπειταὶ δτὶ διὰ τὴν ἀντίδρασιν (p, n) ἀποιτούνται ταχέα πρωτόνια. Ἐπομένως ἡ $\sigma(p, n)$ εἶναι, διὸ ἐνέργειαν πρωτονίων ($0-1,65$ MeV), μηδέν ($Q=-1,65$ MeV). Ἡ μεγίστη τιμῇ τῆς $\sigma(p, n)$ εἶναι διὸ ἐνέργειαν πρωτονίου $1,94$ MeV. Μετά ταῦτα πίπτει λόγῳ τῆς ἀνταγωνιστικῆς ἀντίδρασεως (p, α) . Ἡ ἀντίδρασις τοῦ ^7Li μετά πρωτονίου (5.102) δύναται νά δοηγήσῃ καὶ εἰς τὸν σχηματισμόν ^6Li κατά τὴν ἀντίδρασιν (p, d) , ἥτοι

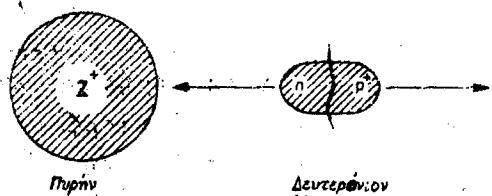


5.11.4. Ἀντίδρασεις μέ δευτερόνια.

Ἡ μελέτη τῶν πυρηνικῶν ἀντίδρασεων, εἰς ᾧς χρησιμοποιοῦνται δευτερόνια, ὀδήγησεν εἰς τὴν διαπίστωσιν ἐνός ἄλλου μηχανισμοῦ πυρηνικῶν ἀντίδρασεων.

Εὑρέθη πειραματικῶς δτὶ ἀντίδρασεις τοῦ τύπου (d, p) λαμβάνουν χώραν μέ ἐνεργείας δευτερονίων σημαντικῶς μικροτέρας τοῦ φράγματος δυναμικοῦ. Τό κατώφλιον δηλαδή ἐνεργείας ἥτο πολύ μικρότερον ἀπ' δτὶ ἀνεμένετο ἔδν ἡ ἀντίδρασις ἐλάμβανε χώραν διὰ τοῦ μηχανισμοῦ τοῦ σχηματισμοῦ τοῦ συνθέτου πυρῆνος. Πέραν τόπου διεπιστάθη δτὶ ἡ $\sigma(d, p)$ ἥτο μεγαλυτέρα τῆς $\sigma(d, n)$, ἐν ἀντιθέσει πρός τά ἀναμενόμενα, δεδομένου δτὶ τό νετρόνιον ἐξέρχεται κατά προτίμησιν, ἔναντι τοῦ πρωτονίου, λόγῳ τῆς μῆ υπάρξεως τοῦ φράγματος δυναμικοῦ. Τοῦτο δέ ἴσχυει ἵδιαιτέρως διὰ βαρεῖς πυρῆνας, τό φράγμα δυναμικοῦ τῶν διποίων, διὰ τό πρωτόνιον, εἶναι ἔτι μεγαλύτερον. Ὁ λόγος εἶναι δτὶ ἡ ἐνέργεια συνδέσεως τοῦ δευτερονίου εἶναι μικρά. Τό δευτερόνιον συνίσταται ἐξ ἐνός πρωτονίου καὶ ἐνός νετρονίου μέ $E_S = 2,23$ MeV. Τοῦτο σημαί-

νει δτ: τό νετρόνιον καί τό πρωτόνιον, έντδς τού δευτερονίου, είναι διιγάτερον ίσχυρώς συνδεδεμένα καί ή απόστασις τούτων, έντδς τού δευτερονίου κατά τό ήμισυ καί πλέον χρόνον, είναι μεγαλυτέρα τῶν $2 \cdot 10^{-13}$ cm, δηλαδή τῆς έμβελείας τῶν έλκτικῶν δυνάμεων τούτων. Εἰς τό απωστικόν πεδίον τού πυρήνος-στόχου, τό δευτερόνιον παύει νά συμπεριφέρεται: ως απλούσν σωμάτιον." Όταν λοιπόν τό δευτερόνιον προσεγγίζει τόν πυρήνα-στόχον, πολύστατι, ήτοι τό πρωτόνιον τούτου (τού δευτερονίου) απωθεῖται λόγω τού φράγματος Coulomb, ένώ τό νετρόνιον αύτού, συγκρούεται καί αντίδρασει τού πυρήνος-στόχου. Λόγω τῆς μεγάλης σχετικῆς αποστάσεως μεταξύ τού νετρονίου καί τού πρωτογίου (τού δευτερονίου), κατά τήν αντίδρασιν τού νετρονίου μετά τού πυρήνος, τό πρωτόνιον κείται έκτος τού πεδίου τού πυρήνος. Έφ' δούν διά τήν διάσπασιν τού δεσμού π-ρ είς τό δευτερόνιον, απαντούνται μόνον $2,23 \text{ MeV}$, είναι δυνατόν, διά τῆς έπιδρασεως τῶν πυρηνικῶν δυνάμεων έπι τού νετρονίου (ή ένέργεια συνδέσεως τούτου είς τόν πυρήνα είναι περίπου $7-8 \text{ MeV}$), νά προκληθῇ διάσπασις τού δευτερονίου καί έκτιναξις τού πρωτογίου πρός τήν αντίθετον διεύθυνσιν ως δεινόντει τό σχήμα (5.12). Ούτως είναι δυνατόν νά συλληφθῇ τό νετρόνιον



Σχ. 5.12. Αντίδρασις Oppenheimer-Phillips.

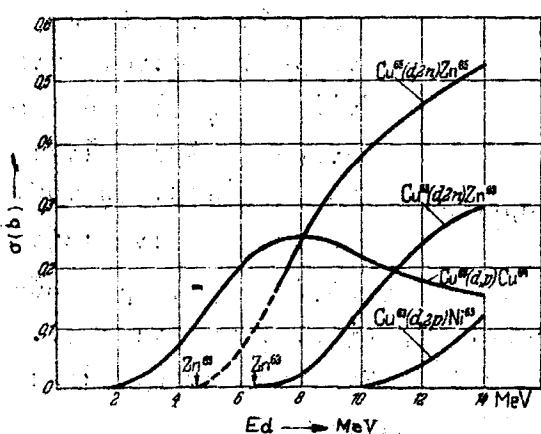
γειτονιά τῆς τού άρχικού δευτερονίου. Ο μηχανισμός ούτος δονομάζεται Oppenheimer-Phillips (ή O.P. μηχανισμός).

Αδέκινομένης τῆς ένεργειάς τῶν δευτερονίων, είναι δυνατοί καί αντιδράσεις διά σχηματισμού συνθέτου πυρήνος. Έφ' δούν η ένέργεια διεγέρσεως τού συνθέτου πυρήνος, βάσει τῆς σχέσεως (5.42), είναι:

ἀνεν σχηματισμού συνθέτου πυρήνος. "Εν μέρος τῆς ένεργειάς συνδέσεως τού νετρονίου είναι δυνατόν ν' αποδοθῇ είς τό πρωτόνιον, ούτως ώστε είναι δυνατόν νά έμφανίζῃ τούτο μεγαλυτέρων κινητικήν ένέργειαν της τού πυρήνος.

$$\begin{aligned}
 E_c &= E_B + E_K \frac{M_A}{M_A + M_d} \\
 &= E_B + E_d \\
 &= 16 - 2 + E_d \\
 &= 14 \text{ MeV} + E_d
 \end{aligned} \tag{5.109}$$

Επειταί δτι ο σύνθετος πυρήν έχει μεγαλυτέραν πιθανότητα διάδιαφρους προβούς διασπάσεως τούτου, έν σχέσει προς τόν αύτόν σύνθετο πυρήνα φχηματιζόμενον από έν, ίσης κινητικής ένεργειας, πρωτόνιον. Λόγω τού γεγονότας τούτου ως καί τής δυνατότητος τής O.P. άντιδράσεως τά δευτερόνια αποτελούν τά πλέον αποδοτικά βλήματα, έν σχέσει προς τά ρυαί α-σωμάτια, δι' ένεργειας μεταξύ 0,5-10 MeV. Όταν π.χ. έξέρχεται, έν τού κυκλοθρού, δέσμη δευτερόνιων ένεργειας 5 MeV, ή άντιστοιχος δέσμη τῶν α-σωμάτων, έν τού ίδιου κυκλοθρού θα είναι ένεργειας 10 MeV, λόγω τής διπλασίας μάζης τῶν α-σωμάτων. Είς τήν ένέργειαν ταύτην, E_d , βάσει τής σχέσης (5.109) πρέπει νά προστεθούν 14 MeV λόγω τής ένεργειας συνδέσεως τότων είς τόν πύρηνα καί έπομένως έχομεν όλικως 19 MeV. Διά τά α-σωμάτια έχομεν, $E_B = 4 \text{ MeV}$ καί $E_d = 10 \text{ MeV}$ ήτοι έν συνδώλω 14 MeV. Είς τήν περιοχήν ταύτην είναι δυναταί άντιδράσεις τού τύπου (d, p), (d, n), (d, pn), ($d, 2n$). Αί άντιδράσεις (d, n) καί ($d, 2n$) ανέδονούν τήν σχέσιν p/n . Τό σχήμα (5.13)



Σχ. 5.13. Ένεργος διατομή διάταξην τιδράσεις (d, n), ($d, 2n$), ($d, 2p$) τού Cu συναρτήσει τής ένεργειας τῶν δευτερονίων

αποδίδει τήν ένεργον διατομήν τῶν κατωτέρω άντιδράσεων συναρτήσει τής ένεργειας τῶν δευτερονίων

- α) $^{63}\text{Cu}(d, p) ^{64}\text{Cu}$
- β) $^{63}\text{Cu}(d, 2n) ^{65}\text{Zn}$
- γ) $^{63}\text{Cu}(d, 2n) ^{63}\text{Zn}$
- δ) $^{63}\text{Cu}(d, 2p) ^{65}\text{Ni}$

Διά τήν άντιδρασιν (α) ή έλαχιστη έ-

νέργεια τῶν δευτερονίων εἶναι περίπου 2 ΜοV.¹ Η ἀπόδοσις, ητις εἶναι μηδέν διά μηδενικήν κινητικήν ἐνέργειαν τῶν δευτερονίων, αὐξάνει ἀρχικῶς καὶ μετά πίπτει λόγω τῶν ἀνταγωνιστικῶν ἀντιδράσεων (β), (γ) καὶ (δ). Διά τὴν ἀντιδρασιν (γ), τότε κατώφλιον ἐνέργειας εἶναι ὅλιγον μεγαλύτερον τῶν 6 ΜοV. Συνεπῶς διά βομβαρδισμοῦ Cu διά δευτερονίων θὰ λάβωμεν μόνον ^{64}Cu (ἀντιδρασις α), ἐάν η ἐνέργεια τῶν δευτερονίων εἶναι ἐπαρκῶς χαμηλή, π.χ. κάτωθεν τῶν 5 MeV. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταῦτην αἱ υπόλοιποι ἀντιδράσεις δέν θὰ λάβουν χώραν. Τούτο δῆμος σχετίζεται με μικράν ἀπόδοσιν τῆς ἀντιδράσεως.

¹ Αντιδράσεις τοῦ τύπου (d, α) δδηγοῦν συνήθως εἰς σταθερά νονυλλίδια. Η ἐνέργος διατομή τῆς ἀντιδράσεως εἶναι μικρά. Αἱ ἀντιδράσεις αὐταί ἀποτελοῦν χρήσιμον μέθοδον παρασκευῆς ὡρισμένων ραδιονουκλιδίων. Π.χ. μόλοντος τό ^{24}Na δύναται νά ληφθῇ, μέ μεγάλην σχετικῶς ἀπόδοσιν, διά τῆς ἀντιδράσεως $^{23}\text{Na}(d, p) ^{24}\text{Na}$, ἐν τούτοις, εἰς ὡρισμένας περιπτώσεις προτιμάται η παρασκευή τούτου διά τῆς ἀντιδράσεως



καθ' ὅσον, μετά τόν διαχωρισμόν τοῦ ^{24}Na ἀπό τό Mg , λαμβάνεται τό ^{24}Na ὡς ἐλεύθερον φορέως.

Ιδιαίτέρου ἐνδιαφέροντος εἶναι αἱ ἀντιδράσεις τοῦ τύπου (d, n) εἰς ἐλαφρούς πυρήνας. Λόγῳ τῆς μεγάλης ἐνέργος διατομῆς τῆς ἀντιδράσεως χρησιμοποιοῦνται αἱ ἀντιδράσεις (d, n) διά τὴν παραγγήν νετρονίων. Η χρησιμοποίησις, ἐλαφρῶν πυρήνων ἐπιτρέπει τὴν διεξαγωγήν τῶν ἀντιδράσεων τούτων μέ δευτερόνια μικρᾶς ἐνέργειας. Επίσης δέν συνοδεύονται, υπό γ-άντινοβολίας. Ουτῷ η ἀντιδρασις δέν συνοδεύονται, υπό γ-άντινοβολίας. Ουτῷ η ἀντιδρασις



ἀποδίδει νετρόνια ὡρισμένης ἐνέργειας. Η ἀντιδρασις αὕτη καλεῖται ἀντιδρασις d-d καὶ εἶναι ἔξωνεργειακή.

Όμοιως αι ἀντιδράσεις



χρησιμοποιούνται διά τήν έργαστηριακήν παραγωγήν νετρονίων. Η ἀντιδράσεις (5.114) παρέχει μέ μεγάλην ἀπόδοσιν μονοενεργειακά νετρόνια ενεργείας περίπου 14 MeV.

Ἐπειδή συνήθως εἰς πλεῖστα ύλινα περιέχεται μικρά ποσότης άνθρακος, ή ἀντιδράσεις



έχει σημασίαν, καθ'δον τό ${}^{13}\text{N}$ εἶναι β^+ -ραδιενεργόν μέ $t_{1/2}=10$ min. Εἰς τάς περιπτώσεις ταύτας, εἰς συνήθης τρόπος ἀπαλλαγῆς ἐκ τῆς ραδιενεργείας τοῦ ${}^{13}\text{N}$ εἶναι νά μετρήσωμεν τήν ραδιενέργειαν τοῦ δείγματος μετά χρόνου $10t_{1/2}$, δτε πρωτικῶς ή ραδιενέργεια τοῦ ${}^{13}\text{N}$ εἶναι ὑμελητέα.

Εἰς υψηλοτέρας, τοῦ φράγματος Coulomb, ἐνεργείας δευτερονίων, εἶναι δυνατόν νά λάβουν χώραν ἀντιδράσεις τύπου (d, p) καὶ (d, n) κατ'ἄλλον μηχανισμόν. Δηλαδή κατά τήν σύγκρουσιν τοῦ δευτερονίου μετά τοῦ πυρήνος, εἶναι δυνατόν νά συλληφθῇ τό νετρόνιον ή πρωτόνιον, ἐνῶ τό έτερον νουκλεόνιον (πρωτόνιον ή νετρόνιον) συνεχίζει τήν ἀρχικήν πορείαν. Αἱ ἀντιδράσεις αὗται καλούνται striping ἀντιδράσεις. Τοιαύταις ἀντιδράσεις παρετηρήθησαν καὶ δι' ἑτέρων σωμάτιων ὡς t , ${}^3\text{He}$ κλπ.

Η ἀντίθετος ἀντιδράσεις ήτοι η σύλληψις, ύπο δένδις πρωτονίου, ἐνδις νετρονίου τοῦ πυρήνος πρός σχηματισμόν δευτερονίου, δπερ κινεῖται κατά τήν αὐτήν διεύθυνσιν ήν εἶχεν τό πρωτόνιον, καλεῖται pick-up ἀντιδράσεις π.χ. ἀντιδράσεις τοῦ τύπου (p, d) ή ἀκόμη καὶ (p, t). Αἱ ἀντιδράσεις αὗται δέν λαμβάνουν χώραν διά σχηματισμού συνθέτου πυρήνος.

Η διατήρησις τῆς στροφορμής εἰς τάς ἀντιδράσεις stripping: (d, p) καὶ (d, n) δόηγετε εἰς τόν έξις κανόνας:

$$I_i + I_f + \frac{1}{2} \geq l_c \geq \left| I_i + I_f \pm \frac{1}{2} \right|_{\min} \quad (5.116)$$

Ένθα I_i καὶ $I_f =$ τὸ spin τοῦ άρχικοῦ καὶ τελικοῦ πυρήνως, $l_c =$ ἡ τροχιακή στροφορμή τοῦ συλλαμβανομένου νουκλεονίου ἐντός τοῦ πυρήνος-στόχου. Τό $\left| I_i + I_f \pm \frac{1}{2} \right|_{\min}$ σημαίγει τὴν ἑλαχίστην τιμήν τῶν τριῶν ποσοτήτων. Τό l_c ἔχει τιμήν ἀρτίαν ἐάν ἡ διμοτιμία τοῦ άρχικοῦ καὶ τελικοῦ πυρήνως εἶναι ἡ αὐτή, περιττήν δέ ἐάν ἡ διμοτιμία εἶναι διάφορος. π.χ. διά τὴν ἀντιδρασιν $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ (βασική κατάστασις), $I_i=0(+)$, $I_f=\frac{1}{2}(-)$. Επομένως

$$0 + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \geq l_c \geq 0 + \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$$

ἡτοι $l_c = 0$ ή 1 . Εφ' δον δμως υπάρχει μεταβολή εἰς τὴν διμοτιμίαν, ἐπειτα $l_c=1$. Τό περιττόν λοιπόν νετρόνιον εἰς τόν ^{13}C (βασική κατάστασις) εἶναι $p_{1/2}$ μέ $l=1$. Εἰς τὴν ἀντιδρασιν $^{35}\text{Cl}(d, p)^{36}\text{Cl}$.

$I_i = \frac{3}{2}(+)$, $I_f=2(+)$. Άρα $\frac{3}{2} + 2 + \frac{1}{2} \geq l_c \geq -\frac{3}{2} + 2 - \frac{1}{2}$ καὶ $l_c = 0, 1, 2, 3$ ή 4 . Αἱ περιτταὶ τιμαὶ 1, 3 δέν λαμβάνονται θρύδφιν, ἐφ' δον δέν έχομεν μεταβολήν εἰς τὴν διμοτιμίαν, καὶ άρα $l_c=0, 2$ ή 4 . Τό περιττόν νετρόνιον εἰς τό ^{36}Cl εἶναι εἰς τὴν $d_{3/2}$ κατάστασιν καὶ ἐπομένως $l_c=2$.

5.11.5. Ἀντιδράσεις μέ α-σωμάτια.

Η πρώτη πυρηνική ἀντιδρασις, ἐπιτευχθεῖσα ύπό τοῦ Rutherford τό έτος 1919, ἦτο ἀντιδρασις (α, p), ἦτοι

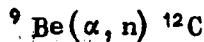
$$^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O} \quad (5.117).$$

Τά α-σωμάτια προήρχοντο έκ φυσικών ραδιονουκλίδίων. Δεδομένου δέ ότι ή ένέργεια τούτων ήτο περιωρισμένη, αντιδράσεως τού τύπου (α, p) μόνον είς έλαφρούς πυρήνας ήτο δυνατόν να παρατηρηθούν, λόγω τού μικρού ύψους τού φράγματος Coulomb. Λόγω τής μικρᾶς, σχετικῶς, ένέργειας συνδέσεως τῶν α-σωμάτων είς τούς πυρήνας (~ 4 MeV), μικρά μόνον μᾶζα δύναται να μετατραπῇ είς ένέργειαν καὶ συνεπῶς νέα χρησιμοποιηθῇ διά τήν άντιδρασιν, ἐν ἀντιθέσει πρός τό δευτερόνιον. Ἐπί πλέον, λόγω τού διπλασίου φορτίου έναντι τού σ. ή τού p, τό φράγμα δυναμικού τού πυρήνος είς τά α-σωμάτια είναι διπλάσιον. Π.χ., διά τήν άντιδρασιν ἐνός πρωτονίου μετά τού πυρήνος τού οὐρανίου τό φράγμα δυναμικού είναι περίπου 13 MeV, ἐνῷ διά τά α-σωμάτια είναι 24 MeV. Τούτο ἀντισταθμίζεται, ἐν μέρει, ἐκ τού γεγονότος ότι ή διπλασία μᾶζα τῶν α-σωμάτων ἐπιτρέπει είς τό ικνεύτρον να προσδύσῃ είς τά α-σ. - σ. πατέτια διπλασίαν ένέργειαν τής ἀντιστοίχου τῶν δευτερονίων. Κατά μίαν (α, p) άντιδρασιν έχομεν αύξησιν τού άριθμού τῶν νετρονίων τού πυρήνος κατά 2 καὶ τῶν πρωτονίων κατά 1. Ἐφ'օρον δέ, ὡς γνωρίζομεν, ή σταθερότης τῶν νομικλίδίων συνδέεται μέ αύξανομένην βαθμη - δόν περίσσειαν νετρονίων, γναμένεται ότι ή άντιδρασις αύτη, θά δίδῃ, κατά προτίμησιν, σταθερά γονικλίδια, τουλάχιστον είς έλαφρούς πυρήνας. Ούτω ή πρώτη (α, p) άντιδρασις δίδῃ 0° , τό δόποιον είναι σταθερόν:

Η άντιδρασις ^{40}Ca (α, p). ^{43}Sc . δίδει ^{43}Sc . ραδιενεργόν.

Μεγαλυτέρου πρακτικού ἐνδιαφέροντος άντιδράσεις είναι αἱ άντιδράσεις (α, n). Κατά τάς άντιδράσεις αύτάς ἐκπέμπεται νετρόνιον. Διά μιᾶς τοιαύτης άντιδράσεως, ήτοι

τής άντιδράσεως



άνεκαλύφθη τό 1932, ύπό τον Chadwick, τό νετρόνιον.

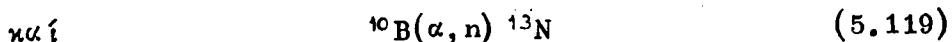
Η άντιδρασίς αυτή καί σήμερον εὑρίσκεται ἐν χρήσει ὡς έργαστηριακή πηγή νετρονίων.

Άντιθέτως πρός τήν άντιδρασίν (α, p), ή άντιδρασίς (α, n) ανδάνει τόν άριθμόν πρωτονίων τοθ πυρήνος κατά 2 καί τόν άριθμόν τῶν νετρονίων κατά μονάδα.

Συνεπώς δύναται νά δόηγήσῃ εἰς πυρήνας μή σταθερούς, οι δύο οι τότε θά είναι β^+ -ραδιενέργεια.

Λαριβᾶς διά τής (α, n) άντιδράσεως, άνεκαλύφθη τό 1934 ύπό τον ζεύγους Joliot-Curie ή τεχνητή ραδιενέργεια.

Συγκεκριμένως αἱ άντιδράσεις



δίδουν ^{30}P καί ^{13}N τά δποτα ἐκπέμπουν ποζιτρόνια.

Εἰς βαρεῖς πυρήνας, άντιδράσεις μέ α-σωμάτια ἀπαίτουν ἐνεργείας 20 MeV καί ἄνω. Ως ἐκ τούτου ή ἐνεργός διατομή τῶν άντιδράσεων (α, n) καί ($\alpha, 2n$), διένεργειας τῶν α-σωματίων κάτωθεν τῶν 20 MeV, εἶναι μικρά. Οὕτω διά τάς άντιδράσεις



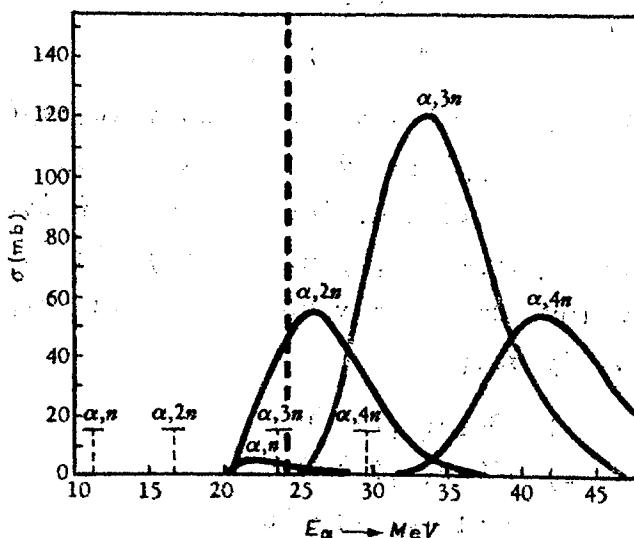
έχομεν $Q_1 = -11,1 \text{ MeV}$, $Q_2 = -16,4 \text{ MeV}$, $Q_3 = -23,2 \text{ MeV}$ καί $Q_4 = -29 \text{ MeV}$. Βάσει τῶν περί διατηρήσεως τής δρμῆς λε -

χθέντων, ή κινητική ένέργεια τῶν α-σωματίων πρέπει νά είναι: $E_1 = 11,1 \frac{236}{232} = 11,3$ MeV, $E_2 = 16,7$ MeV, $E_3 = 23,6$ MeV

καὶ $E_4 = 29,5$ MeV. Το διάγραμμα δυναμικού τοῦ πυρήνου ^{232}Th εἰς τὰ α-σωμάτια είναι περίπου 24 MeV. Εάν τὰ α-σωμάτια δέν έχουν τὴν ἀπαιτουμένην ένέργειαν διά νά υπερπηδήσουν το διάγραμμα δυναμικού, δέν δύναται νά λάβῃ χώραν ή ἀντιδράσις. Βάσει τοῦ φαινομένου τῆς σφραγγος ή πιθανότης τῶν α-σωματίων ένεργειας 4 MeV νά διέλθουν διά τοῦ φράγματος δυναμικού είναι:

$$\frac{10^{-2} \text{ sec}}{3 \cdot 10^7 \text{ y}} \approx \frac{10^{-21} \text{ sec}}{10^{15} \text{ sec}} = 10^{-36}$$

ἵτοι $1 \cdot 10^{-36}$. Τό σχῆμα (5.14) δεικνύει τὴν ένεργον διατομήν συναρτήσει τῆς ένεργειας τῶν α-σωματίων. Εκ τῆς



Σχ. 5.14. Ένεργός διατομή διαντιδράσεις (α, n) ($\alpha, 2n$), ($\alpha, 3n$), ($\alpha, 4n$) τοῦ ^{232}Th συναρτήσει τῆς ένεργειας τῶν α-σωματίων.

καμπύλης προκύπτει: δτι ή ένεργός διατομή διά τήγ αντί+δρασιν (α, n) είναι: 6 mb. Λόγω της άπαιτουμένης μεγάλης ένεργειας, τά α-σωμάτια προσδίδουν εἰς τόν σύνθετον πυρήνα μεγάλην ένέργειαν διεγέρσεως, μέ-άποτέλεσμα, ώς έμφανεται καί εἰς τό σχήμα, νά έξερχωνται: ταυτοχρόνως περισσότερα νουκλεόνια. Ουτως έχομεν συχνότερον (α, 2n), (α, 3n), (α, np) κλπ. Άντιδράσεις αντί τῶν (α, n) ή (α, p) αντιδράσεων αίτινες λαμβάνουν χώραν συνήθως εἰς έλαφρούς πυρήνας. Είς τό άνωτέρω παράδειγμα τού ^{232}Th , τά 80-90% τῶν συνθέτων πυρήνων θύσιτανται σχάσιν καί συχίδιάσπασιν δι'έκπομπής νετρονίων. Η πιθανότης π.χ. της άντιδράσεως (5.123) είναι 6% έναντι της σχάσεως, έναν ιποθέσωμεν δτι ή άρχική πιθανότης σχάσεως είναι 50%.

5.11.6. Άντιδράσεις μέ γ-άκτινοβολίαν

Αἱ άντιδράσεις μέ γ-άκτινοβολίαν ονομάζονται: συνήθως φωτοπυρηνικάί άντιδράσεις.

'Εφ' δσον ή γ-άκτινοβολία στερεῖται φορτίου, δέν συναντά φράγμα δυναμικού καί άρα δύναται νά είσελθῃ εἰς τόν πυρήνα άνευ παρεμποδίσεως. 'Επίσης ή μάζα της γ-άκτινοβολίας είναι μηδέν καί κατά συνέπειάν αἱ φωτοπυρηνικάί άντιδράσεις είναι: ένδοενεργειακά. 'Εκ τούτου προκύπτει δτι ή ένέργεια της γ-άκτινοβολίας πρέπει νά είναι: ίση, τουλάχιστον, πρός τήν ένέργειαν συνδέσεως τού έκπεμπομένου σωματίου. 'Εφ' δσον, ώς άνεψερθη εἰς προπρούμενον κεφάλαιον, ή ένέργεια συνδέσεως ένδος νουκλεονίου εἰς τόν πυρήνα είναι: 7-8 MeV περίπου, έπειτα: δτι ή ένέργεια της γ-άκτινοβολίας πρέπει νά είναι τουλάχιστον 8 MeV, έναν θέλωμεν νά λάβη χώραν ή άντιδρασίς.

Αλλά γ-άκτινοβολία τοιαύτης ένεργείας δέν άνευρίσκεται εἰς τά φυσικῶς ραδιενέργη στοιχεῖα. Η ένεργεια δυμας συνδέσεως του δευτερόνιου είναι μόνον 2,23 MeV. Οι Chadwick καὶ Haber ἔχρησιμοποίησαν τήν γ-άκτινοβολίαν του ^{212}Bi , ένεργείας 2,62 MeV, καὶ ἐπέτυχον τήν πρώτην φωτοπυρηνικήν ἀντίδρασιν,



Τό κατώφλιον ένεργείας τῆς ἀντίδρασεως ταύτης είναι 2,23 MeV, μήτις ἀντιστοιχεῖ εἰς ένεργειαν συνδέσεως του πρωτονίου καὶ νετρονίου εἰς τό δευτερόνιον.

Η ἀντίδρασις



ἔχει κατώφλιον ένεργείας 1,66 MeV. Άμφοτεραι αἱ ἀντίδρασεις χρησιμοποιοῦνται ὡς πηγαί μογοενέργειακῶν νετρονίων. Η εὑρεσις τοῦ κατώφλιον ένεργείας μιᾶς φωτοπυρηνικῆς ἀντίδρασεως ἔχει μεγίστην σημασίαν εἰς τήν εὑρεσιν τῆς ένεργείας συνδέσεως καὶ ἐμμέσως τῆς μάζης. Η μελέτη πολλῶν φωτοπυρηνικῶν ἀντίδρασεων, ύπό τῶν Bothe καὶ Gentner, ἐγένετο διά τῆς χρησιμοποίησεως τῆς γ-άκτινοβολίας, ένεργείας 17,2 MeV, τῆς προερχομένης ἐκ τῆς πυρηνικῆς ἀντίδρασεως (5.102). Αἱ διάφοροι φωτοπυρηνικαὶ ἀντίδρασεις τοῦ τύπου (γ, p) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ καὶ (γ, f) ἐμφανίζουν ἔν εὐρύ μέγιστον συντονισμόθ. Η ἀντίδρασις



καθ' ἥν δὲ πυρήν τοῦ δέξιγόνου διασπάται διά γ-άκτινοβολίας, ἥριη ηνεύθη παλαιότερον ὡς ἔνδειξις ὅτι δὲ πυρήν συνίσταται, ἐξ α-σωματίων. Η ένεργός διατομή τῶν φωτοπυρηνικῶν ἀντίδρασεων είναι λίαν μικρά.

Κατά τήν χρησιμοποίησιν γ-άκτινοβολίας λίαν μεγάλης ένεργείας ($>100\text{MeV}$), λαμβάνουν χώραν ἀντιδράσεις πλέον πολύπλοκος ώς π.χ. ἀντιδράσεις spallation



'Η μεγάλης ένεργείας γ-άκτινοβολία λαμβάνεται δι' ἐπιταχύνσεως ήλεκτρονίων εἰς ἐπιταχυντήν καί τῆς, ἐν συνεχείᾳ, προσπτώσεως τούτων ἐπί τινος στόχου ώς W. 'Η ἐπιβράδυνσις τῶν ήλεκτρονίων προκαλεῖ τήν γένεσιν γ-άκτινοβολίας ήτις δινομάζεται ἀντινοβολία πέδης (Bromsstrahlung).

5.11.7. Ἀντιδράσεις μέ τηλεκτρόνιμ.

Τέ ηλεκτρόνια σπανίως χρησιμοποιοῦνται εἰς πυρηνικάς ἀντιδράσεις. Τά ηλεκτρόνια, συνήθως, χρησιμοποιοῦνται ἐμμέσως, εἰς τάς πυρηνικάς ἀντιδράσεις, διά τήν παραγωγήν γ-άκτινοβολίας (ἀκτινοβολία πέδης).

5.11.8. Ἀντιδράσεις μέ βαρέα ιόντα.

Διά τήν ἐπίτευξιν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων, ἀρχικῶς, ἔχρησιμοποιήθησαν τά α-σωμάτια τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων καί ἐν συνεχείᾳ ἔχρησιμοποιήθησαν, ώς βλήματα, α, p, n, d σωμάτια ή γ-άκτινοβολία διαφόρων ἐνεργειῶν. Τά p, d καί α-σωμάτια ἔχουν μικρόν φορτίον καί ώς ἐκ τούτου ἀπαιτεῖται, σχετικῶς, μικρά ἐνέργεια διά τήν ὑπερνίκησιν τοῦ φράγματος δυναμικοῦ τοῦ πυρῆνος. 'Υπό τήν ἔννοιαν ταύτην τά ἀνωτέρω σωμάτια, μετά τῶν νετρονίων, εἴναι τά πλέον οἰκονομικῶς συμφέροντα βλήματα.

'Η χρησιμοποίησις βαρέων ιόντων, δηλαδή βλημάτων βαρυτέρων τοῦ πυρῆνος τοῦ ήλιου, ὀφείλεται εἰς τό γε-

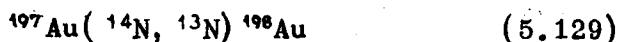
γονός δτι ταῦτα δύνανται νά προκαλέσουν μίαν μεγάλην ποικιλίαν ἀντιδράσεων. Ἡ δλίγον καθυστερημένη χρησιμοποίησις τούτων ὄφελεται εἰς δυσκολίας παραγώγης ιδντων ἐπαρκούσις κινητικής ἐνεργείας. Σήμερον παράγονται ιόντα του τύπου $^7\text{Li}(+3)$, $^9\text{Be}(+4)$, $^{12}\text{C}(+6)$, $^{16}\text{O}(+6)$, $^{20}\text{Ne}(+9)$ κλπ. μέντηρειαν ἀντιστοιχούσαν εἰς 10 MeV καὶ ἄνω κατά νουκλεόνιον. Εἰς τούς ἀνωτέρω τύπους οἱ ἐντός παρενθέσεως ἀριθμοί δηλοῦν τὸ φορτίον τοῦ ιόντος. Εἰδικῶς τά ιόντα ^{12}C , ^{14}N , $^{16}\text{O}(+6)$, μέντηρειαν ἄνω τῶν 100 MeV, ἔχρησιμοποιηθησαν εἰς ἀντιδράσεις μετά βαρέων καὶ ἐλαφρῶν πυρήνων. Οἱ ἀριθμοί τῶν καλούμενων ἀντιδράσεων μεταφορᾶς (Transferreaktionen), ὑπό βαρέων ιόντων, εἶναι λίαν μεγάλοι. Αἱ δυνατότητες δέ αὐξάνουν μέντηρειν τῆς ἐνεργείας τούτων. Αἱ ἀντιδράσεις μεταφορᾶς διατρέπονται εἰς δύο κατηγορίας: α) εἰς τὰς ἀντιδράσεις μεταφορᾶς ἐνός νουκλεονίου (πρωτονίου, νετρονίου), καὶ β) εἰς ἀντιδράσεις μεταφορᾶς δμάδος νουκλεονίων.

Ἡ ἀντιδρασίς



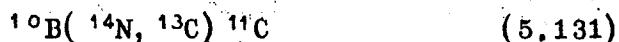
εἶναι ἀντιδρασίς μεταφορᾶς ἐνός νετρονίου.

Ομοίως ἡ ἀντιδρασίς



ἀντιστοιχεῖ εἰς μίαν (d, p) ἀντιδρασίν.

Αἱ ἀντιδράσεις



εἶναι ἀντιδράσεις μεταφορᾶς πρωτονίου ἀντιστοιχούσαι εἰς μίαν (d, n) ἀντιδρασίν.

Ἡ δευτέρα κατηγορία ἀντιδράσεων περιλαμβάνει μετα-

φοράν ἐνδές α-σωματίου, δευτερονίου, τριτονίου κλπ.

Αἱ ἀντιδράσεις



ἀποτελοῦν ἀντιδράσεις μεταφορᾶς α-σωματίων.

Εἰς ὡρισμένας περιπτώσεις εἶναι δυνατόν νά έχωμεν μεταφοράν φορτίου ἀνευ μεταβολῆς εἰς τόν μαζικόν ἀριθμόν ὡς π.χ.



Αἱ ἀντιδράσεις τοῦ ὡς ἅνω τύπου χαρακτηρίζονται ὡς ἀντιδράσεις ἀνταλλαγῆς.

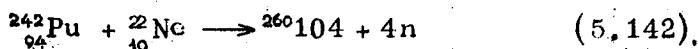
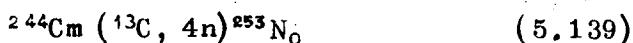
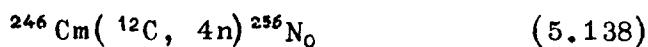
'Η χρησιμοποίησις τῶν βαρέων ιόντων, ὡς βλημάτων, ἐπιτρέπει τήν παρασκευήν γουνλιδίων μέ ατομικόν ἀριθμόν κατά 6, 8 (ἢ καί περισσότερον) ἀνω τοῦ ατομικοῦ ἀριθμοῦ τοῦ στόχου. 'Ἐπί παραδείγματι εἰς τάς ἀντιδράσεις.



έχομεν αὐξησιν τοῦ Ζ κατά 5,5 καὶ 4 ἀντιστοίχως.

'Ιδιαίτερον ἐνδιαφέρον παρουσιάζουν αἱ ἀντιδράσεις τῶν βαρέων ιόντων μετά βαρέων πυρήνων εἰς τήν περιόχήν τῶν ύπερουρανίων στοιχείων. 'Η συνήθης μέθοδος παρασκευῆς τῶν ύπερουρανίων στοιχείων εἶναι διά βομβαρδισμοῦ ὑπό νετρονίων, ἐντός τοῦ ἀντιδραστήρος, δε τέ έχομεν διαδοχικὴν σύλληψιν νετρονίων καί ἐν συνεχείᾳ, λόγῳ αὐξησεως τῆς σχέσεως n/p, β⁻-διάσπασιν. 'Η ἔτερα μέθοδος συνίσταται εἰς τήν χρησιμοποίησιν α-σωματίων ἐκ κυκλοτροῦ. Διὰ τά βαρύτερα, δύμως, τῶν ύπερουρανίων στοιχείων

άμφοτεραι: αἱ μέθοδοι δέν εἰναι: ἵνανοποιητικαί, ἴδιαι-
τέρως διά τά στοιχεῖα μέ $Z > 98$, λόγῳ τῆς τάσεως αύ-
τῶν πρός αὐθόρμητον σχάσιν. Δηλαδή τά σχηματικόμενα
ἐνδιαμέσως ἰσότοπα δφίστανται τόσον ταχέως σχάσιν, ὡ-
στε δέν ἐπαρκεῖ ὁ χρόνος διά περαιτέρω σύλληψιν νετρο-
νίων πρός παραγωγήν τῶν ἐπιθυμητῶν στοιχείων. Τά βαρέα
ίόντα ἀπεδείχθησαν δχι μόνον χρήσιμα διά τήν παρασκευήν
ἰσοτόπων νουκλιδίων τῶν ὑπερουρανίων στοιχείων ἀλλά
καί τά μόνα ἵνανά διά τήν σύνθεσιν τῶν στοιχείων 102,
103 καὶ 104.



Εἰς τήν ἀντίδρασιν ταύτην παρατηροῦμεν δτι: $\Delta Z = 10$. Ἡ
ἐνέργεια τῶν ιόντων ${}^{22}\text{Ne}$ ἔτο 114 MeV. Τό στοιχεῖον
104 παρεσκευάσθη τό 1964, ὑπό λίαν μικράν ἀπόδοσιν, καί
ἐπροτάθη, διά τό στοιχεῖον τοῦτο, τό δνομα Kurtschato-
vium.

Ο πίναξ (5.1) παριστά τά βαρύτερα ὑπερουράνια ἰσό-
τοπα ἀτινα παρεσκευάσθησαν διά βαρέων ιόντων.

Βαρέα ιόντα χρησιμοποιοῦνται διά τήν παρασκευήν ἰσοτό-
πων τῶν ὑπερουρανίων στοιχείων δτινα ἔχουν ἀνεπαρκή ἀ-
ριθμόν νετρονίων. Τοῦτο δέ διότι, δσον αὐξάνεται δ ἀτο-
μικός ἀριθμός, τά σταθερά ἰσότοπα ἔχουν μεγαλύτερον
ἀριθμόν νετρονίων. ἐν σχέσει πρός τά πρωτόνια. Κατά συν-
έπειαν ἀντιδράσεις μετώ βαρέων ιόντων, καθ' ἡς λόγῳ

Π Ι Ν Α Ε 5.1.

Τά πρώτον παρασκευασθέντα υπερουράνια στοιχεία
διά βαρέων ιόντων.

| Ισότοπον | Στόχος | βλήμα | $t_{1/2}$ | τρόπος διασπάσεως |
|---------------------------|--|------------------------------------|-----------|---|
| ^{246}Cf | ^{238}U | ^{12}C | 35.7 hr | 6.75- μeV 6.71-MeV α -διάσπασις |
| ^{245}Es · Es | ^{240}Pu | ^{10}B | 75 sec | 7.65-MeV α -διάσπασις |
| ^{246}Es · Es | ^{237}Np ^{238}U | ^{12}C ^{14}N | | 7.35-MeV α -διάσπασις E.C. |
| ^{248}Fm | ^{240}Pu | ^{12}C | 0.6 min | α -διάσπασις |
| ^{249}Fm | ^{238}U | ^{16}O | 150 sec | 7.9-MeV α -διάσπασις |
| ^{250}Fm | Ούρανιον | ^{16}O | 30 min | 7.43-MeV α -διάσπασις |
| ^{257}Md | ^{252}Cf | ^{13}C | 3 hr | 7.1-MeV α -διάσπασις |
| $^{253}102$ | ^{246}Cm | ^{12}C | 10-15 sec | 8.8-MeV |
| $^{254}102$ | ^{244}Cm ^{246}Cm | ^{13}C ^{12}C | 3 sec | α -διάσπασις 8.3-MeV α -διάσπασις |
| $^{255}102$ | Μημα ισοτόπων Cf | ^{12}C | 15 sec | 8.2-MeV α -διάσπασις |
| $^{256}102$ | ^{238}U | ^{22}Ne | 8 sec | α -διάσπασις |
| ^{257}Lr | Μημα ισοτόπων Cf | | 8 sec | 8.6-MeV α -διάσπασις |

τῆς μεγάλης ἀύτῶν ἐνεργείας "έξατμίζονται" νετρόνια, δηγούσν εἰς πυρήνας μέ κλλειμα νετρονίων δπερ δέν δύναται νά συμβῇ μέ ἔτερα ἔλαφρά σωμάτια-βλήματα. Ἀντιδράσεις τοῦ τύπου τούτου λαμβάνονται χώρων μελλον διά σχηματισμού συνθέτου πυρήνος, διότι εἴναι δλιγάντερον πιθανόν δτι βαρέα ιόνται μεταδίδουν τό πλείστον τῆς ἐνεργείας των εἰς ἔν μόνον νουκλεόνιον. Ἐν τούτοις, παρετηρήθησαν ἀντιδράσεις ἀνάλογοι πρός τάς ἀντιδράσεις pick-up καί stripping.

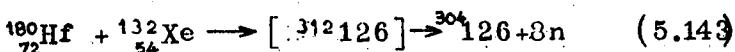
Ἡ ἐνεργός διατομή τῶν ἀντιδράσεων μετά βαρέων ιόντων εἴναι λίαν μικρά, τῆς τάξεως mb ή μβ. Ἡ μεγίστη π.χ. ἐνεργός διατομή δι' ἀντιδράσεις μεταφορᾶς νουκλεονίων εύρεθη δτι κείται μεταξύ 5-20 mb. Κατά συνέπειαν, ἐκτός τῆς περιπτώσεως τῶν ύπερουρανίων στοιχείων, μόνον εἰς είδικάς περιπτώσεις δύνανται τά βαρέα ιόντα νά φερηθούν ἀνταγωνιστικά βλήματα παραγωγῆς ιστόπων. Τό πεδίον τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων διά βαρέων ιόντων εἴναι λίαν εύρυ.

Τά βαρέα ιόντα φέρουν μεγάλην ποσότητα τροχιακῆς στροφορμῆς, κινούνται βραδύτερον καί σύνεπῶς συμπέριφέρονται ώς "κλασσικά" σωμάτιακά ούχι ως κύματα, δπερ σημαίνει ἀπλοποίησιν τῶν ύπολογισμῶν, φέρουν μεγάλον φορτίον καί δύνανται νά προκαλέσουν ποικιλίαν ἀντιδράσεων. Ἡ παραγωγή ἀκτινοβολίας πέδης ήτις εἰς ἄλλας ἀντιδράσεις δημιουργεῖ προβλήματα, εἰς τάς ἀντιδράσεις μέ βαρέα ιόντα περιορίζεται λόγω τῆς μικρᾶς ταχύτητος τῶν ιόντων.

Διά τήν παρασκευήν ύπερβαρέων πυρήνων, $Z > 104$, ἐνδείκνυται: ή χρησιμοποίησις βαρέων ιόντων. Ἡ παρασκευή τούτων περιορίζεται λόγω τοῦ μικροῦ χρόνου ύποδιπλασισμοῦ καί τῆς σχάσεως. Ὑπολογίζεται δτι διά $Z > 110$ ὁ

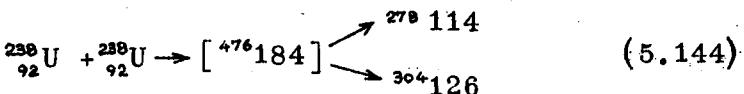
χρόνος υποθετικασμού πρέπει νύ είναι τής τάξεως του χιλιοστού ή έκατομμυριοστού του δευτεροδέπτου, μέ εξαίρεσιν τούς υπολογιζομένους μαγικούς άριθμούς ($Z=114, 126, 164, 228$ καί $N=152, 164, 173, 184, 228$). Η ένεργος διατομή τῶν ἀντιδράσεων τούτων υπολογίζεται διετοί είναι τής τάξεως π.θ.

Ένδιαφέρον παρουσιάζουν καί ἀντιδράσεις συντήξεως μετά βαρέων πυρήνων. Η πιθανότης σχάσεως είναι, σχετικῶς, μικροτέρα, διαν τά ἀντιδρῶντα είναι τής αὐτής μάζης, καθ' ὅσον η ένεργεια διεγέρσεως είναι σχετικῶς μικρά. Π.χ. Τό κατώφλιον μιάς ἀντιδράσεως



υπολογίζεται εἰς 700 MeV.

Διά τήν ἀντίδρασιν



τό κατώφλιον ένεργείας υπολογίζεται εἰς 1500 MeV.

Ο κατασκευαζόμενος ἐν Αμερικῇ ἐπιταχυντής βαρέων ἀντων διέ τήν διῆλιουργίαν υπερστοιχείων φέρει τό όνομα "Umnitron".

5.12. 'Υπολογισμός ἀποδόσεως πυρηνικῶν ἀντιδράσεων.

Θεωρήσωμεν τήν περίπτωσιν πυρηνικής ἀντιδράσεως τοῦ γενικοῦ τύπου $A(a, b)B$, καθ' ἣν ἐκ τοῦ πυρήνος-στόχου A δημιουργεῖται, διά βομβαρδισμοῦ διά σωματίων a (ἐνθα τό a δέν σημαίνει μόνον a -σωμάτια), δ σταθερός πυρήν B . Κατά ταῦτα δυνάμεθα νά γράψωμεν

$$A \xrightarrow{\text{σύλληψα}} B \quad (5.145).$$

"Εστω λεπτός στόχος ύλικος περιέχων N_A πυρήνας τοῦ στα-

θερού νουκλιδίου A, δστις βομβαρδίζεται; διά βλήματα (π.χ. νετρονίων) ροής Φ σωματίων κατά cm^2 και κατά sec. 'Εάν δηλαδή η πυκνότης σωματίων είναι: η σωμάτια κατά cm^3 και η ταχύτης τούτων $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, τότε το γινόμενον $\mu = \Phi$. Είς τήν περίπτωσιν λεπτού στόχου ύποτίθεται: δτι η ροή έντος του στόχου είναι σταθερά. 'Επίσης ύποτίθεται: δτι ο άριθμός τῶν πυρήνων, N_A , του στόχου παραμένει πρακτικῶς σταθερός. 'Η δλική ένεργος έπιφανεια του στόχου είναι, ως άναφέρεται είς τό κεφάλαιον (5.9), σN_A . Κατά συνέπειαν η ταχύτης άπορροφήσεως τῶν σωματίων α είναι $\sigma \Phi N_A$. 'Ως ταχύτης άντιδράσεως δρίζεται: ο άριθμός τῶν προκυπτόντων πυρήνων είς τήν μονάδα του χρόνου. 'Εφ' δσον δέ έκαστον άπορροφούμενογ σωμάτιον δηγεῖ είς τόν σχηματισμόν του σταθερού πυρήνος B, έπειτα: δτι η ταχύτης σχηματισμού του σταθερού νουκλιδίου B, ήτοι η ταχύτης τῆς άντιδράσεως πρέπει είναι ίσης είς τό κεφάλαιον (5.8) διδούμενης σχέσεως (5.67)

$$\left(\frac{dN_B}{dt} \right)_{\text{αντ}} = \sigma \Phi N_A \quad (5.67).$$

'Ο σχηματισμός του σταθερού νουκλιδίου B λαμβάνει χώραν μέ σταθερύν ταχύτητα. 'Η σ φύνεται νέσ συγκρίθη μέ τήν σταθεράν ταχυτήτος κημικῆς άντιδράσεως.

'Εάν, δμως, ο σχηματιζόμενος πυρήν είναι ραδιενεργός, τότε θά έχωμεν τό σχήμα

$$A \xrightarrow{\text{σύλληψη}} B \xrightarrow[\lambda_B]{\text{ραδ. διασπασις}} C \quad (5.146)$$

ήτοι ο σχηματιζόμενος πυρήν B, ως ραδιενεργός, διασπάται μέ τήν χαρακτηριστικήν δι' αντόν ταχύτητα $\lambda_B N_B$, (εξ ίσωσις (4.1)), πρός τό σταθερόν νουκλιδίου C. ήτοι

$$\left(\frac{dN_B}{dt} \right)_S = \lambda_B N_B \quad (5.147)$$

Ένθα λ_B = διασπάσεως τοῦ ραδιενέργοῦ νουκλίδίου Β καὶ N_B = δύριθμός τῶν ραδιενέργων πυρήνων Β.

Συνεπῶς ή δλική ταχύτης αύξησεως τῆς συγκεντρώσεως τούτου ἐξαρτᾶται α) ἀπό τὴν ταχύτητα σχηματισμοῦ αύτοῦ διὰ τῆς πυρηνικῆς ἔντιδράσεως Α(α, β)Β, καὶ β) ἀπό τὴν ταχύτητα διασπάσεως αύτοῦ Β → C. Ἐπομένως, κατ' ἀναλογίαν πρός τὴν σχέσιν (4.21), θά έχωμεν:

$$\frac{dN_B}{dt} = \left(\frac{dN_B}{dt} \right)_{ανα} - \left(\frac{dN_B}{dt} \right)_S \quad (5.148)$$

$$= \sigma \Phi N_A - \lambda_B N_B$$

Η ἐξίσωσις αὕτη ἴσχυει ὑπό τὴν προϋπόθεσιν δτ: τό πρόκυπτον νουκλίδιον Β έχει πρακτικῶς μηδενικήν ἐνέργον διατομήν διά περαιτέρω ἀντίδρασιν μετά τοῦ βλήματος. Η δλοκλήρωσις τῆς ἐξίσωσεως ταύτης ἀπό $t=0$ ἕως $t=t$, ἐφ' δσον διά $t=0$ εἶναι $N_B=0$, δίδει:

$$N_B(t) = \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.149)$$

Ένθα $N_B(t)$ = δύριθμός τῶν πυρήνων Β οὗτινες δημιουργούνται εἰς χρόνον t .

Εάν τὴν σχέσιν (5.149) γράψωμεν ὑπό τὴν μορφήν,

$$\frac{N_B(t)}{N_A} = \frac{\sigma \Phi}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.150)$$

παρατηρούμεν δτ: δ λόγος οὗτος θά εἶναι τόσον μεγαλύτερος, δσον $\frac{\sigma \Phi}{\lambda_B}$ καὶ t εἶναι μεγαλύτερα. Συνεπῶς διά τὴν παράσκευήν μεγαλυτέρων ποσοτήτων ραδιενέργοῦ, σημασίαν έχει κυρίως δ λόγος $\sigma \Phi / \lambda_B$. Δεδομένου δμως δτ: τό λ_B εἶναι δπωσδήπτε σταθερόν καὶ τό σ εἶναι, διά δεδο-

μένην ένέργειαν τού βλήματος, έπεισης σταθερόν, έπειτα: δτι δ' ἀριθμός τῶν σχημάτων μεμένων ραδιενεργῶν πυρήνων εἶναι τόσον μεγαλύτερος, όσον μεγαλυτέρα είναι ἡ ροή π.χ. ἡ νετρονική ροή τού ἀντιδραστήρος. 'Αλλά,' ἐν τῇσι σχέσεως $\Lambda = -\frac{dN}{dt}$, ἔνθα $\Lambda = \text{ραδιενέργεια},$ προκύπτει: δτι ἡ ραδιενέργεια τού B, μετά χρόνου t, θά είναι

$$\Lambda_B = \lambda_B N_B(t) = \sigma \cdot \Phi \cdot N_A (1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.151).$$

'Η ἔξισωσις αὕτη ἔχει: δύο σπουδαίας ἐφαρμογάς: α) εἰς τόν υπολογισμόν τῆσις ἀποδόσεως εἰς ἓν ραδιενεργόν υλικόν διά βομβαρδισμοῦ όπο σωματίων (π.χ. νετρονίων), καὶ β) εἰς τόν υπολογισμόν τῆσις ἐνεργοῦ διατομῆς, διά γνωστήν, π.χ. νετρονικήν ροήν, ἢ τόν υπολογισμόν τῆσις νετρονικῆς ροής, διά γνωστήν ἐνεργόν διατομήν τῆσις ἀντιδράσεως, ἐκ μετρήσεως τῆσις ραδιενέργειας τού νουνλιδέου B.

'Ο δρος $(1 - e^{-\lambda_B t})$ καλεῖται παράγων κορεσμοῦ καὶ δύναται: νά ὔχῃ τιμάς μεταξύ 0-1. Αντικαθιστῶντες τό λ_B , βάσει τῆσι σχέσεως $\lambda_B = \frac{1 n^2}{t_{1/2}}$, εἰς τόν παράγοντα κορεσμοῦ $1 - e^{-\lambda_B t}$, λαμβάνομεν:

$$1 - e^{-\lambda_B t} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{t_{1/2}} t} = 1 - e^{-\ln 2 \cdot t / t_{1/2}} = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{t / t_{1/2}}$$

Συνεπῶς διά $t \gg t_{1/2}$, $1 - e^{-\lambda_B t} \approx 1$ καὶ ἄρα

$$\Lambda_B = \sigma \Phi N_A \quad (5.152)$$

Ἔτοι: ἔχομεν φθάσει τήν μεγίστην τιμήν τῆσις ραδιενέργειας (κορεσμόγ) καὶ κατά συνέπειαν τό Λ_B δέν δύναται: ν' αὐξηθῆσθη περάτερω, ἕτοι $\Lambda_B = \text{σταθερόν}.$

$$\text{Εάν } t = t_{1/2}, \quad 1 - e^{-\lambda_B t} = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}. \quad \text{Ἔτοι: } \Lambda = \sigma \Phi N_A \frac{1}{2}.$$

Ἔτοι: ἔχομεν τό ἥμισυ τῆσις τιμῆς κορεσμοῦ.

$$\text{Διά } t = 5 t_{1/2}$$

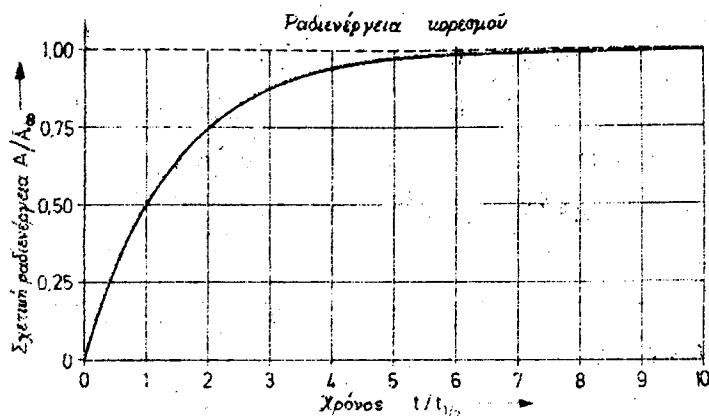
$$\Lambda_B = \sigma \Phi N_A 0,968$$

$$t = 7 t_{1/2}$$

$$\Lambda_B = \sigma \Phi N_A 0,992$$

$$t=10 t_{1/2} \quad A_B = \sigma \Phi N_A / 0,990$$

"Ητοι μετά χρόνον $t=10 t_{1/2}$ έχομεν φθάσει πράκτικως είς τόν κορεσμόν καί κατά συνέπειαν περαιτέρω βομβαρδισμός δέν δόηγει είς αύξησιν τής ραδιενέργειας. Το σχήμα (5.15) άποδίδει τήν άσυμπτωτικήν προσέγγισιν τής ραδιενέργειας του Β εἰς τήν ραδιενέργειαν κορεσμού. Ο πα-



Σχ. 5.15. Επαγόμενη ραδιενέργεια συναρτήσει του χρόνου βομβαρδισμού.

ράγων $1-e^{-\lambda_B t}$ άποτελεῖ, ως έλέχθη, τόν παράγοντα κορεσμού. Κατά τόν κορεσμόν φθάνομεν είς μίαν μόνιμον κατάστασιν καθ' ήν δ' άριθμός τῶν διασπωμένων πυρήνων Β είναι: ίσος πρός τόν άριθμόν τῶν δημιουργούμένων, διά τής πυρηνικῆς ἀντιδράσεως, πυρήνων Β. Η κατάστασις αυτή είναι: ἀνάλογος πρός τήν μόνιμον ισορροπίαν.

Διά μιαρόν χρόνον βομβαρδισμού

$$1-e^{-\lambda_B t} \approx 1-(1-\lambda_B t)=\lambda_B t \quad (5.153)$$

καί ορα η (5.151) καθίσταται:

$$\Lambda_B = \sigma \Phi N_A \lambda_B t \quad (5.154)$$

ήτοι η ραδιενέργεια του Β αύξανει άρχικῶς ἀναλόγως τού χρόνου t .

Έάν δ χρόνος ύποδιπλασιασμού, η, δπερ τόαύτο, η σταθερά λ_B , είναι γνωστής, δυνάμεθα νά ύπολογίσωμεν τήν ραδιενέργειαν κορεσμού ἐκ μετρήσεως τής ραδιενέργειας εἰς δεδομένον χρόνον t , βάσει τής σχέσεως

$$A_B(t) = \sigma \Phi N_A (1 - e^{-\lambda_B t}) = A_\infty (1 - e^{-\lambda_B t})$$

δτε

$$A_\infty = \frac{A_B(t)}{1 - e^{-\lambda_B t}} \quad (5.155).$$

Η σταθερότης τού $N_{B(t)}$ ύποθέτει δτ: τό N_A είναι σταθερόν.

Η βαθμιαία μετατροπή τῶν πυρήνων Α τού στόχου είς τό ραδιενέργον B είναι: έλαχίστη εἰς τάς συνήθεις περιπτώσεις.

Έάν δμως τό $N_{B(t)}$ είναι σημαντικόν κλάσμα τού N_A , τότε άπαραιτήτως δέον δπως γίνουν διορθώσεις.

Μεταξύ τού τέλους τού βομβαρδισμού, t , και τού χρόνου μετρήσεως τής ραδιενέργειας παρέρχεται: χρόνος, έστω t_1 , δστις έχει: ίδιαιτέρων σημασίαν ἐπί τῶν βραχυβίων, κυρίως, νουκλιδίων. Τούτο δέ διότι ή ραδιενέργεια θά έλαττωθῇ σημαντικῆς. Η μετρουμένη κάτω τόν χρόνον t_1 ραδιενέργεια είναι:

$$A_1 = A_t e^{-\lambda_B t_1} \quad (5.156).$$

Διαμβάνοντές ύπ' οφιγ τόν χρόνον βομβαρδισμού t , ώς και τόν ένδιαμεσον χρόνον, άπό τού τέλους τού βομβαρδισμού μέχρι τής μετρήσεως, t_1 , προκύπτει βάσει τῶν σχέσεων (5.155) και (5.156), ή έξής σχέσις μεταξύ τής μετρουμένης ραδιενέργειας και τής ραδιενέργειας κορεσμού,

$$\begin{aligned} A_1 &= A_\infty (1 - e^{-\lambda_B t}) e^{-\lambda_B t_1} \\ &= A_\infty [e^{-\lambda_B t_1} - e^{-\lambda_B (t+t_1)}] \end{aligned} \quad (5.157).$$

Πρέπει νά σημειωθῇ δτ: δ άριθμός N_A , δστις παριστά τόν άριθμόν τῶν άτομων (πυρήνων) τού νουκλιδίου Α, σχετίζε-

ταὶ μέ τήν ποσδητα ταύτου εἰς γραμμάρια διὰ τῆς ἀπλῆς σχέσεως

$$N_A = \frac{m}{M} N_L \cdot H \quad (5.158)$$

Ἐνθα m =γραμμάρια τοῦ A, M =ἀτομικόν ή μοριακόν βάρος, N_L =ἀριθμός Loschmidt καὶ $H = \text{ή}$ ίσοτοπική αναλογία, ήτοι η περιεκτικότης τοῦ στόχου εἰς τὸ γουνλέδιον Δ, καθ'δον εἶναι πιθανόν δι στόχος ν'ἀποτελήται ἀπό περισσότερα τοῦ ἐνδικούτοπα. Ἐπί παραδείγματι δι φυσικός χαλιός ἀποτελεῖται ἀπό 69% ^{63}Cu καὶ ἀπό 31% ^{65}Cu . Συνεπῶς ἔχομεν ἀντιστοίχως $H=0,69$ καὶ $H=0,31$. Βάσει τῆς σχέσεως (5.158) η ἑξίσωσις (5.151) γράφεται:

$$\Lambda_B = \sigma \cdot \Phi \cdot \frac{m}{M} N_L \cdot H (1 - e^{-\lambda_B t}) \text{ dps} \quad (5.159)$$

Η εἰδική ραδιενέργεια τοῦ δημιουργουμένου, διὰ τῆς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως, ραδιενεργοῦ B δίδεται, βάσει τῆς ἑξίσωσεως (4.41), ὡρό τῆς σχέσεως

$$\Lambda_s = \frac{\sigma \cdot \Phi \cdot N_L \cdot H}{M \cdot 3,7 \cdot 10^{10}} (1 - e^{-\lambda_B t}) \text{ Ci/gr} \quad (5.160)$$

$$= \frac{6 \cdot 10^{-24} 6,02 \cdot 10^{23} \Phi H}{M \cdot 3,7 \cdot 10^{10}} (1 - e^{-\lambda_B t})$$

$$= \frac{0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \sigma \Phi H}{M} (1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.161)$$

$$= 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{\sigma \Phi H}{M} \left[1 - \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{t_{1/2}}} \right] \text{ Ci/gr} \quad (5.162)$$

Ἐνθα σ δίδεται εἰς barns.

Ἐάγ $t \ll t_{1/2}$, η (5.161) δίδει πατά προσέγγισιν

$$\begin{aligned} \Lambda_s &= 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{\sigma \cdot \Phi \cdot H}{M} [1 - (1 - \lambda_B t)] \\ &= 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{\sigma \cdot \Phi \cdot H}{M} \lambda_B t \cdot \frac{\text{Ci}}{\text{gr}} \end{aligned} \quad (5.163)$$

Διά δεδομένον χρόνον τι, ροήν Φ καί ποσότητα, ή έπαγομένη, ώς λέγομεν, ραδιενέργεια είναι: τόσον μεγαλυτέρα όσον η ένεργος διατομή καί η ίσοτοπική άναλογία είναι μεγαλυτέρα. 'Ελαττούτας δέ μέ αύξησιν του χρόνου ύποδιπλασιασμόν καί τον άτομικού βάρους. 'Εάν έπομένως δι χρόνος ύποδιπλασιασμός είναι λίγη μεγάλος, ώς συμβαίνει π.χ. μέ τόν ^{14}C ($t_{1/2}=5730\text{y}$), η παρασκευή ίκανής ποσότητος τούτου άπαιτει βομβαρδισμόν έπι μεγάλον χρονικόν διάστημα. 'Έάν άντιθέτως δι χρόνος ύποδιπλασιασμός είναι μικρός, ώς π.χ. διά τό ^{20}F ($t_{1/2}=11,2\text{ sec}$), φθάνομεν εἰς τόν κορεσμόν έντός λεπτού περίπου της ώρας, άλλα τό ραδιενέργον νουνλίδιον διασπαται: έξισου λίγην ταχέως!

Πληρώδει γμών 1): 1 gr NaCl βομβαρδίζεται διά νετρονίων ροής $10^{10}\text{ n/cm}^2\text{ sec}$ έπι 4 ήμέρας. Πούτα η ραδιενέργεια έκαστου προϊόντος.

Τό φυσικόν χλώριον είναι μήγμα δύο ίσοτόπων, τού ^{35}Cl καί τού ^{37}Cl . 'Επομένως αἱ άντιστοιχοι άντιδράσεις είναι:

- α) $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$
- β) $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$
- γ) $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)^{38}\text{Cl}$

α) Ή ένεργος διατομή τού ^{23}Na είναι 0,44b. 'Ο χρόνος ύποδιπλασιασμού τού ^{24}Na είναι: $t_{1/2}=14,8\text{ h. H=1}$.

Δεδομένου ότι ο χρόνος βομβαρδισμού είναι 4.24= $=96\text{ h}$, ήτοι είναι μεγαλύτερος τού $6t_{1/2}$, δυνάμεθα γάλθεωρήσωμεν ότι έχομεν φθάσει εἰς τόν κορεσμόν καί κατά συγέπειαν η είδική ραδιενέργεια τού ^{24}Na είναι:

$$A_s = 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{0,44 \cdot 10^{10}}{58} = 1,22 \frac{\mu\text{Ci}}{\text{gr}}$$

β) Η ένεργος διατομή του ^{35}Cl είναι 446. Ο χρόνος υποδιπλασιασμού του ^{36}Cl είναι $t_{1/2} = 4,10^3$ ώρες. $H=0,754$.

"Αρα η ειδική ράδιενέργεια του ^{36}Cl είναι:

$$A_s = 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{44 \cdot 10^{10}}{58} \cdot 0,754 \left[1 - \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{4}{365 \cdot 4,10^3}} \right]$$

$$= 1,6 \cdot 10^{-3} \frac{\mu\text{Ci}}{\text{gr}}$$

ήτοι πρακτικώς η έπαγμένη ράδιενέργεια είναι μηδέν.

γ) Η ένεργος διατομή του ^{37}Cl είναι 0,56 β. Ο χρόνος υποδιπλασιασμού του ^{38}Cl είναι $t_{1/2} = 38,5$ min. Η ίσοτοπική άναλογία του ^{37}Cl είς το φυσικό χλώριον, είναι 0,246. Δεδομένου ότι ο χρόνος βομβαρδισμού είναι λίγην μεγάλος έν σχέσει πρός το $t_{1/2}$ του ^{37}Cl , έχομεν πορεία - σμόν.

$$\text{"Αρα } A_s = 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{0,56 \cdot 10^{10} \cdot 0,246}{58} \approx 0,4 \frac{\mu\text{Ci}}{\text{gr}}$$

Παράδειγμα 2) 1 gr ZnO βομβαρδίζεται διά νετρονίων ροής 10^{19} n/cm² sec έπι 4 ήμέραις. Ποιά η απόδοσις τής (n, γ) άντιδρασεως.

Ο φυσικός Zn άποτελείται από τα έξις ισότοπα:

$$^{64}\text{Zn} = 48,88\%, \quad ^{66}\text{Zn} = 27,82\%, \quad ^{67}\text{Zn} = 4,14\%$$

$$^{68}\text{Zn} = 18,54\% \quad \text{και} \quad ^{70}\text{Zn} = 0,62\%.$$

Από την (n, γ) άντιδρασην έχομεν τα έξις προϊόντα:

- α) $^{64}\text{Zn}(n, \gamma) ^{65}\text{Zn}$ ραδιενέργον, β) $^{66}\text{Zn}(n, \gamma) ^{67}\text{Zn}$ σταθερόν
- γ) $^{67}\text{Zn}(n, \gamma) ^{68}\text{Zn}$ σταθερόν, δ) $^{68}\text{Zn}(n, \gamma) ^{69}\text{Zn}$ ραδιενέργον και
- ε) $^{70}\text{Zn}(n, \gamma) ^{71}\text{Zn}$ ραδιενέργον.

Μάς ένδιαφέρουν αι διατομή του ^{64}Zn είναι: 0,5b. $t_{1/2}(^{65}\text{Zn})=250$ d. $H=0,488$. Επομένως βλέπετε της σχέσεως (5.161) έχομεν:

α) Η ένεργος διατομή του ^{64}Zn είναι: $0,5 \cdot 10^{10} \cdot 0,488 = 250$ d. $H=0,488$. Επομένως βλέπετε της σχέσεως (5.161) έχομεν:

$$As=0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{0,5 \cdot 10^{10} \cdot 0,488}{81,4} \left[1 - \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{4}{250}} \right]$$

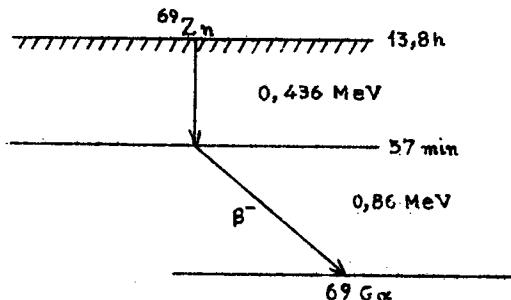
$$\approx 5,4 \frac{\mu\text{Ci}}{\text{gr}}$$

ε) $\sigma(^{70}\text{Zn})=0,09\text{b}$, $t_{1/2}(^{71}\text{Zn})=2,2 \text{ min}$, $H=0,0062$. Λόγω του μεγάλου χρόνου βομβαρδισμού έν σχέσει πρός τό $t_{1/2}$ έχομεν κρορεσμόν. Αρι

$$A=0,162 \cdot 10^{-10} \frac{0,09 \cdot 10^{10} \cdot 0,0062}{81,4} \approx 1,1 \frac{\mu\text{Ci}}{\text{gr}}$$

Πλατηρούμεν ότι ο πυρά τόν μικρόν χρόνον ύποδιπλασισμού ή έπαγομένη είς τό ^{71}Zn ραδιενέργεια είναι μικρά, λόγω της μικρᾶς ένεργος διατομῆς καί της λίαν μικρᾶς ισοτοπικῆς άναλογίας.

δ) Η άντιδρασις αὕτη παρουσιάζει ένδιαφέρον καθ' όσον άποτελεί πλέον πολύπλοκον, άλλο συχνάκις άπαντωμένην, περίπτωσιν. Θεωρήσωμεν τό σχήμα της διασπάσεως του ^{69}Zn .



Πλατηρούμεν ότι έχομεν δύο ίσομερή νουκλίδια ^{69m}Zn ($t_{1/2}=13,8\text{h}$) καί ^{69}Zn ($t_{1/2}=57 \text{ min}$).

Έπομένως κατά τόν βομβαρδισμόν μένετρόνια, ή προκύπτουσα ραδιενέργεια του ^{69}Zn ($t_{1/2}=57 \text{ min}$), προέρχεται α) ἐκ τῆς ἀπ' εύθειας ἀντιδράσεως (n, γ), καὶ β) ἐκ τῆς διασπάσεως του ισομερούς ^{69m}Zn ($t_{1/2}=13,8 \text{ h}$). Ο ^{69m}Zn ($t_{1/2}=13,8 \text{ h}$) δοτις δημιουργεῖται ἐκ τῆς ἀντιδράσεως (n, γ) ύπολογίζεται εύκολως ἐκ τῆς σχέσεως (5, 162), λαμβάνοντες όπ' θέμα γ δτ: $\sigma(^{68}\text{Zn})=0,29 \text{ b}$, $t_{1/2}(^{69m}\text{Zn})=13,8 \text{ h}$ καὶ $H=0,1854$

*Αρι

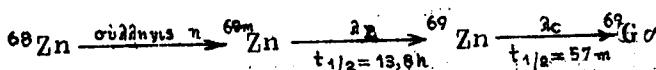
$$A_s = 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{0,29 \cdot 10^{10} \cdot 0,1854}{81,4}$$

$$\approx 0,11 \frac{\text{mCi}}{\text{gr}}$$

Η ραδιενέργεια του ^{69}Zn ($t_{1/2}=57 \text{ min}$), προερχομένη ἐκ τῆς (n, γ) ἀντιδράσεως εἶναι, διά $\sigma=1 \text{ b}$, $H=0,1854$

$$A_{s_1} = 0,162 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1 \cdot 10^{10} \cdot 0,1854}{81,4} \approx 0,38 \frac{\text{mCi}}{\text{gr}}$$

Ο σχηματισμός του ^{69}Zn ἐκ τῆς διασπάσεως του ^{69m}Zn δύναται νά παρασταθῇ διά τον σχήματος



Η γενικωτέρα μορφή του ως ἀνω σχήματος εἶναι



Η δλική (καθαρά) ταχύτης σχηματισμού του C ίσοται μέτην ταχύτητα σχηματισμού τούτου ἐκ του B μετόν την ταχύτητα διασπάσεως του C ήτοι

$$\frac{dN_c}{dt} = \lambda_B N_B - \lambda_C N_C \quad (5.165).$$

Αλλά, βάσει τῆς ἐξισώσεως (5.151):

$$\lambda_B N_B = \sigma \Phi N_A (1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (5.151)$$

ἡ ἐξισωσίς (5.165) τροποποιεῖται εἰς

$$\frac{dN_c}{dt} = \sigma \Phi N_A (1 - e^{-\lambda_B t}) - \lambda_c N_c \\ = \sigma \Phi N_A - \sigma \Phi N_A e^{-\lambda_B t} - \lambda_c N_c \quad (5.166)_c$$

Η έξισωσις (5.166) γράφεται:

$$\frac{dN_c}{dt} + \lambda_c N_c = \sigma \Phi N_A - \sigma \Phi N_A e^{-\lambda_B t} \quad (5.167)_c$$

Διά πολλαπλασιασμού λμφοτέρων τῶν πλευρῶν τῆς έξισώσεως έπι $e^{\lambda_B t}$, λαμβάνομεν

$$e^{\lambda_B t} \frac{dN_c}{dt} + \lambda_c N_c e^{\lambda_B t} = \sigma \Phi N_A e^{\lambda_B t} - \sigma \Phi N_A e^{(\lambda_c - \lambda_B)t}$$

$$\text{η} \quad \frac{d}{dt} (N_c e^{\lambda_B t}) = \sigma \Phi N_A e^{\lambda_B t} - \sigma \Phi N_A e^{(\lambda_c - \lambda_B)t}$$

"Αρα δι' δλοκληρώσεως ταύτης και ί όπό τήν προϋπόθεσιν δτι $N_A = \sigma \Phi N_A e^{\lambda_B t}$, λαμβάνομεν

$$N_c e^{\lambda_B t} = \frac{\sigma \Phi N_A e^{\lambda_B t}}{\lambda_c} - \frac{\sigma \Phi N_A e^{(\lambda_c - \lambda_B)t}}{\lambda_c - \lambda_B} + C \quad (5.168)$$

διά $t=0$, $N_c=0$ και ί έπομένως

$$C = \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c - \lambda_B} - \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c} \quad (5.169).$$

"Αρα ή έξισωσις (5.168) γράφεται:

$$N_c e^{\lambda_B t} = \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c} (e^{\lambda_B t} - 1) + \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c - \lambda_B} [1 - e^{(\lambda_c - \lambda_B)t}] \quad (5.170).$$

'Εκ τῆς (5.170) λαμβάνομεν

$$N_c = \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c} (1 - e^{-\lambda_B t}) + \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c - \lambda_B} (e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_B t}) = \\ = \sigma \Phi N_A \left[\frac{1 - e^{-\lambda_B t}}{\lambda_c} + \frac{e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_B t}}{\lambda_c - \lambda_B} \right] \quad (5.171),$$

"Η ραδιενέργεια τοῦ Κ, έπομένως, εἶναι

$$A_c = \lambda_c N_c = \sigma \Phi N_A \left[1 - e^{-\lambda_c t} + \frac{\lambda_c (e^{-\lambda_c t} - e^{-\lambda_B t})}{\lambda_B - \lambda_c} \right]$$

$$= \sigma \Phi N_A \left[1 - \frac{\lambda_B e^{-\lambda_B t} - \lambda_c e^{-\lambda_c t}}{\lambda_B - \lambda_c} \right] \quad (5.172).$$

Η έξισωσις αυτη δίδει τήν ραδιενέργειαν του ^{69}Zn λόγω της ισομερούς μετατροπής ταυ ^{69m}Zn .

Ο χρόνος τῶν 4 ημερών είς τό παράδειγμα του ^{69}Zn , θεωρεῖται έπαρκης διά τόν κορεσμόν καί συνεπῶς θά έχωμεν,

$$A_{s2} = \sigma \Phi N_A = 0,162 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{0,29 \cdot 10^{10} 0,1854}{81,4} \approx 0,11 \frac{\text{mCi}}{\text{gr}}$$

ήτις είναι ίση πρός τήν ραδιενέργεια του ^{69}Zn . Συνολικῶς λοιπόν έχομεν:

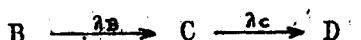
$$A_s(^{69}\text{Zn}) = A_{s1} + A_{s2} = 0,38 + 0,11 \\ = 0,49 \frac{\text{mCi}}{\text{gr}}$$

Εάν υποθέσωμεν δτι διακόπτομεν τόν βομβαρδισμόν του ZnO , διά νετρονίων, είς χρόνον t καί δτι μέχρι της μετρήσεως παρέρχεται χρόνος t_1 , τότε, διά γένερων τόν άριθμόν N_c του νουκλίδιου C, πρέπει νά λέβωμεν ύπ' δφιν α) τήν σχέσιν (5.171), καί β) δτι τό νουκλίδιον B δέν σχηματίζεται πλέον ἐκ του A, άλλα διεσπάται κατά τόν γνωστόν όποιον γένος της ραδιενέργειας, διασπάσεως.

Επομένως, βάσει τῶν σχέσεων (5.171) καί (5.156) έχομεν

$$N_c' = \sigma \Phi N_A \left[\frac{1 - e^{-\lambda_c t}}{\lambda_c} + \frac{e^{-\lambda_c t} - e^{-\lambda_B t}}{\lambda_c \lambda_B} \right] e^{-\lambda_B t_1}$$

καί βάσει της ραδιενέργειας διασπάσεως του B κατά τό σχήμα



όμοιως θά έχωμεν:

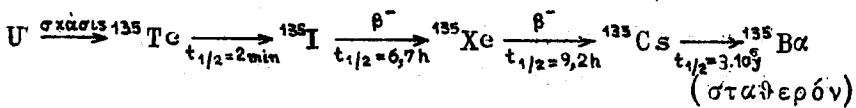
$$N_c'' = \frac{\lambda_B}{\lambda_c - \lambda_B} N_{B(t)} (e^{-\lambda_B t_1} - e^{-\lambda_c t_1})$$

Ένθα $N_{B(t)} = \delta$ & ριθμός τῶν πυρήνων τοῦ γουκλιδίου Β κατά τέν χρόνον τῆς διαικοπῆς τοῦ βομβαρδισμοῦ.

$$\begin{aligned} \text{Άρα } N_c &= N_c' + N_c'' \\ &= \sigma \Phi N_A \left[\frac{1 - e^{-\lambda_c t}}{\lambda_c} + \frac{e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_c t}}{\lambda_c - \lambda_B} \right] e^{-\lambda_B t_1} + \\ &\quad + \frac{\sigma \Phi N_A}{\lambda_c - \lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t}) (e^{-\lambda_B t_1} - e^{-\lambda_c t_1}) \end{aligned} \quad (5.173)$$

5.13. 'Υπολογισμός συγκεντρώσεως' Ιωδίου καί Ξένου.

'Ιδιαίτέρως πρακτικοῦ ένδιαφέροντος εἶναι ή περίπτωσις τῆς παρουσίας τοῦ Ξένου έντός τοῦ άντιδραστήρος. Τὸ Ξένον (^{135}Xe) δημιουργεῖται κατά τὴν σχάσιν τοῦ U ἀπ' εύθειας μέν, εἰς λίαν μικράν ἀπόδοσιν ὥστε νά δύναται νά παραληφθῇ, εἰς μεγαλυτέρων δέ ἀπόδοσιν, ἐκ τῆς ραδιενέργοις διασπάσεως τοῦ ^{135}I κατά τό σχῆμα



Δεδομένου ότι τό $t_{1/2}$ τοῦ ^{135}Tc εἶναι μόνον 2 min ένω τοῦ ^{135}I (δπερ εἶναι τό μητρικόν τοῦ ^{135}Xe), εἶναι 6,7h, δυνάμεθα διά λόγους ἀπλότητος νά θεωρήσωμεν ότι τό ^{135}I σχηματίζεται ἀπ' εύθειας διά σχάσεως τοῦ U. 'Η ἀπόδοσις τῆς σχάσεως εἶναι 5,6%. 'Επίσης δυνάμεθα νά θεωρήσωμεν ότι τό ^{135}Cs εἶναι σταθερόν λόγω τοῦ μεγάλου χρόνου υποδιπλασιασμοῦ.

'Η ύπόθεσις αὕτη δέν έπηρεάζει τόν ύπολογισμόν. Κατά τήν λειτουργίαν τοῦ άντιδραστήρος, τό σχηματίζόμενον ^{135}Xe

χαρακτηρίζεται ως "δηλητήριον" λόγω της μεγίστης ένεργου διατομής απορροφήσεως θερμικῶν νετρούνιων (σκα = $2,7 \cdot 10^6$ b). Η συγκέντρωσις του ^{135}Xe έλαττοστα: α) διάτης ραδιενεργού διασπάσεως αύτού, καί β) διά της απορροφήσεως θερμικῶν νετρονίων, διε σχηματίζεται ^{136}Xe , τού δποίου ή ένεργός διατομή απορροφήσεως θερμικῶν νετρονίων εἶναι: ἀμελητέα.

Κατά τήν λειτουργίαν ταύθι άντιδραστήρος αποκαθίσταται ίσορροπία συγκέντρωσεως του ^{135}Xe .

Έάν μετά ταῦτα διακοπή ή λειτουργία του άντιδραστήρος, ή συγκέντρωσις του ^{135}Xe θά διέλθῃ δι'ένδος μεγίστου. "Οταν λοιπόν θελήσωμεν νά θέσωμεν ἐκ νέου εἰς λειτουργίαν τόν άντιδραστήρα, δέν δύναται νά λάβῃ χώραν ἀλυσιτή άντιδρασις καθ'δον, λόγω της μεγάλης συγκεντρώσεως του ^{135}Xe , τά νετρόνια, μετανα εἴναι ο παραίτηται διά τήν άντιδρασιν της σχάσεως, συλλιγμβάνονται υπό του ^{135}Xe . Μόνον μετά παρέλευσίν δύο περίπου ήμερων είναι δυνατή ή έπανυψειτουργία του άντιδραστήρος, διε τη συγκέντρωσις του ^{135}Xe έχει έλαττωθή σημαντικῶς λόγω της ραδιενεργού διασπάσεως.

"Εστω λοιπόν N_A καί N_B διάριθμός τῶν άτομων κατά μονάδα δγκου, ^{135}I , καί ^{135}Xe , καί έστω γ ή άπόδοσις της σχάσεως διά τήν ἀλυσον του μαζικού άριθμού 135.

"Εστω $\Sigma_f =$ ή μακροσκοπική ένεργος διατομή της σχάσεως του U, καί $\Phi =$ ή ροή τῶν θερμικῶν νετρονίων. "Εστω δέ λ_A καί λ_B αἱ σταθεραί διασπάσεως τῶν νουκλιδίων ^{135}I καί ^{135}Xe .

Βάσει τῶν προηγουμένων σχέσεων, έχομεν

$$\frac{dN_A}{dt} = \gamma \Sigma_f \Phi - \lambda_A N_A \quad (5.174)$$

διά τήν αύξησιν τού ^{135}I

$$\text{καί } \frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B - \sigma_B \Phi N_B \quad (5.175)$$

διά τήν αύξησιν τού ^{135}Xe . σ_B = ή ένεργος διατομή απορροφήσεως θερμικῶν νετρονίων τού ^{135}Xe . Υποθέτομεν έπισης ότι ή ένεργος διατομή απορροφήσεως θερμικῶν νετρονίων τού ^{135}I είναι άμελητέα. Παρατηρούμεν έπισης ότι ή μέση διάρκεια ζωής τού ^{135}Xe είναι $\frac{1}{\lambda_B + \sigma_B \Phi}$ ήτοι είναι μια προτέρα της $\frac{1}{\lambda_B}$ λόγω διασπάσεως.

Η σχέσης (5.175) γράφεται:

$$\frac{dN_B}{dt} + (\lambda_B + \sigma_B \Phi) N_B = \lambda_A N_A \quad (5.176)$$

διά χρόνον $t=0$, $N_A=N_B=0$.

Η έξισωσης (5.174), διότι διλογικών σεως, δίδει κατά τα προηγούμενα,

$$N_A = \frac{\gamma \Sigma_f \Phi}{\lambda_A} (1 - e^{-\lambda_A t}) \quad (5.177)$$

Η έξισωσης (5.176), δύοις διότι διλογικών σεως, δίδει

$$N_B = \frac{\gamma \Sigma_f \Phi}{\sigma_B \Phi + \lambda_B} [1 - e^{-(\sigma_B \Phi + \lambda_B)t}] + \\ + \frac{\gamma \Sigma_f \Phi}{\sigma_B \Phi + \lambda_B - \lambda_A} [e^{-(\sigma_B \Phi + \lambda_B)t} e^{-\lambda_A t}] \quad (5.178)$$

Είς τήν κατάστασιν ισορροπίας θά ξεχωρεύειν:

Έκ της σχέσεως (5.177)

$$N_A^{\text{eq}} = \frac{\gamma \Sigma_f \Phi}{\lambda_A} \quad (5.179)$$

Έκ της σχέσεως (5.178)

$$N_B^{\text{eq}} = \frac{\gamma \Sigma_f \Phi}{\sigma_B \Phi + \lambda_B} \quad (5.180)$$

Έάν η νετρονική ροή είναι πολύ μεγάλη καί $\sigma_B \Phi \gg \lambda_B$ τότε,

$$N_B^{\text{eq}} \xrightarrow{\gamma \Sigma_f} \frac{\gamma \Sigma_f}{\sigma_B} \quad (5.181).$$

Άσ. Τώρα, ήδη, τί θά συμβῇ, έάν, μετά τήν αποκατάστασιν τῆς ισορροπίας, διακόψωμεν τήν λειτουργίαν του αντιδραστήρος. Η περίπτωσις ἀντιστοιχεῖ εἰς τήν μεταβατικήν ισορροπίαν.

Τό ^{135}I διεσπάται κατά τήν έξίσωσιν

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A \quad (5.182).$$

Η δλική ταχύτης σχηματισμού του ^{135}Xe , βάσει τῶν ήδη γνωστῶν, θά είναι:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \quad (5.183).$$

Αἱ ἀρχικαὶ συνθῆκαι, διὰ $t=0$, είναι: $N_A=N_A^{\text{eq}}$ καὶ $N_B=N_B^{\text{eq}}$. Αρα

$$N_A = N_A^{\text{eq}} e^{-\lambda_A t} \quad (5.184)$$

$$\text{καὶ } N_B = N_B^{\text{eq}} \left[e^{-\lambda_B t} + \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \right] \quad (5.185).$$

Ἐκ ταύτης ἔχομεν

$$\frac{dN_B}{dt} = N_B^{\text{eq}} \left[-\lambda_B e^{-\lambda_B t} + \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (-\lambda_A e^{-\lambda_A t} + \lambda_B e^{-\lambda_B t}) \right] = \quad (5.186)$$

$$= N_B^{\text{eq}} \left[-\lambda_B e^{-\lambda_B t} - \frac{\lambda_A \sigma_B \Phi}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_A t} - \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_B t} + \right.$$

$$\left. + \frac{\lambda_B \sigma_B \Phi}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_B^2}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_B t} \right]$$

$$= \frac{N_B^{\text{eq}}}{\lambda_B - \lambda_A} [\lambda_B e^{-\lambda_B t} (\lambda_A + \sigma_B \Phi) - \lambda_A e^{-\lambda_A t} (\lambda_B + \sigma_B \Phi)] \quad (5.187).$$

'Επομένως

$$\left(\frac{dN_B}{dt} \right)_{t=0} = \sigma_B \Phi N_B^{eq} \quad (5.188).$$

Δηλαδή δύναται να λειτουργίας τού αντιδραστήρος, μετά τήν διακοπήν τής λειτουργίας τού αντιδραστήρος, αύξανει μετά τού χρόνου, λόγω τής ραδιενεργού διασπάσεως τού ^{135}I . Μετά τήν διακοπήν τής λειτουργίας τού αντιδραστήρος, τό ^{135}Xe διασπάται λόγω τής ραδιενεργού διασπάσεως τούτου καί δύναται λόγω συλλήφεως νετρονίων. Τελικώς δύναται μετατραπή είς ^{135}Cs . Συνεπώς μετά τήν διακοπήν τής λειτουργίας τού αντιδραστήρος, δύναται να πάρει την μέγιστην συγκεντρώσεως τού ^{135}Xe είς χρόνον t'_{max} 'Ο χρόνος οὗτος εύρισκεται δέοντες $\frac{dN_B}{dt}=0$, έξισωσις (4.52), δηλαδή, έκανε τής σχέσεως, (5.186) προκύπτει:

$$\lambda_B e^{-\lambda_B t'} (\lambda_A + \sigma_B \Phi) = \lambda_A e^{-\lambda_A t'} (\lambda_B + \sigma_B \Phi) \quad (5.189)$$

$$\frac{(\lambda_A + \sigma_B \Phi)}{(\lambda_B + \sigma_B \Phi)} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_A} = e^{(\lambda_B - \lambda_A)t'_{max}} \quad (5.190).$$

Θέτοντες $\lambda_A = 2,87 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, $\lambda_B = 2,09 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, $\sigma_B = 2,7 \cdot 10^6 \text{ b}$ καί $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ εύρισκομεν $t'_{max} = 11,3 \text{ h}$.

'Η μεγίστη αύτη συγκέντρωσις τού ^{135}Xe , μετά πάροδου 11,3 ώρων από τής διακοπής τής λειτουργίας τού αντιδραστήρος είναι αρκετά μεγαλυτέρα τής συγκεντρώσεως ισορροπίας τού ^{135}Xe .

'Εάν δρισθῇ ως δηλητηρίασις, G, τού αντιδραστήρος, δύναται τού αριθμού τῶν απορροφουμένων υπό τού ^{135}Xe νετρονίων πρός τόν αριθμόν τῶν απορροφουμένων νετρονίων υπό τού σχασίμου ύλικού, τότε δύναται να πάρει την μέγιστην συγκέντρωσην τού ^{135}Xe είς χρόνον t'_{max}

$$G = \frac{\Sigma_B}{\Sigma_U} = \frac{N_B \sigma_B}{\Sigma_U} \quad (5.191)$$

Ενθα Σ_B, Σ_U = ή μακροσκοπική ένεργος διατομή απορροφήσεως του Xe και U .

Όταν, κατά τήν λειτουργίαν του άντιδραστήρος, αποκατασταθή ή ίσορροπία συγκεντρώσεως του ^{135}Xe , ή άντιστοιχος τημή τής δηλητηριάσεως του άντιδραστήρος θά είναι, βάσει τής σχέσεως (5.180).

$$G_{eq} = \frac{N_B^{eq} \sigma_B}{\Sigma_U} = \frac{\gamma \cdot \Sigma_f \cdot \Phi \cdot \sigma_B}{\Sigma_U (\sigma_B \Phi + \lambda_B)} \quad (5.192)$$

Θέτοντες $\sigma_B = 2,7 \cdot 10^6 b = 2,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\lambda_B = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$,

$\gamma = 0,056$ και $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_U} = 0,83$, εύρισκομεν, διά $\Phi = 10^{12} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$,

$$G_{eq} \approx 0,005$$

ήτοι μόνον 0,5% τῶν νετρονίων θά απορροφηθοῦν υπό το ^{135}Xe , εύρισκομένου έν ίσορροπία. Διά $\Phi = 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$, εύρισκομεν

$$G_{eq} \approx 0,025$$

ήτοι 2,5% τῶν νετρονίων θά απορροφηθοῦν υπό το ^{135}Xe , ένω, διά $\Phi = 10^{15} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$, εύρισκομεν

$$G_{eq} \approx 0,045$$

ήτοι περίπου 5%.

Αἱ έξισώσεις (5.192) καὶ (5.185) δίδουν τήν μεταβολήν τής δηλητηριάσεως του άντιδραστήρος συναρτήσει του χρόνου, μετά τήν διακοπήν τής λειτουργίας του άντιδραστήρος. Ήτοι

$$\frac{G}{G_{eq}} = \frac{N_B}{N_B^{eq}} = \left[e^{-\lambda_B t} + \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \right] \quad (5.193)$$

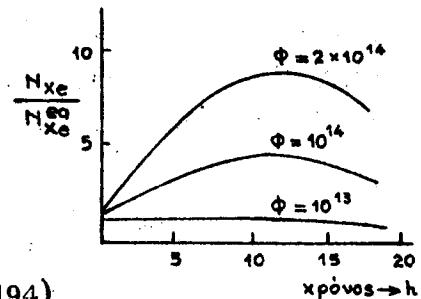
Δεδομένου ότι είς τήν σχέσιν ταύτην ύπεισέρχεται; ή νετρονική ροή, πρό της διακοπής της λειτουργίας του άντιδραστήρος, έπειτα: ότι είς διάγραμμα της $\frac{G}{G_{eq}} = f(t)$ θα έχωμεν διάφορον καμπύλην διά διάφορον νετρονικήν ροήν.

Φ. Ουτών τό σχήμα (5.16) δίδει τήν ώστην σχέσιν (5.193).

Θέτοντες είς τήν σχέσιν (5.193), $t=t_{max}$ λαμβάνεται νομεν

$$\frac{G_{max}}{G_{eq}} = \frac{N_B^{max}}{N_B^{eq}} = e^{-\lambda_B t_{max}} + \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t_{max}} - e^{-\lambda_B t_{max}}) \quad (5.194)$$

Λόγη, ἐν συνδυασμῷ μέ τήν έξισωσιν (5.190) δίδει:



Σχ. 5.16. Σχέσις $\frac{N_xe}{N_xe_{eq}}$ συναρτήσει του χρόνου, μετά την διακοπήν της λειτουργίας του άντιδρου.

$$\begin{aligned} \frac{G_{max}}{G_{eq}} &= \frac{N_B^{max}}{N_B^{eq}} = e^{-\lambda_B t_{max}} + \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \left(e^{-\lambda_A t_{max}} - e^{-\lambda_B t_{max}} \right) \cdot \frac{e^{-\lambda_B t_{max}}}{e^{-\lambda_B t_{max}}} \\ &= e^{-\lambda_B t_{max}} \left[1 + \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \frac{(\sigma_B \Phi + \lambda_A)}{(\sigma_B \Phi + \lambda_B)} \cdot \frac{\lambda_B}{\lambda_A} - \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \right] \\ &= e^{-\lambda_B t_{max}} \left[1 + \frac{(\sigma_B \Phi + \lambda_A) \cdot \lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A) \cdot \lambda_A} - \frac{\sigma_B \Phi + \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \right] \\ &= e^{-\lambda_B t_{max}} \left(1 + \frac{\sigma_B \Phi}{\lambda_A} \right) \end{aligned} \quad (5.195)$$

Άντικαθιστῶντες τάς άγτιστοίχους τιμάς $\lambda_A, t_{max}, \sigma_B$, εύρισκομεν, διά $\Phi = 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$.

$$\frac{G_{max}}{G_{eq}} = \frac{N_B^{max}}{N_B^{eq}} = 4,4 \quad (5.196)$$

Διά $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$, δ λόγος οὗτος είναι 8,4.

‘Ως προκύπτει έκ του σχήματος (5.16), ό δυντιδραστήρ πρέπει νά τεθῇ έκ νέου έν λειτουργίᾳ είτε πρίν φθάσωμεν εἰς τήν μεγίστην συγκέντρωσιν του $\text{^{135}Xe}$ είτε μετά πάρα-
μονήν, όπως δτού ή συγκέντρωσις του $\text{^{133}Xe}$, έλαττωθή σημαν-
τικώς διά τῆς ραδιενεργού διασπάσεως. Τό θέμα τούτο σχε-
τίζεται μέ τήν περίσσειαν τῆς δραστικότητος του δυντι-
δραστήρος δι’ ής δυντισταθμίζονται αι απώλειαι νετρονίων.

5.14. Βομβαρδισμός ραδιενεργού στόχου.

Είς τό κεφάλαιον (5.12) έξητάσθη ή περίπτωσις καθ’
ήν τό θυγατρικόν ραδιενεργόν νουκλίδιον προήρχετο διά
βομβαρδισμού μή ραδιενεργού στόχου. Είς τό κεφάλαιον
τούτο έξετάζεται ή περίπτωσις καθ’ ήν τό μητρικόν, ὅπερ
ψήσταται τήν πυρηνικήν δυντιδρασιν, είναι επίσης ραδι-
ενεργόν. Μίναι σαφές δτι, ἐν τῇ περίπτωσι ταύτη, ή τα-
χύτης μετασχηματισμού του μητρικού δέν καθορίζεται
μόνον ἀπό τόν νόμον τῆς ραδιενεργού διασπάσεως ἀλλά καὶ
έκ τῆς πυρηνικῆς δυντιδράσεως. Συνήθως, ἐν τῇ πράξει, ή
ταχύτης μετασχηματισμού λόγῳ πυρηνικῆς δυντιδράσεως εί-
ναι μικρά ἐν σχέσει πρός τήν ραδιενεργόν διάσπασιν.
Προκειμένου δμως περί μακροβίων νουκλίδιων, ἐν συνδυ-
ασμῷ μέ μεγάλην ροήν σωματίων, ή ὡς ἄνω περίπτωσις ἀ-
οπταί ἐνδιαφέρον.

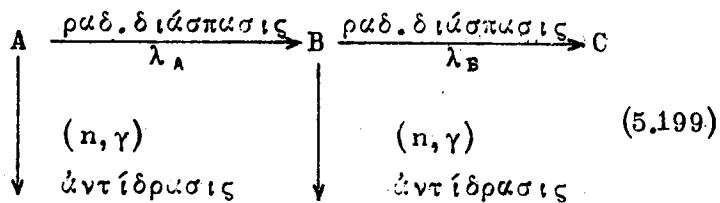
Θεωρήσωμεν Ν ἀτομα ραδιενεργού νουκλίδιου, μέ στα-
θεράν διασπάσεως λ, ψηστάμενα βομβαρδισμόν διά νετρο-
νίων, ροής Φ (n/cm^2sec). Ή ταχύτης τού πυρηνικού με-
τασχηματισμού, λόγῳ του βομβαρδισμού διά νετρονίων, εί-
ναι, κατά τά γνωστά, σΦΝ, ή δέ ταχύτης τῆς ραδιενεργού
διασπάσεως είναι λΝ. ‘Επομένως η δλική ταχύτης μετα-
τροπῆς του νουκλίδιου τούτου είναι:

$$-\frac{dN}{dt} = (\lambda + \sigma\Phi) N = \Lambda N \quad (5.197)$$

ενθα $\lambda + \sigma\Phi = \Lambda$, θεωρουμένη ως τροποποιημένη σταθερά διασπάσεως. 'Η σχέσις αυτή, δι' δλοκληρώσεως, δίδει, κατ' αναλογίαν πρός τήν (4.5),

$$N = N_0 e^{-\Lambda t} \quad (5.198).$$

Τό δημιουργούμενον θυγατρικόν είναι ραδιενεργόν καί διασπάται: α) διά τῆς ραδιενεργοῦ διασπάσεως τούτου, καί β) διά τῆς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως, κατά τό σχῆμα



Δηλαδή διασπάται τό δημιουργός στόχος (μητρικόν νουκλίδιον A) ελαττούται καί διά τῆς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως καί διά τῆς ραδιενεργοῦ διασπάσεως αὐτοῦ, τό δέ θυγατρικόν B, δημιουργεῖται μόνον ἐκ τῆς ραδιενεργοῦ διασπάσεως τοῦ μητρικοῦ, ἐνῷ διασπάται κατά τούς δύο ἀναφερθέντας ἀνωτέρω τρόπους.

Συνεπῶς ἔχομεν

$$-\frac{dN_A}{dt} = (\lambda_A + \sigma_A \Phi) N_A = \Lambda_A N_A \quad (5.200)$$

$$\begin{aligned} \text{καί } \frac{dN_B}{dt} &= \lambda_A N_A - \sigma_B \Phi N_B - \lambda_B N_B \\ &= \lambda_A N_A - (\sigma_B \Phi + \lambda_B) N_B \\ &= \lambda_A N_A - \Lambda_B N_B \end{aligned} \quad (5.201)$$

Αλλά, βάσει της σχέσεως (5.198), ή (5.201) γράφεται:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A^0 e^{-\Lambda_A t} - \Lambda_B N_B \quad (5.202)$$

ήτοι, ύπό τήν προϋπόθεσιν ότι διά $t=0$ $N_B=0$, δίδει κατά τα γνωστά,

$$N_B = \frac{\lambda_A}{\Lambda_B - \Lambda_A} N_A^0 (e^{-\Lambda_A t} - e^{-\Lambda_B t}) \quad (5.203)$$

η σχέσις (5.201) δύναται να γραφή ύπο τήν γενικήν μορφήν

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \lambda_i N_i - \Lambda_{i+1} N_{i+1} \quad (5.204)$$

Είς τάς περιπτώσεις καθ' ας η πυρηνική άντιδρασις ώς και ή ραδιενεργός διάσπασις του μητρικού δόηγετ είς τό θυγατρικόν, τό δποτον, πάλιν, μετασχηματίζεται διά του αύτου τρόπου, τότε η προηγουμένη σχέσις (5.204) δύναται να γραφή

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \Lambda_i N_i - \Lambda_{i+1} N_{i+1} \quad (5.205)$$

Εάν, είτε η πυρηνική άντιδρασις είτε η ραδιενεργός διάσπασις του μητρικού δέν δόηγη είς τό θυγατρικόν, τότε άντι του Λ_i τίθεται τό Λ_i^* , δτε η προηγουμένη σχέσις γράφεται:

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \Lambda_i^* N_i - \Lambda_{i+1} N_{i+1} \quad (5.206)$$

Η διαφορά μεταξύ της Λ κατ' Λ^* συνίσταται είς τό έξης: Είς τό Λ^* περιλαμβάνονται μόνον έκειναι αι άντιδρασεις του A αι δποται δόηγονταν από τό A είς τό θυγατρικόν νουκλίδιον B , ένω είς Λ περιλαμβάνονται δλαι αι άντιδρασεις του A αι δποται δόηγονταν είς έλαττωσιν του μητρικού A .

Συγκρίνοντες τήν έξισώσιν (5.206) μετά τής έξισώσεως (4.64), παρατηρούμεν ότι είναι τής αύτης μορφής. Έπομένως ή γενική λύσις μιας τοιαύτης έξισώσεως, ύπό τήν προϋπόθεσιν ότι διά $t=0$, $N_1=N_1^0$, $N_2^0=N_3^0=N_n^0=0$, θά, είναι, κατ' ἀναλογίαν πρός τήν (4.65),

$$N_n = C_1 e^{-\Lambda_1 t} + C_2 e^{-\Lambda_2 t} + \dots + C_n e^{-\Lambda_n t} \quad (5.207)$$

Ένθα

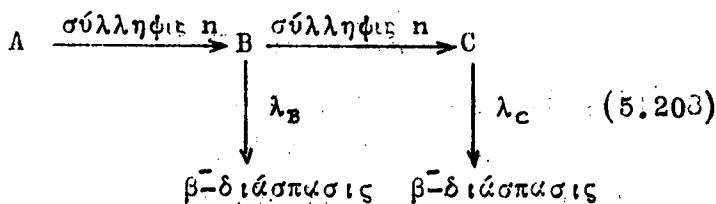
$$C_1 = \frac{\Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^*}{(\Lambda_2 - \Lambda_1)(\Lambda_3 - \Lambda_1) \dots (\Lambda_n - \Lambda_1)} N_1^0$$

$$C_2 = \frac{\Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^*}{(\Lambda_1 - \Lambda_2)(\Lambda_3 - \Lambda_2) \dots (\Lambda_n - \Lambda_2)} N_2^0$$

• • • • • • • • • • • • • • •

$$C_n = \frac{\Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^*}{(\Lambda_1 - \Lambda_n)(\Lambda_2 - \Lambda_n) \dots (\Lambda_{n-1} - \Lambda_n)} N_n^0$$

"Εστω ή άντιδρασις



Είς τήν άντιδρασιν ταύτην τό B δημιουργεῖται έρ τής πυρηνικής άντιδρασεως τοῦ A, άλλα μεταβύλλεται διά τής πυρηνικής άντιδρασεως και τῆς ραδιενεργοῦ διασπάσεως. Έπομένως

$$\frac{dN_B}{dt} = \Lambda_A^* N_A - \Lambda_B N_B \quad (5.208)$$

Ένθα, ώς άνεφέρθη προηγουμένως, τό Λ_A^* άναφέρεται είς τήν πυρηνικήν άντιδρασιν (σύλληψης n) ήτις οδηγεῖ είς τόν σχηματισμόν τοῦ νουκλιδίου B, ένω τό Λ_B άναφέρεται

είς δλας τάς άντιδράσεις αίτινες δδηγούν είς έλάττωσιν τού Β, ήτοι:

$$\Lambda_A^* = \sigma_A \Phi \quad (5.210)$$

$$\Lambda_B = \sigma_B \Phi + \lambda_B \quad (5.211).$$

Επόμενως, βάσει τής σχέσεως (5.207) έχομεν

$$N_B = C_A e^{-\Lambda_A t} + C_B e^{-\Lambda_B t} \quad (5.212)$$

ενθα

$$C_A = \frac{\Lambda_A^*}{\Lambda_B - \Lambda_A} N_A^0$$

και

$$C_B = \frac{\Lambda_A^*}{\Lambda_A - \Lambda_B} N_A^0$$

ήτοι:

$$N_B = \Lambda_A^* N_A^0 \left(\frac{e^{-\Lambda_A t}}{\Lambda_B - \Lambda_A} + \frac{e^{-\Lambda_B t}}{\Lambda_A - \Lambda_B} \right) \quad (5.213).$$

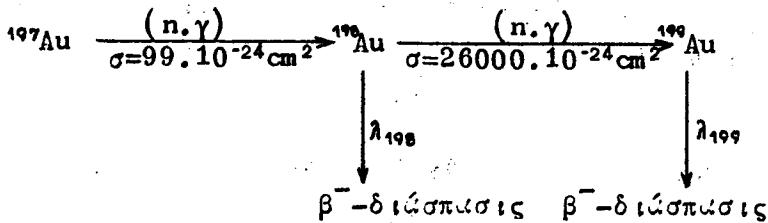
Επομένως η ραδιενέργεια τού Β είναι:

$$\lambda_B N_B = \lambda_B \Lambda_A^* N_A^0 \left(\frac{e^{-\Lambda_A t}}{\Lambda_B - \Lambda_A} + \frac{e^{-\Lambda_B t}}{\Lambda_A - \Lambda_B} \right) \quad (5.214).$$

Κατ' αναλογίαν πρός τά άνωτέρω, διά τό νουκλίδιον Σ
δέ έχωμεν:

$$N_C = \Lambda_A^* \Lambda_B^* N_A^0 \left[\frac{e^{-\Lambda_A t}}{(\Lambda_B - \Lambda_A)(\Lambda_C - \Lambda_A)} + \frac{e^{-\Lambda_B t}}{(\Lambda_A - \Lambda_B)(\Lambda_C - \Lambda_B)} + \frac{e^{-\Lambda_C t}}{(\Lambda_A - \Lambda_C)(\Lambda_B - \Lambda_C)} \right] \quad (5.215).$$

Ως παράδειγμα θεωρήσωμεν τόν σχηματισμόν τού ^{199}Au κατά δύο διαδοχικάς (n, γ) άντιδράσεις δταγ. 1 gr ^{197}Au βομβαρδισθή έπι 30 ώρας είς άντιδρυστήρικ νετρονικής ροής 10^{14} n/cm² sec. Τό σχήμα τής άντιδράσεως είναι:



Δηλαδή τό νουκλίδιον ^{199}Au σχηματίζεται διά διαδοχικῶν
άντιδράσεων ἐκ τοῦ ^{197}Au , ἀλλά τέσσον τό νουκλίδιον ^{198}Au
ὅσον καὶ τό ^{199}Au ύφίστανται ταυτοχρόνως ραδιενεργόν
β-διάσπασιν.

Βάσει τῆς ἑξισώσεως (5.213) ἔχομεν

$$N_{198} = \Lambda_{197}^* N_{197}^0 \left(\frac{e^{-\Lambda_{197} t}}{\Lambda_{198} - \Lambda_{197}} + \frac{e^{-\Lambda_{198} t}}{\Lambda_{197} - \Lambda_{198}} \right) \quad (5.216).$$

$$\text{Άλλα } \Lambda_{197}^* = \Lambda_{197}^* = \sigma_{197} \Phi = 99 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{14} = 99 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$$

$$N_{197}^0 = \frac{g_e N_L}{A \cdot B} = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{197} = 3,05 \cdot 10^{21}$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{198} &= \lambda_{198} + \sigma_{198} \Phi = 3 \cdot 10^{-6} + 26000 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{14} \\ &= 3 \cdot 10^{-6} + 2,6 \cdot 10^{-6} \\ &= 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

$$\Lambda_{198}^* = \sigma_{198} \Phi = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

Ἐπομένως ή προηγουμένη σχέσις γράφεται

$$\begin{aligned} N_{198} &= 99 \cdot 10^{-10} 3,05 \cdot 10^{21} \left(\frac{e^{-99 \cdot 10^{-10} \cdot 30 \cdot 60 \cdot 60}}{5,6 \cdot 10^{-6} - 9,9 \cdot 10^{-9}} - \frac{e^{-5,6 \cdot 10^{-6} \cdot 30 \cdot 60 \cdot 60}}{5,6 \cdot 10^{-6} - 9,9 \cdot 10^{-9}} \right) \\ &= 3,02 \cdot 10^{13} \left(\frac{e^{-0,00107}}{5,6 \cdot 10^{-6}} - \frac{e^{-0,605}}{5,6 \cdot 10^{-6}} \right) = \\ &= 3,02 \cdot 10^{13} \left(\frac{0,999 - 0,546}{5,6 \cdot 10^{-6}} \right) \\ &= 2,44 \cdot 10^{48} \end{aligned} \quad (5.217)$$

Η ταχύτης τής ραδιενέργος διασπάσεως του νουκλιδίου ^{198}Au είναι:

$$\lambda_{198} N_{198} = 3 \cdot 10^{-6} \cdot 2,44 \cdot 10^{18} = 7,32 \cdot 10^{12} \text{ dps}$$

Όμοιώς δ άριθμός των πυρήνων του ^{199}Au , βάσει της έξισώσεως (5.215) θα είναι:

$$\begin{aligned} N_{199} &= \Lambda_{197}^* \Lambda_{195}^* N_{197}^0 \left[\frac{e^{-\Lambda_{197} t}}{(\Lambda_{198} - \Lambda_{197})(\Lambda_{199} - \Lambda_{197})} + \frac{e^{-\Lambda_{198} t}}{(\Lambda_{197} - \Lambda_{198})(\Lambda_{199} - \Lambda_{198})} \right. \\ &\quad \left. + \frac{e^{-\Lambda_{199} t}}{(\Lambda_{197} - \Lambda_{199})(\Lambda_{198} - \Lambda_{199})} \right] \quad (5.218) \\ &= 7,85 \cdot 10^7 \left[\frac{e^{-0,004107}}{5,6 \cdot 10^{-6} \cdot 2,55 \cdot 10^{-6}} + \frac{e^{-0,605}}{5,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3,05 \cdot 10^{-6}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{e^{-0,275}}{2,55 \cdot 10^{-6} \cdot 3,05 \cdot 10^{-6}} \right] \\ &= 7,85 \cdot 10^7 (6,99 \cdot 10^{10} + 3,2 \cdot 10^{10} - 9,77 \cdot 10^{10}) \\ &= 3,3 \cdot 10^{17} \end{aligned}$$

$$\text{Ένθα } \Lambda_{199} = \lambda_{199} = 2,55 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

Άρα η ταχύτης διασπάσεως του νουκλιδίου ^{199}Au είναι:

$$\lambda_{199} N_{199} = 3,3 \cdot 10^{17} \cdot 2,55 \cdot 10^{-6} = 8,4 \cdot 10^{11} \text{ dps}$$

Εκ τής συνολικής ραδιενέργειας $8,16 \cdot 10^{12} \text{ dps}$, έν ποσοστόν περίπου 10% προέρχεται έκ του νουκλιδίου ^{199}Au .