

ΑΚΤΙΝΕΣ-X

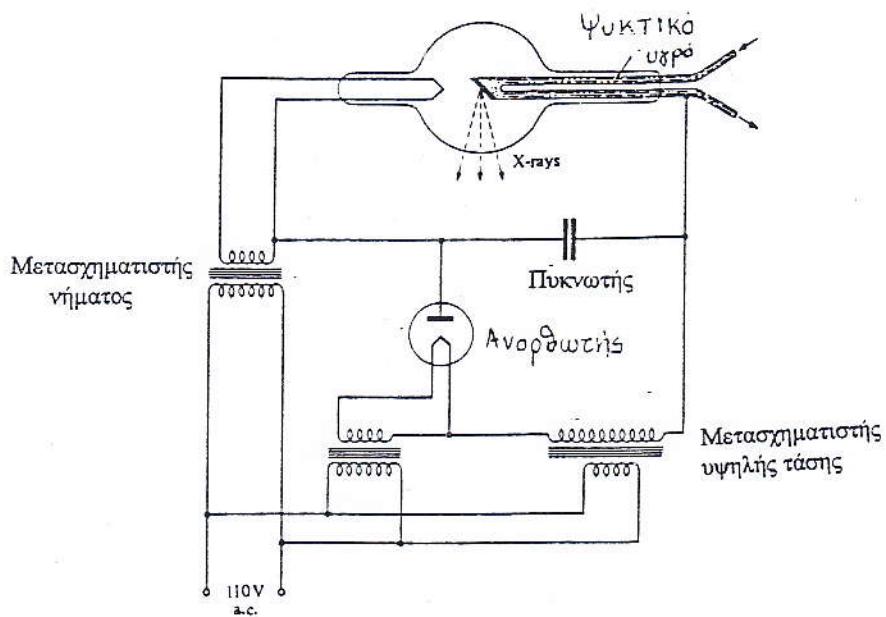
Το 1895 ο Roentgen ανακάλυψε κάτι για το οποίο: «όλα τα σώματα είναι διαπερατά, αν και σε διαφορετικό βαθμό. Θα σας δώσω μερικά παραδείγματα : Το χαρτί είναι ιδιαίτερα διαπερατό. Πίσω από ένα βιβλίο χλίων σελίδων είδα τη φθορίζουσα οθόνη να φωτοβολεί έντονα.... Χονδρά κομμάτια ξύλου είναι επίσης διαπερυτά, κομμάτια από ξύλο πεύκου πάχους δύο και τριών εκατοστών απορροφούν ελάχιστα. Ένα κομμάτι αλουμινίου πάχους περίπου 15 χλιοστών, αν και είχε δραστική επίδραση, δεν ήταν αρκετό ώστε να εξαφανιστεί παντελώς ο φθορισμός από την οθόνη.»

Προφανώς, επρόκειτο για μια από τις εντυπωσιακότερες ανακαλύψεις, αφού για πρώτη φορά παρεχόταν η δυνατότητα να «δούμε» πίσω από αδιαφανή υλικά. Η ανακάλυψή αυτή, όπως συχνά συμβαίνει, συνοδεύτηκε και από παρεξηγήσεις, όπως αυτές των «tabloid» εφημερίδων της εποχής οι οποίες ανησυχούσαν μήπως η χρήση των νέο-ανακαλυφθέντων ακτίνων επέτρεπε βαριά ντυμένους ανθρώπους να φαίνονται γυμνοί (!!!).

Άλλα η ανακάλυψη των ακτίνων αυτών δημιούργησε προβλήματα και στον επιστημονικό κόσμο. Ακράδαντη απόδειξη η ονομασία τους : ακτίνες-X. Ο ίδιος ο Roentgen απέτυχε να προσδιορίσει τη φύση των ακτίνων που ανακάλυψε. Χρειάστηκε να περάσουν αρκετά χρόνια (1912) ώσπου ο Max von Laue κατάφερε να αποδείξει ότι οι ακτίνες-X ήταν «φωφ», αλλά με πάρα πολύ μικρό μήκος κύματος.

Οι ακτίνες-X έχουν έκτοτε βρεί πλατιά χρήση, η δε παραγωγή τους εξακολουθεί να στηρίζεται κυρίως στη χρήση καθοδικών δεσμών οι οποίες βομβαρδίζουν κάποιο στέρεο στόχο. Πρόκειται συγκεκριμένα για ηλεκτρόνια τα οποία παράγονται μέσω θερμιονικής εκπομπής από ένα θερμαινόμενο νήμα στην κάθοδο, επιταχύνονται στη συνέχεια λόγω της διαφοράς δυναμικού μεταξύ ανόδου-καθόδου και καθώς προσκρούουν στην άνοδο συντελούν παράγουν ακτίνες-X. Η όλη διαδικασία λαμβάνει χώρα σε αερόκενο σωλήνα και η σχηματική απεικόνιση της διάταξης δίνεται στο Σχήμα 1.

Η ερμηνεία της γέννησης των ακτίνων- X απαιτεί σε πρώτο στάδιο την κατανόηση του τι συμβαίνει όταν ένα ηλεκτρόνιο προσκρούει στο υλικό της ανόδου.



Σχήμα 1. Σχηματική αναπαράσταση διάταξης τυπικής λυχνίας ακτίνων- X

Πολλά από τα ηλεκτρόνια δεν προκαλούν τίποτα εντυπωσιακό καθώς προσκρούουν στην ανόδο. Τα περισσότερα από αυτά χάνουν τμηματικά μέσω κρούσεων με τα σωμάτια του υλικού την ενέργειά τους η οποία μεταφέρεται στα σωματίδια του υλικού της ανόδου με αποτέλεσμα την αύξηση της μέσης κινητικής ενέργειας των σωματιδίων του υλικού. Αυτό συνεπάγεται αύξηση της θερμοκρασίας της ανόδου και ένεκα τούτου κρίνεται αναγκαία η ύπαρξη του μηχανισμού ψύξης της ανόδου (Σχήμα 1). Έχει βρεθεί ότι το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας της δέσμης ηλεκτρονίων προκαλεί τελικά αύξηση της θερμοκρασίας της ανόδου της λυχνίας.

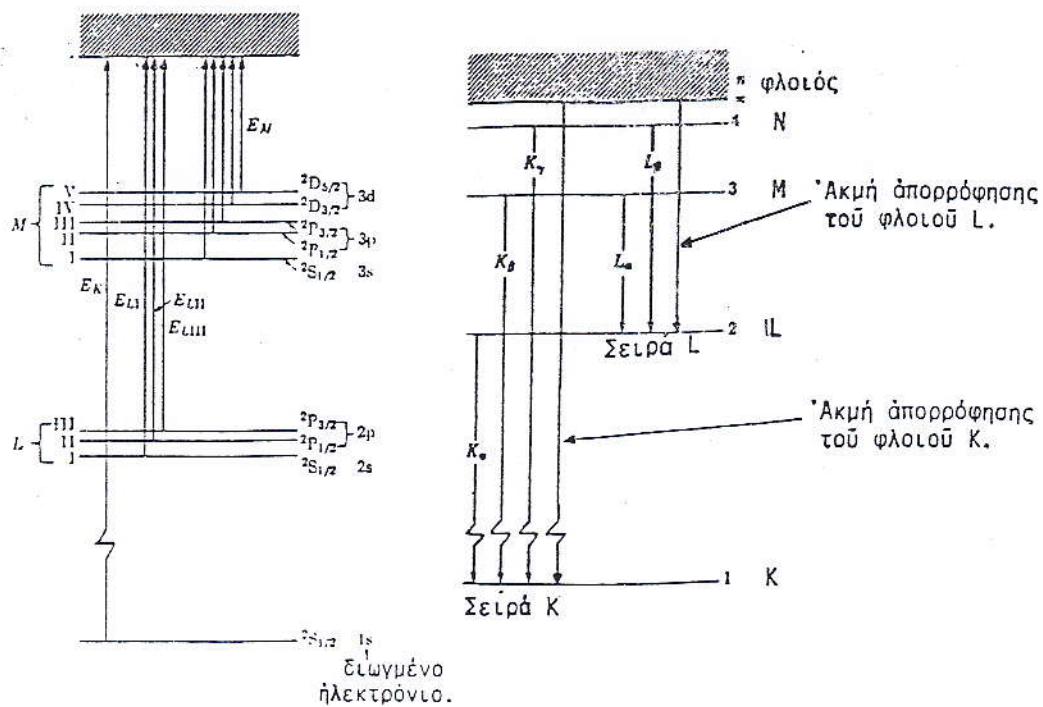
Μερικά από τα ηλεκτρόνια όμως χάνουν την περισσότερη ή και όλη την ενέργειά τους σε μία μόνη κρούση. Τα ηλεκτρόνια αυτά υπόκεινται συνεπώς σε γρήγορη επιβράδυνση με αποτέλεσμα την εκπομπή ακτινοβολίας, το μήκος κύματος της οποίας είναι στενά συνδεμένο με το ποσό της ενέργειας που χάνει το προσπίπτον ηλεκτρόνιο. Η διαδικασία κατά την οποία ένα ηλεκτρόνιο λόγω επιβράδυνσης χάνει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς του αποδίδοντάς την σαν ενέργεια ενός παλμού ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας χαρακτηρίζεται ως αντίστροφο φωτοηλεκτρικό

φαινόμενο, αφού κατ' αυτήν ένα ηλεκτρόνιο συντελεί στην παραγωγή ενός φωτονίου.

Επειδή τα προσκρούοντα στην άνοδο ηλεκτρόνια μπορούν να χάσουν όλη την ενέργεια τους με μια μόνο κρούση ή μετά από σειρά πολλών διαδοχικών κρούσεων, το φάσμα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας θα είναι συνεχές. Η μ' αυτόν τον τρόπο εκπεμπόμενη ακτινοβολία ονομάζεται ακτινοβολία πέδησης και συχνά αναφερόμαστε σ' αυτήν με τη γερμανική ονομασία *bremssstrahlung*. Επιπλέον όμως είναι δυνατό να λάβει χώρα και ιονισμός των ατόμων της ανόδου. Ο ιονισμός μπορεί να επιτευχθεί με την απορρόφηση της ενέργειας του προσπίπτοντος ηλεκτρονίου είτε από ηλεκτρόνια των εξωτερικών στιβάδων των ατόμων της ανόδου (οπότε απαιτούνται προσπίπτοντα ηλεκτρόνια με κινητική ενέργεια πολύ λιγότερη των 100 eV) είτε και από ηλεκτρόνια εσωτερικών φλοιών, ακόμα και του K φλοιού ($n=1$) (οπότε απαιτείται κινητική ενέργεια, για ορισμένα υλικά, μέχρι και 120 KeV).

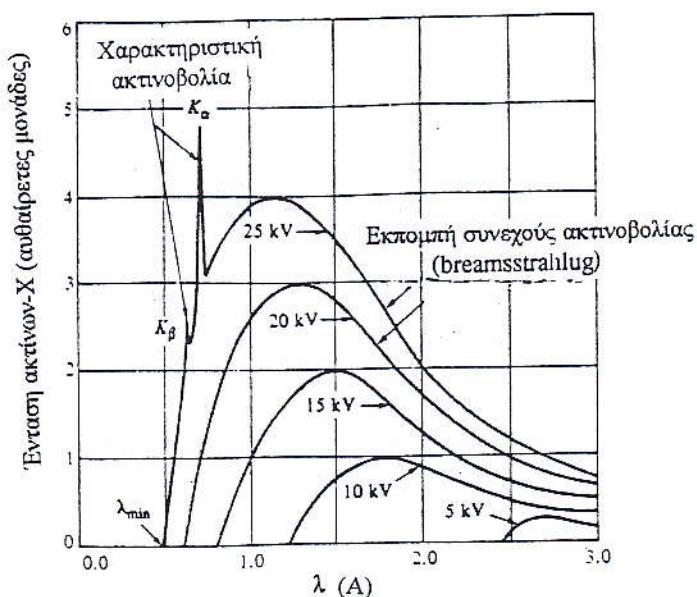
Στην περίπτωση του ιονισμού, ενός ηλεκτρονίου από τον K φλοιό μένει μια «οπή» στην ηλεκτρονιακή δομή του παραγόμενου ιόντος, η οποία καλύπτεται με μετάπτωση σ' αυτή κάποιου άλλου ηλεκτρόνιου από τις ανώτερες στιβάδες με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας ενέργειας $h\nu$ ίσης με την ενεργειακή διαφορά της αρχικής και τελικής στιβάδας (Σχήμα 2). Οι ενεργειακές διαφορές μεταξύ των διάφορων στιβάδων είναι απολύτως χαρακτηριστικές για κάθε άτομο. Η διαδικασία αυτή, συνεπάγεται ένα γραμμικό φάσμα εκπομπής, αφού προκύπτει από μεταπτώσεις μεταξύ διακριτών ατομικών ενεργειακών επιπέδων, αναμένεται δε σε μήκη κύματος χαρακτηριστικά για κάθε υλικό που χρησιμοποιείται σαν άνοδος.

Τα προαναφερθέντα εξηγούν γιατί το φάσμα της λυχνίας των ακτίνων-X είναι επαλληλία του συνεχούς φάσματος πέδησης (ανεξάρτητο από το υλικό που χρησιμοποιείται ως άνοδος) και ενός γραμμικού φάσματος το οποίο είναι χαρακτηριστικό του υλικού της ανόδου.



Σχήμα 2. (α) Ηλεκτρονιακές μεταπτώσεις κατά την απορρόφηση ακτίνων-X
 (β) Ηλεκτρονιακές μεταπτώσεις κατά την εκπομπή ακτίνων-X από άτομα

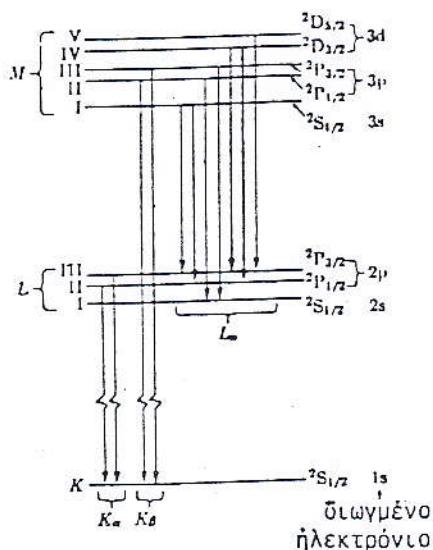
Στο Σχήμα 3 παρουσιάζεται το φάσμα εκπομπής μιας λυχνίας ακτίνων-X με άνοδο μολυβδενίου. Η αλλαγή στην διαφορά δυναμικού ανόδου-καθόδου έχει δραστική επίδραση στην παραγόμενη ακτινοβολία πέδησης (η αύξηση της διαφοράς δυναμικού συνεπάγεται μικρότερες τιμές για το λ_{min}), ενώ δεν αναμένεται καμία επίδραση στο μήκος κύματος των χαρακτηριστικών γραμμών (K_α και K_β).



Σχήμα 3. Φάσμα εκπομπής λυχνίας ακτίνων-X μολυβδενίου για διαφορετικές τάσεις λειτουργίας

Σε ότι αφορά το συμβολισμό των χαρακτηριστικών φασματικών κορυφών των ακτίνων-X (K_{α} , K_{β} , L_{α} , ...) αυτός καθίσταται κατανοητός από το Σχήμα 2. Το κεφαλαίο σύμβολο αναφέρεται στον φλοιό στον οποίο δημιουργείται η οπή, ενώ οι δείκτες σχετίζονται με τους φλοιούς από τους οποίους μεταπίπτει το ηλεκτρόνιο για τη συμπλήρωση της οπής. Οι δείκτες αυτοί (α , β , γ , ...) αναφέρονται με τη σειρά για κάθε φλοιό με υψηλότερη ενέργεια απ' αυτόν στον οποίο δημιουργείται η οπή.

Στην πραγματικότητα όμως το φάσμα των ακτίνων-X είναι πιο περίπλοκο, γιατί η εικόνα του Σχήματος 2 περιορίζεται στους φλοιούς, δηλαδή μόνο στον κύριο κβαντικό αριθμό, «αποκρύπτοντας» την ύπαρξη υποφλοιών (εξάρτηση της ενέργειας από 1 και s). Η εικόνα του Σχήματος 4 είναι πιο ρεαλιστική και μέσω αυτής είναι δυνατή η ερμηνεία της λεπτής υφής των ακτίνων-X.



Σχήμα 4. Λεπτή υφή ακτίνων-X

Εάν θεωρήσουμε ότι η οπή δημιουργείται στο φλοιό L ($n=2$), απαιτείται να διευκρινιστεί εάν η απομάκρυνση έγινε από τον 2s ή τον 2p υποφλοιό. Η απομάκρυνση από τον 2s συνεπάγεται μια διάταξη ... $2s2p^5$... η οποία αντιστοιχεί σε $^2S_{1/2}$ κατάσταση, ενώ η απομάκρυνση ενός ηλεκτρονίου από τον 2p υποφλοιό συνεπάγεται μια διάταξη $2s^22p^5$... που αντιστοιχεί σε καταστάσεις $^2P_{1/2}$ ή $^2P_{3/2}$. Έτσι η απομάκρυνση ενός ηλεκτρονίου από τον L φλοιό συνεπάγεται την ύπαρξη τριών διαφορετικών καταστάσεων. Παρομοίως η αφαίρεση ενός ηλεκτρονίου από τον M φλοιό οδηγεί σε 5 διαφορετικές καταστάσεις. Οι μεταπτώσεις που ακολουθούν μεταξύ αυτών των καταστάσεων γίνονται με βάση τους γνωστούς κανόνες επιλογής

και οδηγούν στην εμφάνιση λεπτής υφής στο χαρακτηριστικό μέρος του φάσματος ακτίνων-X. π.χ. οι Κα και Κβ είναι διπλές κορυφές, η Λα οκταπλή κ.ο.κ.

Περιγραφή πειραματικής διάταξης

Η εργαστηριακή εργασία γίνεται με τη συσκευή TEL-X-OMETER TEL580. Αυτή περιέχει λυχνία Cu με δυνατότητα λειτουργίας υπό τάση 20 KV και 30 KV. Η ψύξη της ανόδου γίνεται με ένα συνεχές ρεύμα αέρος που αποτρέπει την ανάπτυξη υψηλών θερμοκρασιών. Αυτό φυσικά είναι δυνατό λόγω της χαμηλής ισχύος της λυχνίας και είναι χαρακτηριστικό ότι για τη συγκεκριμένη διάταξη η τιμή του ανοδικού ρεύματος της λυχνίας πρέπει πάντα να είναι μικρότερη των 80 μΑ.

Η ανίχνευση των εκπεμπόμενων ακτίνων-X γίνεται με ανιχνευτή Geiger-Muller (G-M) ο οποίος τοποθετείται σε κινητό βραχίονα, που επιτρέπει με κατάλληλη διαδικασία και την καταγραφή του φάσματος των ακτίνων-X. Η τάση λειτουργίας του είναι 370-450 V και η ρύθμισή της γίνεται από τα όργανα που χρησιμοποιούνται για την καταγραφή του αριθμού των φωτονίων-X (που το καθένα παράγει ένα ηλεκτρονικό παλμό).

Η λυχνία Cu καθώς και ο ανιχνευτής G-M βρίσκονται μέσα σε χώρο που περιβάλλεται από υαλομόλυβδο, για να αποτρέπεται η διάδοση των ακτίνων-X στον περιβάλλοντα χώρο. Η συσκευή δε μπορεί να τεθεί σε λειτουργία, αν δεν έχει τοποθετηθεί το περιβλήμα υαλομόλυβδου επί της διάταξης και δεν κλείσει ένα κύκλωμα ασφαλείας (συνοδεύεται από χαρακτηριστικό τίχο). Όταν η συσκευή συνδεθεί με το ηλεκτρικό δίκτυο, ένας λαμπτήρας λευκού χρώματος τίθεται σε λειτουργία. Η παραγωγή ακτίνων-X επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός άλλου διακόπτη και καταδεικνύεται μέσω ενός ερυθρού λαμπτήρα, δίπλα στην λυχνία ακτίνων-X. Μετά τη σύνδεση με το ηλεκτρικό δίκτυο και ενόσω λειτουργεί ο λευκός λαμπτήρας συνίσταται αναμονή ενός λεπτού πριν ενεργοποιηθεί ο διακόπτης παραγωγής ακτίνων -X. Η προθέρμανση αυτή συντελεί στην απομάκρυνση υδρατμών κ.λ.π., οι οποίοι έχουν συμπυκνωθεί εντός του περιβλήματος της λυχνίας.

Η παραγωγή ακτίνων-X διαρκεί για ένα χρονικό διάστημα που προεπιλέγεται με χρονοδιακόπτη, ο οποίος βρίσκεται στο σώμα της διάταξης (ο μέγιστος δυνατός

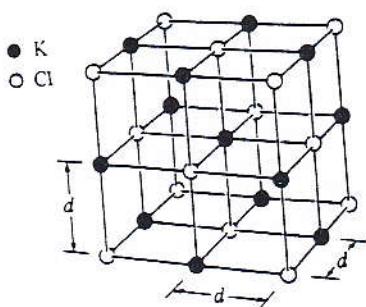
χρόνος είναι μία ώρας). Ανεξάρτητα όμως αυτού κατά τη διαδικασία λήψης δεδομένων υπάρχει η ανάγκη χρονισμού των μετρήσεων. Στην πλειοψηφία των περιπτώσεων χρησιμοποιείται χρονοδιακόπτης (μονάδα Teltron 085) συνδεδεμένος με τον G-M για την επίλογή της χρονικής διάρκειας της μέτρησης. Η έξοδος του G-M μπορεί να συνδεθεί εναλλακτικά με δύο συστήματα μέτρησης, το Teltron 806, με ψηφιακή ένδειξη ή το Teltron 807 με αναλογική ένδειξη. Οι μονάδες αυτές διαθέτουν υποδοχές για τη ρύθμιση του ανοδικού ρεύματος της λυχνίας Cu καθώς και της τάσης λειτουργίας του G-M.

A. Περίθλαση ακτίνων -X. Μέτρηση του μήκους κύματος με τη μέθοδο Bragg

Η περίθλαση των ακτίνων-X ήταν το πρώτο πείραμα που έδειξε πως πρόκειται για ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία πολύ μικρού μήκους κύματος. Ο Max von Laue αναζητούσε ένα τρόπο για τον προσδιορισμό του μήκους κύματος με τη βοήθεια της περίθλασης των από φράγμα με βάση τη σχέση :

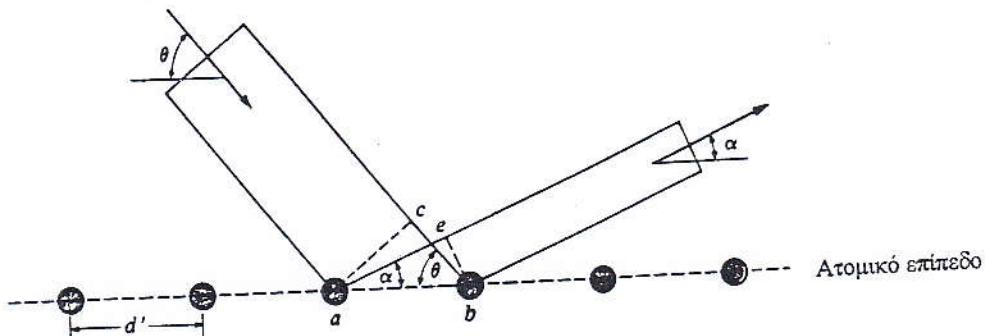
$$n\lambda = d \sin \theta \quad (1)$$

Η κατασκευή όμως των αναγκαίων φραγμάτων για τόσο μικρά μήκη κύματος ($\lambda \leq$ μερικών Å) είναι εξαιρετικά δύσκολη, ενώ η διέξοδος που θα μπορούσε να προσφέρει η αναζήτηση μεγάλων τιμών για την τάξη περίθλασης ή συνεπάγεται απαγορευτική πολυπλοκότητα στην ανάλυση των φασμάτων. Το πρόβλημα ξεπεράστηκε με τη χρησιμοποίηση κρυστάλλων για φράγματα περίθλασης. Σήμερα όλοι γνωρίζουμε ότι οι αποστάσεις μεταξύ των κρυσταλλικών επιπέδων που σχηματίζουν οι δομικοί λίθοι (άτομα, ιόντα κλπ) των κρυστάλλων (Σχήμα 5) είναι της τάξης του 1Å και συνεπώς προσφέρονται ως «φράγματα περίθλασης» για την περιοχή αυτή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.



Σχήμα 5. Αναπαράσταση κυβικού κρυστάλλου KCl

Λίγο αργότερα ο W. L. Bragg επινόησε μια άλλη τεχνική περίθλασης των ακτίνων-X. Αντί να παρατηρεί την περίθλαση μετά τη διέλευσή τους από τον κρύσταλλο, όπως έκανε ο Laue, μελέτησε τη σκέδαση των ακτίνων-X από το κρυσταλλικό πλέγμα. Στο Σχήμα 6 απεικονίζεται η σκέδαση μετώπου κύματος ακτίνων-X από τα άτομα του κρυσταλλικού επιπέδου της επιφάνειας ενός κρυστάλλου.

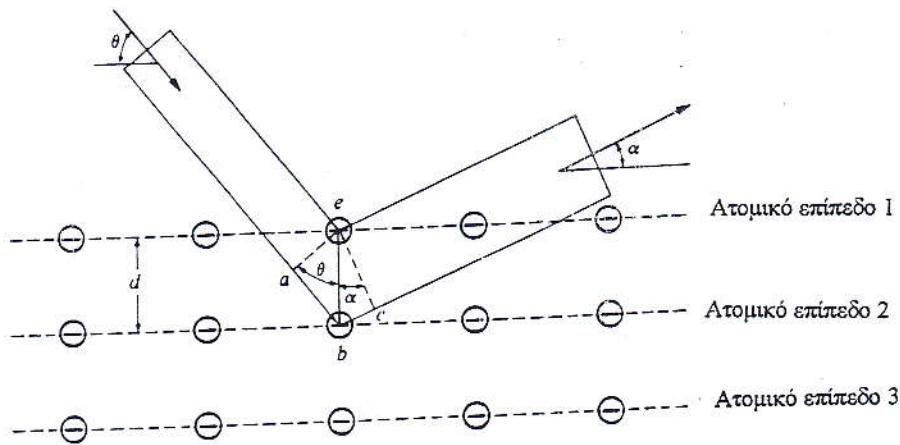


Σχήμα 6. Σκέδαση ακτίνων-X από την επιφάνεια κρυστάλλου

Κάθε άτομο αποτελεί σκεδάζον κέντρο και για να έχουμε ενισχυτική συμβολή, θα πρέπει οι διαφορές δρόμου μεταξύ των σκεδαζόμενων κυμάτων (ac και bc) να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος της προσπίπτουσας δέσμης ($ae - cb = m\lambda$), δηλαδή πρέπει να ισχύει

$$d' \cos \alpha - d' \cos \theta = m\lambda \quad (2)$$

όπου d' η απόσταση μεταξύ γειτονικών ατόμων και θ , α οι γωνίες της προσπίπτουσας και της σκεδαζόμενης δέσμης με την επιφάνεια του κρυστάλλου αντίστοιχα. Όμως σκεδαζόμενες δέσμες δε θα προκύπτουν μόνο από την επιφάνεια του κρυστάλλου, αλλά και από όμοια κρυσταλλικά επίπεδα στο εσωτερικό του. Για να είναι ενισχυτική η συμβολή και αυτών των σκεδαζόμενων κυμάτων (Σχήμα 7) πρέπει η διαφορά



Σχήμα 7. Σκέδαση ακτίνων- X από τα ατομικά επίπεδα κρυστάλλου

δρόμου μεταξύ κυμάτων σκεδαζόμενων από διαδοχικά όμοια κρυσταλλικά επίπεδα να είναι ακέραια πολλαπλάσια του μήκους κύματος, δηλαδή να ισχύει

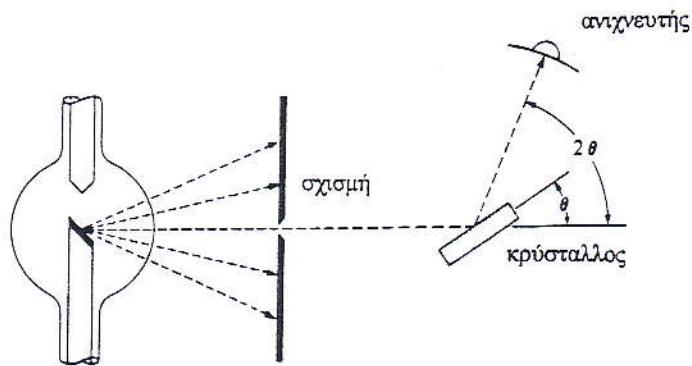
$$ds \sin \theta + ds \sin \alpha = n\lambda \quad (3)$$

Η ταυτόχρονη ικανοποίηση των σχέσεων (2) και (3) αποτελεί προϋπόθεση που δύσκολα ικανοποιείται. Στην περίπτωση όμως κατά την οποία $\theta=\alpha$ η σχέση (2) εξαλείφεται ως προϋπόθεση, η δε σχέση (3) γίνεται

$$n\lambda = 2ds \sin \theta \quad (4)$$

όπου n η τάξη περίθλασης, d η απόσταση των διαδοχικών όμοιων κρυσταλλικών επιπέδων και θ η γωνία μεταξύ της διεύθυνσης διάδοσης των ακτίνων- X και της επιφάνειας του κρυστάλλου. Η συνθήκη $\theta=\alpha$ όμως παραπέμπει στην κανονική ανάκλαση ακτινοβολίας από επιφάνεια και έτσι πολλές φορές η σκέδαση Bragg, που περιγράφεται από την (4), καλείται και «ανάκλαση» Bragg, πρέπει όμως, για να αποφεύγεται η επιπλέον σύγχυση, να τονίζεται ότι η γωνία θ στην προκείμενη περίπτωση είναι συμπληρωματική της γωνίας πρόσπτωσης, όπως αυτή ορίζεται κλασικά στην ανάκλαση δέσμης φωτός.

Η τεχνική Bragg, όπως χρησιμοποιείται σήμερα, φαίνεται στο Σχήμα (8). Οι ακτίνες- X που παράγονται από τη λυχνία, αφού ευθυγραμμισθούν, προσπίπτουν επί του κρυστάλλου, ο οποίος έχει τη δυνατότητα να περιστρέφεται. Όταν ο κρύσταλλος στραφεί κατά γωνία θ , η ενισχυτική συμβολή, που θα περιγράφεται από τη σχέση του Bragg, αναμένεται να ανιχνευτεί από τον G-M σε γωνία 2θ .



Σχήμα 8. Σχηματική απεικόνιση της τεχνικής Bragg

Χρησιμοποιώντας τη διάταξη αυτή θα προσδιορίσουμε το μήκος κύματος των χαρακτηριστικών γραμμών των ακτίνων-X που παράγονται από τη συγκεκριμένη λυχνία.

Πειραματική διαδικασία

1. Τοποθετούμε κατάλληλα το δοσμένο κρύσταλλο (αναλυτή) που ανήκει στο κυβικό κρυσταλλικό σύστημα.
2. Θέτουμε τον ευθυγραμμιστή 582.001 της αρχικής δέσμης στην κατάλληλη υποδοχή κοντά στο τοίχωμα της λυχνίας παραγωγής ακτίνων -x με τη σχισμή του 1mm κατακόρυφη.
3. Θέτουμε τους ευθυγραμμιστές 562.016 (με σχισμή 3mm) και 562.015 (με σχισμή 1mm) στις θέσεις 13 και 18 αντίστοιχα του κύριου φορέα.
4. Ελέγχουμε και ρυθμίζουμε την κλίμακα μέτρησης της γωνίας θ .
5. Ελέγχουμε οπτικά, αν η διεύθυνση της αρχικής δέσμης συναντά την επιφάνεια του κρυστάλλου.
6. Τοποθετούμε τον ανιχνευτή Geiger-Müller στη θέση 26 του κύριου φορέα.
7. Εφαρμόζουμε τάση 30 kV στη λυχνία Cu και καθορίζουμε το ρεύμα στα 50-60 μ A.
8. Χρησιμοποιούμε τον ψηφιακό καταμετρητή παλμών και μετράμε το ρυθμό παλμών για τις διάφορες τιμές της γωνίας 2θ (από 11° μέχρι 124° περίπου). Στα σημεία όπου έχουμε αύξηση του ρυθμού των παλμών παίρνουμε μετρήσεις ανά $10'$, ενώ στις υπόλοιπες περιοχές τιμών της 2θ ανά 1° μέχρι 5° . Σε κάθε κορυφή

φροντίζουμε να μετρήσουμε το μέγιστο ρυθμό παλμών και την αντίστοιχη τιμή της 2θ όσο πιο ακριβέστερα μπορούμε. Στη διάρκεια των μετρήσεων φροντίζουμε ώστε το ρεύμα των ηλεκτρονίων στη λυχνία Cu να μένει σταθερό.

9. Κατασκευάζουμε την καμπύλη του ρυθμού παλμών σαν συνάρτηση της γωνίας 2θ.
10. Επαναλαμβάνουμε τα βήματα 8 και 9 με τάση 20 kV και το ίδιο ρεύμα.
11. Με τάση 30 kV βρίσκουμε τις θέσεις των κορυφών του φάσματος μετρώντας τις γωνίες κατά την αντίθετη φορά.

Υπολογίζουμε τις μέσες τιμές των $\lambda_{Cu,Ka}$ και $\lambda_{Cu,KB}$ και το σφάλμα τους. Προς τούτο χρειάζεται να υπολογιστεί η απόσταση d μεταξύ των γειτονικών ατόμων του πλέγματος του συγκεκριμένου κυβικού κρυσταλλικού πλέγματος χρησιμοποιώντας τις τιμές για το μοριακό βάρος και την συχνότητα του υλικού του δοσμένου κρυστάλλου, οι οποίες παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα

Υλικό	M.B.	πυκνότητα (gr/cm ³)
KCl	74.56	1.984
LiF	25.94	2.635
NaCl	58.44	2.163
RbCl	120.92	2.80

B. Υπολογισμός της σταθεράς του Planck

Το 1915 οι Duane και Hunt παρατήρησαν ότι υπάρχει μια σχέση αναλογίας μεταξύ της διαφοράς δυναμικού U_A ανόδου-καθόδου της λυχνίας ακτίνων-X και της μέγιστης τιμής v_{op} συχνότητας του συνεχούς φάσματος των, δηλαδή

$$U_A \sim v_{op} \text{ ή } \lambda_{min} \propto 1/U_A$$

Με βάση το μηχανισμό γέννησης της ακτινοβολίας πέδησης, που περιγράφηκε προηγουμένως, η μέγιστη συχνότητα στο φάσμα θα πρέπει να αντιστοιχεί σε διαδικασίες κατά τις οποίες μετατρέπεται σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία το

μέγιστο της κινητικής ενέργειας των επιταχυνόμενων εντός της λυχνίας ηλεκτρονίων, οπότε

$$eU_A = h\nu \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{e} \frac{1}{u_A} \quad (5)$$

Από την παραπάνω σχέση είναι φανερό ότι ο προσδιορισμός του λ_{\min} μπορεί να οδηγήσει στον υπολογισμό της σταθεράς του Planck, αφού γνωρίζουμε τις λοιπές παραμέτρους.

Ο προσδιορισμός του λ_{\min} , από τις μετρήσεις με τη συγκεκριμένη συσκευή γίνεται με κατάλληλη προέκταση της αρχικής καμπύλης του συνεχούς φάσματος (χάραξη εφαπτομένης στη καμπύλη που διαγράφεται καθώς αρχίζει να αυξάνει εντονότερα το συνεχές φάσμα)

Πειραματική διαδικασία

1. Τοποθετούμε το βοηθητικό φορέα επί της λυχνίας Cu με τη βοήθεια του ευθυγραμμιστή 582.001 της αρχικής δέσμης με τη σχισμή του 1mm κατακόρυφη.
2. Θέτουμε τον ευθυγραμμιστή 562.015 στη θέση 4 του βοηθητικού φορέα και τον ευθυγραμμιστή 562.016 στη θέση 13 του κύριου φορέα.
3. Τοποθετούμε τον κρύσταλλο LiF και ακολουθούμε τη διαδικασία των χειρισμών όπως στο προηγούμενο πείραμα (βήματα 4 έως 6).
4. Εφαρμόζουμε τάση 30 kV στη λυχνία Cu και καθορίζουμε το ρεύμα στα 80 μΑ.
5. Χρησιμοποιούμε τον ψηφιακό καταμετρητή παλμών και μετρούμε παλμούς σε κάθε θέση της 2θ για 30 sec τουλάχιστον. Αρχίζουμε από τη μικρότερη δυνατή γωνία ($\sim 11^\circ 30'$) και προχωρούμε ανά 30' στην κλίμακα της 2θ.
6. Επαναλαμβάνουμε τις μετρήσεις για τάση 20 kV και το ίδιο ρεύμα.
7. Επαναλαμβάνουμε τα βήματα 4 έως 6 μετρώντας τις γωνίες 2θ κατά την αντίθετη φορά.
8. Κάνουμε τη γραφική παράσταση του ρυθμού των παλμών μετά της γωνίας 2θ και βρίσκουμε τη γωνία 2θ που αντιστοιχεί στο οριακό (ελάχιστο) μήκος κύματος λ_{\min} του συνεχούς φάσματος των ακτίνων -X. Υπολογίζουμε το λ_{\min} και το σφάλμα του για τις δύο τιμές τάσης 20 kV και 30 kV, αφού πρώτα βρούμε την απόσταση d των γειτονικών ατόμων του πλέγματος του LiF. Μετά από αυτά υπολογίζουμε την τιμή της σταθεράς h του Planck και το σφάλμα της.

Γ. Απορρόφηση ακτίνων -X

Όπως ελέχθη η εντυπωσιακότερη παρατήρηση που συνόδευσε την ανακάλυψη των ακτίνων-X, , ήταν η δυνατότητα τους να περνούν από αδιαφανή υλικά. Ωστόσο από την αρχή παρατηρήθηκε ότι η μερική απορρόφηση τους (και συνεπώς και η εξασθένηση της εξερχόμενης δέσμης) ήταν στενά συνδεδεμένη με το πάχος αλλά και το είδος του υλικού. Σ' αντίθεση με τα φωτόνια στην υπεριώδη ή ορατή περιοχή του ΉΜ φάσματος, όπου κατά τη διαδικασία απορρόφησης τους η ενέργεια τους μεταφέρεται στις ηλεκτρονιακές, δονητικές και περιστροφικές καταστάσεις των υλικών, για τις ακτίνες -X λόγω της πολύ μεγαλύτερης ενέργειάς τους, οι μηχανισμοί αυτοί έχουν μικρή πιθανότητα να λάβουν χώρα. Τα φωτόνια τους απ' ευθείας είναι πιθανότερο να αλληλεπιδράσουν με τα ηλεκτρόνια των K και L φλοιών. Έτσι, όταν οι ακτίνες-X προσπίπτουν σε ένα υλικό η πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν με τα ηλεκτρόνια σθένους, που καταλαμβάνουν τον περισσότερο χώρο του υλικού, είναι μικρή ενώ η απορρόφηση τους από τα εσωτερικά ηλεκτρόνια (κυρίως αυτά των K και L φλοιών), αν και αρκετά ισχυρότερη λαμβάνει χώρα όμως σε μικρό ποσοστό του όγκου του υλικού λόγω του μικρού χώρου που καταλαμβάνεται από αυτά. Κατά συνέπεια η απορρόφηση των ακτίνων-X ανά μονάδα μήκους του υλικού είναι μικρή και η διεισδυτικότητα τους μεγάλη.

Για ένα στοιχειώδες διάστημα πάχους dx η εξασθένηση dI της ακτινοβολίας αρχικής έντασης I δίνεται από την σχέση

$$dI = -\mu I dx$$

όπου μ μία παράμετρος. Εάν ολοκληρώσουμε για όλο το πάχος x του υλικού θάναι

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx \Rightarrow I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6)$$

όπου I_0 η ένταση της δέσμης πριν το υλικό. Η παράμετρος μ ονομάζεται σταθερά γραμμικής απορρόφησης και εξαρτάται από το μήκος κύματος λ των ακτίνων-X και το απορροφόν υλικό. Η μ είναι περίπου ανάλογη του $\lambda^{7/2}$ όταν για την απορρόφηση της ακτινοβολίας είναι υπεύθυνο το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Η αναλογία αυτή ωστόσο επηρεάζεται δραστικά από τη φύση του υλικού που απορροφά την ακτινοβολία.

Η αύξηση της μ με το λ αναμένεται, αφού ακτίνες-X με μεγάλο λ απορροφούνται από τα ηλεκτρόνια των πιο εξωτερικών φλοιών, τα οποία και καταλαμβάνουν περισσότερο ποσοστό του όγκου του υλικού, ενώ με μικρό λ απορροφώνται κυρίως από τα ηλεκτρόνια των πιο περιορισμένων σε όγκο εσωτερικών φλοιών.

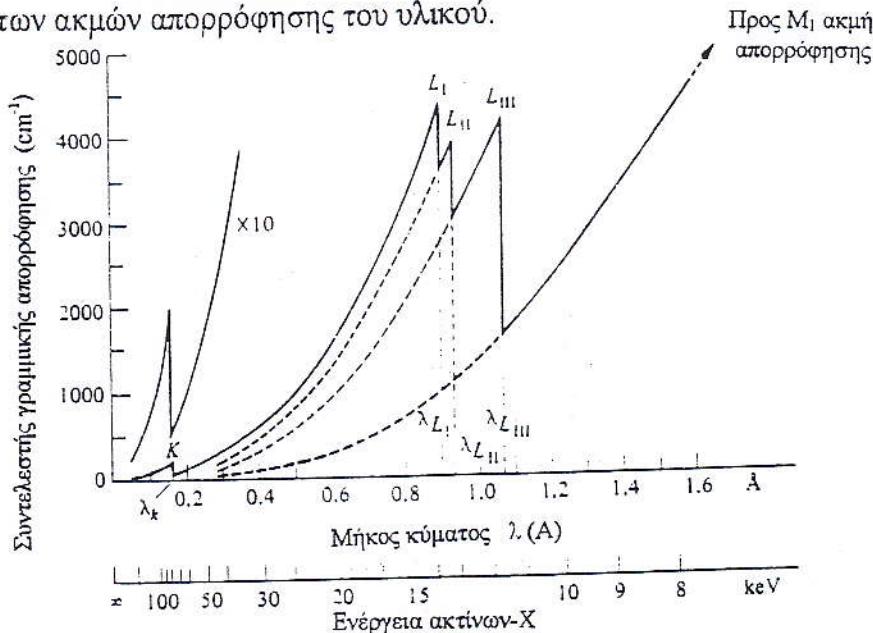
Η εξάρτηση δε από το υλικό μπορεί να κατανοηθεί ποιοτικά. Έτσι υλικά με βαρύτερα άτομα απορροφούν περισσότερο λόγω της μεγαλύτερης πυκνότητας ηλεκτρονίων. Επίσης η απορρόφηση από ένα αέριο είναι μικρότερη από αυτή των στερεών υλικών. Ο εκθετικός όρος της (6) μπορεί να γραφεί

$$\mu_x = (\mu/\rho) \propto \rho$$

όπου ρ η πυκνότητα του υλικού. Η ποσότητα $\mu_m = \mu/\rho$ απαντάται ως μαζικός συντελεστής απορρόφησης και εξαρτάται και από τον ατομικό αριθμό Z του στοιχείου που απορροφά την ακτινοβολία (αυξάνεται μετά του Z , όπως εξηγήθηκε πιο πάνω), είναι δε γνωστή σε όλους η χρήση μολύβδου για θωράκιση από ακτίνες-X. Μπορούμε προσεγγιστικά να αποδώσουμε αυτή την εξάρτηση με τη σχέση

$$\mu_m = \kappa \lambda^3 Z^3$$

όπου κ μία ποσότητα που είναι σχεδόν σταθερή εφ' όσον το λ δεν παίρνει τιμές στην περιοχή των ακμών απορρόφησης του υλικού.



Σχήμα 9. Φάσμα απορρόφησης ακτίνων-X του λευκόχρυσου ενδεικτικό της μεταβολής του συντελεστή απορρόφησης ακτίνων-X σαν συνάρτηση του μήκους κύματος των φωτωνίων.

Η επίδραση στη τιμή του συντελεστή γραμμικής απορρόφησης των ακμών απορρόφησης των διάφορων ατομικών φλοιών φαίνεται ενδεικτικά στο Σχήμα 9.

Ενώ για κάθε υποφλοιό η τιμή του μ μεταβάλλεται προσεγγιστικά με το λ^3 παρατηρείται ασυνέχεια στις περιοχές που αντιστοιχούν στις ακμές απορρόφησης των φλοιών.

Πειραματική διαδικασία

1. Τοποθετούμε τον κρύσταλλο LiF στη θέση του.
2. Τοποθετούμε το βοηθητικό φορέα στο τοίχωμα της λυχνίας Cu με τη βοήθεια του ευθυγραμμιστή 582.001 της αρχικής δέσμης με τη σχισμή του 1 mm κατακόρυφη. Θέτουμε και τον ευθυγραμμιστή 562.016 στη θέση 4 του βοηθητικού φορέα.
3. Τοποθετούμε τον ευθυγραμμιστή 562.015 στη θέση 18 του κύριου φορέα και τον απαριθμητή G-M στη θέση 26.
4. Λόγω του μικρού αριθμού παλμών που έχουμε, θα καταγράφουμε τους παλμούς για 10 sec τουλάχιστον στην κάθε θέση του κύριου φορέα.
5. Εφαρμόζουμε τάση 30 kV στη λυχνία και φροντίζουμε ώστε το ανοδικό ρεύμα να είναι 80 μΑ σε κάθε μέτρηση.
6. Καταγράφουμε τον αριθμό των παλμών N_0 για τις τιμές της 2θ από 30° έως 50° ανά 1° . Καταγράφουμε επίσης τον αριθμό των παλμών και τις γωνίες στις οποίες έχουμε τις κορυφές των ακτίνων K_α και K_β του Cu.
7. Θέτουμε το φίλτρο Cu 564.006 στη θέση 2 του βοηθητικού φορέα και επαναλαμβάνουμε τα βήματα 4 έως 6 καταγράφοντας τον αριθμό των παλμών N_{Cu} που δέχεται τώρα ο απαριθμητής G-M. Στην περιοχή που αλλάζει (αυξάνει) απότομα το N_{Cu} παίρνουμε μετρήσεις του N_{Cu} ανά $10'$ για να δούμε που ακριβώς αλλάζει το N_{Cu} .
8. Υπολογίζουμε το λόγο N_{Cu}/N_0 για τις διάφορες τιμές της 2θ και κατασκευάζουμε τη γραφική παράσταση του ποσοστού της διερχόμενης ακτινοβολίας μετά της γωνίας 2θ .
9. Υπολογίζουμε το μήκος κύματος λ_{Cu} , όπου παρουσιάζεται η ασυνέχεια στην καμπύλη του ποσοστού της διερχόμενης ακτινοβολίας. Ποια ακμή απορρόφησης του Cu είναι αυτή; Τι διαφορά έχει το λ_{Cu} από τα $\lambda_{Cu,K\alpha}$ και $\lambda_{Cu,K\beta}$ και γιατί;

10. Αφαιρούμε το φίλτρο Cu και τοποθετούμε διαδοχικά τα φίλτρα Zn (564.009), Ni (564.004) και Co(654.008) στη θέση 2 και για το καθένα απ' αυτά επαναλαμβάνουμε τα βήματα 7 έως 9.
11. Ακολουθούμε τη διαδικασία των βημάτων A1 και A7 και εισάγουμε διαδοχικά καθένα από τα φίλτρα Cu, Zn, Ni, Co στη θέση 14 του κύριου φορέα. Παρατηρούμε και σχολιάζουμε το αποτέλεσμα που έχουν τα φίλτρα αυτά στο ρυθμό παλμών που αντιστοιχούν στα μήκη κύματος $\lambda_{Cu,K\alpha}$ και $\lambda_{Cu,K\beta}$.

Δ. Γραμμική απορρόφηση ακτίνων -x.

1. Θέτουμε τον απαριθμητή Geiger-Müller στη θέση 22 του κύριου φορέα και $\theta=0$.
2. Τοποθετούμε το βοηθητικό φορέα επί της λυχνίας Cu με τη βοήθεια του ευθυγραμμιστή 582.002 της αρχικής δέσμης.
3. Εφαρμόζουμε στη λυχνία Cu τάση 30 kV και ρυθμίζουμε το ρεύμα ώστε ο ρυθμός παλμών που καταγράφει ο απαριθμητής G-M να είναι τουλάχιστον κατά 1000 παλμού/sec μικρότερος από την τιμή του ρυθμού (ρεύματος) κορεσμού του G-M. Το ρεύμα πρέπει να είναι $< 80 \mu\text{A}$.
4. Τοποθετούμε τα διάφορα φύλλα αλουμινίου με τη σειρά και στις θέσεις που δείχνει ο πίνακας που ακολουθεί και μετράμε την ένταση της διερχόμενης δι αυτών ακτινοβολίας. Η τιμή του ανοδικού ρεύματος πρέπει να είναι πάντα η ίδια.
5. Διορθώνουμε τις τιμές του I που μετρήσαμε λαβαίνοντας υπόψη το νεκρό χρόνο t_0 του απαριθμητή G-M που είναι στην περίπτωσή μας ίσος με 100 μsec. Ο πραγματικός ρυθμός $I_{\pi\rho}$ των παλμών δίνεται από τον τύπο $I_{\pi\rho} = I/(1-t_0)$
6. Βρίσκουμε τις τιμές $\log(I_{\pi\rho,0}/I_{\pi\rho})$ και τις απεικονίζουμε σαν συνάρτηση του πάχους x του Al. Λαβαίνουμε υπόψη και το σφάλμα στην τιμή του $\log I_0/I$.
7. Τοποθετούμε τον κρύσταλλο LiF και στον κύριο φορέα θέτουμε τους ευθυγραμμιστές 562.016 και 562.015 όπως στο βήμα 3 του πρώτου πειράματος.
8. Αντικαθιστούμε τον ευθυγραμμιστή της αρχικής δέσμης με τον 582.001 με κατακόρυφη τη σχισμή του 1mm.
9. Επαναλαμβάνουμε τα βήματα 4 έως 6 του πρώτου πειράματος.

10. Βρίσκουμε τη θέση της 2θ στην οποία ανιχνεύουμε την K_{α} φασματική γραμμή του Cu και επαναλαμβάνουμε τα βήματα 3 έως 6 για τη διερεύνηση της απορρόφησης της μονοχρωματικής πλέον ακτινοβολίας -x μήκους κύματος $\lambda_{Cu,K\alpha}$.

11. Από τις δύο καμπύλες που βρίσκουμε τι συμπεράσματα βγαίνουν για τις τιμές του γραμμικού συντελεστή απορρόφησης μ που δίνεται από τη σχέση

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

Αριθμός φύλλου Al	Θέση στο βοηθητικό φορέα	Πάχος φύλλου Al (mm)	I cps	$I_{\pi\rho}$	$\log I_{\pi\rho}$	$\log I_{\pi\rho}^0 - \log I_{\pi\rho}$
562.033	4	0.00				0
.017	4	0.10				
.018	4	0.25				
.017	3	0.35				
.018	4					
.019	4	0.50				
.017	3	0.60				
.019	4					
.018	3	0.75				
.019	4					
.020	4	1.00				
.018	3	1.25				
.020	4					
.019	3	1.50				
.020	4					
.021	4	2.00				
.019	3	2.50				
.021	4					
.020	3	3.00				
.021	4					