

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 39

ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΠΟΥ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΟΝΤΑΙ ΩΣ ΚΥΜΑΤΑ

ΚΥΜΑΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ I

39.1 Λουί-Βικτόρ ντε Μπρογί, ο 7ος Δούκας ντε Μπρογί (1892-1987) απέκλινε από την παράδοση της οικογένειάς του επιλέγοντας καριέρα στη Φυσική και όχι ως διπλωμάτης. Η επαναστατική του πρόταση ότι τα σωματίδια έχουν κυματικά χαρακτηριστικά –γι’ αυτήν τη συμβολή του ο ντε Μπρογί έλαβε το βραβείο Νομπέλ Φυσικής το 1929– δημοσιεύτηκε στη διδακτορική του διατριβή.



Αν τα κύματα φωτός μπορούν να συμπεριφέρονται ως σωματίδια, μπορούν τα υλικά σωματίδια να συμπεριφέρονται ως κύματα; Η απάντηση είναι ένα ηχηρό ναι. Τα ηλεκτρόνια μπορούν να συμβάλλουν και να περιθλώνται ακριβώς όπως και τα διάφορα είδη κυμάτων. Η κυματική φύση των ηλεκτρονίων δεν είναι απλά ένα παράδοξο φαινόμενο στο εργαστήριο· είναι ο βασικός λόγος για τον οποίο τα άτομα, που σύμφωνα με την Κλασική Φυσική θα έπρεπε να είναι ασταθή, είναι δυνατόν να υπάρχουν.

Το 1924 ο **Γάλλος φυσικός Louis de Broglie** (Λουί ντε Μπρογί ή ντε Μπρόγι· Σχ. 39.1) έκανε μια επαναστατική πρόταση για τη φύση της ύλης.

Η φύση αγαπά τη συμμετρία. Το φως έχει από τη φύση του δυϊκή υπόσταση και συμπεριφέρεται σε μερικές περιπτώσεις όπως τα κύματα και σε άλλες όπως τα σωματίδια. Αν η φύση είναι συμμετρική, ο δυϊσμός αυτός θα πρέπει να ισχύει και για την ύλη. Τα ηλεκτρόνια, τα οποία συνήθως τα σκεφτόμαστε ως **σωματίδια**, μπορούν μερικές φορές να συμπεριφέρονται ως **κύματα**.

Ο ντε Μπρογί έθεσε το αξίωμα ότι ένα ελεύθερο σωματίδιο με μάζα ηρεμίας m , που κινείται με μη σχετικιστική ταχύτητα v , θα έχει μήκος κύματος λ που σχετίζεται με την ορμή του $p = mv$ με ακριβώς τον ίδιο τρόπο όπως ένα φωτόνιο

$$\text{Μήκος κύματος de Broglie ενός σωματιδίου} \quad \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad \text{Ταχύτητα του σωματιδίου} \quad (39.1)$$

Σταθερά του Planck h
Ορμή του σωματιδίου p
Μάζα του σωματιδίου m

Αν η ταχύτητα του σωματιδίου είναι ένα σημαντικό κλάσμα της ταχύτητας του φωτός c , αντικαθιστούμε το mv στην Εξ. (39.1) με $\gamma mv = mv/\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Η συχνότητα f , σύμφωνα με τον ντε Μπρογί, σχετίζεται επίσης με την ενέργεια του σωματιδίου E με τον ίδιο τρόπο όπως για το φωτόνιο:

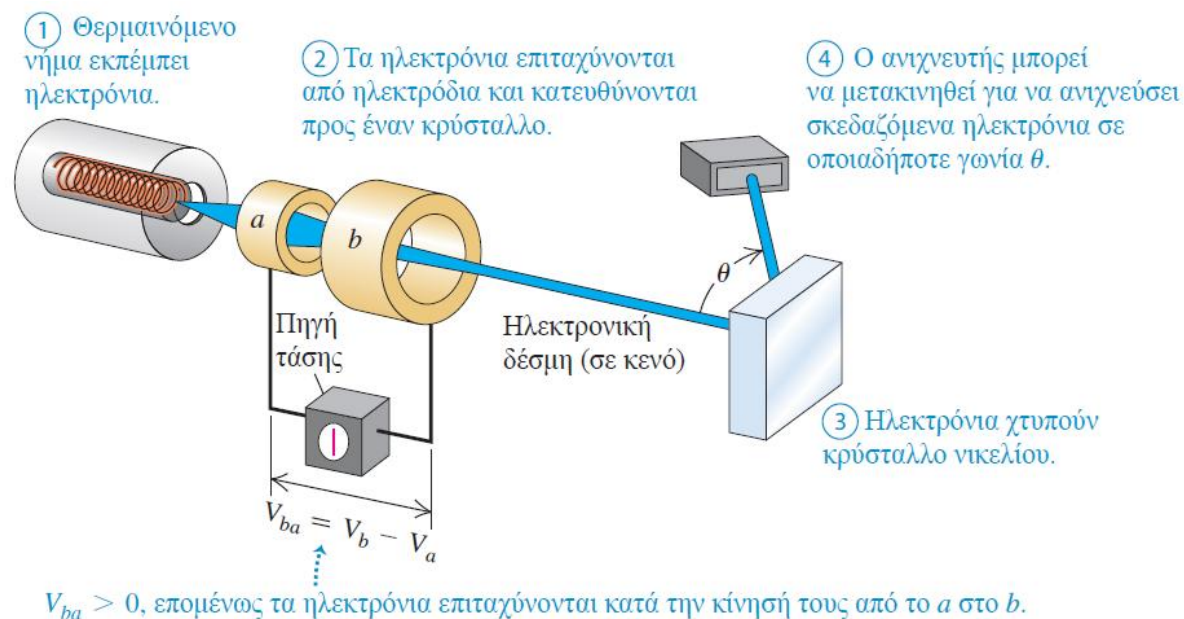
$$\text{Ενέργεια ενός σωματιδίου} \quad E = hf \quad \text{Σταθερά του Planck} \quad \text{Συχνότητα} \quad (39.2)$$

Παρατηρώντας την Κυματική Φύση των Ηλεκτρονίων II

Η πρόταση του ντε Μπρογί ήταν τολμηρή· έγινε μια εποχή που δεν υπήρχε άμεση πειραματική ένδειξη ότι τα σωματίδια έχουν κυματικά χαρακτηριστικά. Μέσα σε λίγα χρόνια όμως, οι ιδέες του επιβεβαιώθηκαν πανηγυρικά από ένα πείραμα περίθλασης με ηλεκτρόνια.

Το 1927 οι Αμερικανοί φυσικοί Clinton Davisson (Κλίντον Ντάβισον) και Lester Germer (Λέστερ Γκέρμερ), εργαζόμενοι στα Bell Telephone Laboratories (Εργαστήρια της Τηλεφωνικής Εταιρίας Bell) των ΗΠΑ, μελετούσαν την επιφάνεια ενός τεμαχίου νικελίου κατευθύνοντας μια **δέσμη ηλεκτρονίων** προς την επιφάνεια παρατηρώντας πόσα ηλεκτρόνια σκεδάζονταν σε διαφορετικές γωνίες.

39.2 Μια διάταξη παρόμοια με αυτή που χρησιμοποιήθηκε από τους Ντάβισον και Γκέρμερ για την ανακάλυψη της περίθλασης των ηλεκτρονίων.



Βρέθηκαν έντονα μέγιστα στην ένταση της ανακλώμενης δέσμης ηλεκτρονίων σε συγκεκριμένες γωνίες (Σχ. 39.3a)

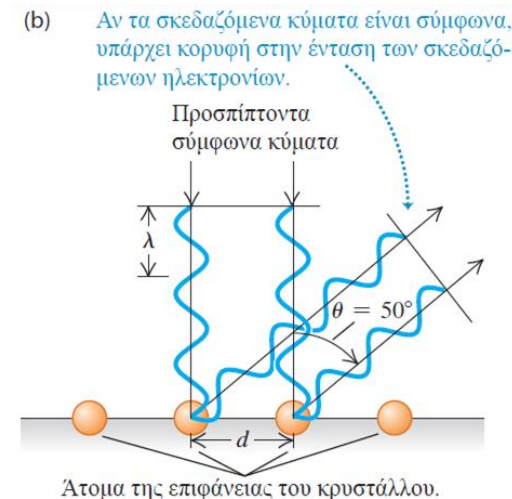
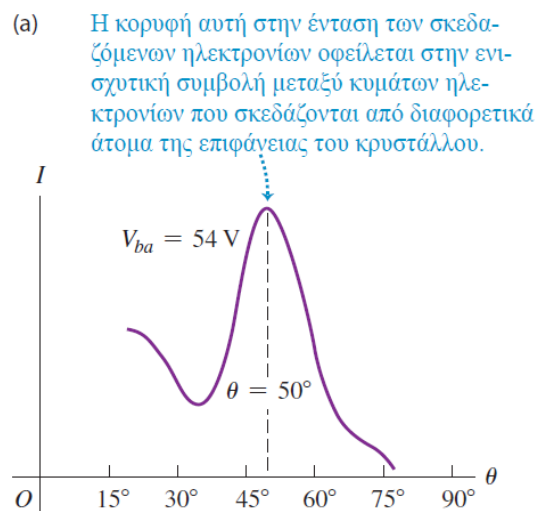
Παρατηρώντας την Κυματική Φύση των Ηλεκτρονίων III

Οι γωνιακές θέσεις των μεγίστων εξαρτιόνταν από το δυναμικό επιτάχυνσης V_{ba} που χρησιμοποιούνταν για την παραγωγή της δέσμης ηλεκτρονίων. Οι Ντάβισον και Γέρμερ ήταν γνώστες της υπόθεσης του ντε Μπρογί και παρατήρησαν την ομοιότητα αυτής της συμπεριφοράς με την περίθλαση των ακτίνων Χ. Μπορούσαν να προσδιορίσουν τις ταχύτητες των ηλεκτρονίων από το δυναμικό επιτάχυνσης, συνεπώς μπορούσαν να υπολογίσουν το μήκος κύματος de Broglie από την Εξ. (39.1).

$$\text{Μήκος κύματος de Broglie ενός ηλεκτρονίου } \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meV_{ba}}} \quad (39.3)$$

Σταθερά του Planck h
 Δυναμικό επιτάχυνσης V_{ba}
 Μέτρο του φορτίου του ηλεκτρονίου e
 Μάζα ηλεκτρονίου m
 Ορμή ηλεκτρονίου p

39.3 (a) Ένταση της σκεδαζόμενης ηλεκτρονικής δέσμης του Σχ. 39.2 ως συνάρτηση της γωνίας σκέδασης θ . (b) Κύματα ηλεκτρονίων που σκεδάζονται από δύο γειτονικά άτομα συμβάλλουν θετικά όταν $d\sin\theta = m\lambda$. Στην περίπτωση που φαίνεται εδώ, $\theta = 50^\circ$ και $m = 1$.



$$\text{Οι γωνίες μέγιστης ανάκλασης δίνονται από } d\sin\theta = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (39.4)$$

Βρήκαν ότι οι γωνίες που προβλέπονταν από την εξίσωση αυτή, με το μήκος κύματος de Broglie να δίνεται από την Εξ. (39.3), συμφωνούσαν με τις παρατηρούμενες τιμές (Σχ. 39.3a).

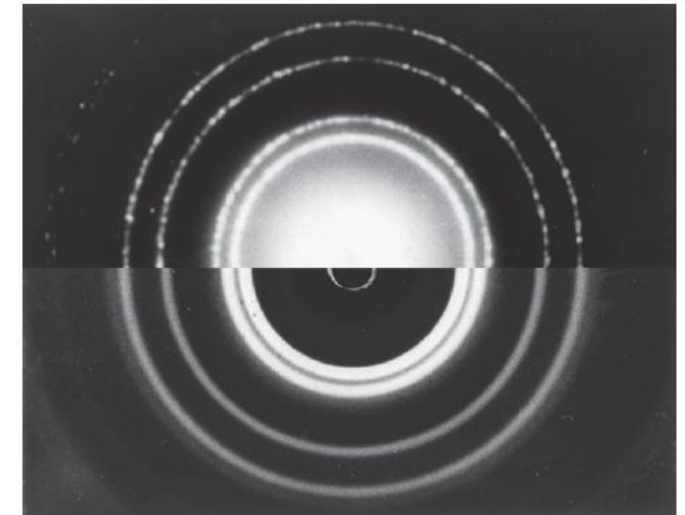
Παρατηρώντας την Κυματική Φύση των Ηλεκτρονίων IV

Το 1928, μόλις έναν χρόνο μετά την ανακάλυψη των Ντάβισον και Γκέρμερ, ο Άγγλος φυσικός G. P. Thomson (Τζ. Π. Τόμσον) πραγματοποίησε πειράματα περίθλασης ηλεκτρονίων, χρησιμοποιώντας ως στόχο ένα λεπτό πολυκρυσταλλικό μεταλλικό υμένιο. Οι Debye (Ντεμπάι) και Sherrer (Σέρερ) είχαν χρησιμοποιήσει μια παρόμοια τεχνική, αρκετά χρόνια πριν, για να μελετήσουν την περίθλαση ακτίνων X από πολυκρυσταλλικά δείγματα. Στα πειράματα αυτά η δέσμη περνάει μέσα από τον στόχο αντί να ανακλάται από αυτόν. Εξαιτίας των τυχαίων προσανατολισμών των επιμέρους μικροσκοπικών κρυστάλλων στο υμένιο, η εικόνα περίθλασης αποτελείται από μέγιστα έντασης, που σχηματίζουν δακτυλίους γύρω από την κατεύθυνση της προσπίπτουσας δέσμης. **Τα αποτελέσματα του Τόμσον επιβεβαίωσαν και πάλι τη σχέση του ντε Μπρογί.**

Πρόσθετα πειράματα περίθλασης πραγματοποιήθηκαν στη συνέχεια σε πολλά εργαστήρια, χρησιμοποιώντας όχι μόνο ηλεκτρόνια αλλά και διάφορα ιόντα και νετρόνια χαμηλής ενέργειας.

39.4 Περίθλαση ακτίνων X και ηλεκτρονίων. Το πάνω μισό της φωτογραφίας δείχνει τον σχηματισμό της περίθλασης για ακτίνες X των 71 pm που διέρχονται διαμέσου υμενίου αλουμινίου. Το κάτω μισό, με διαφορετική κλίμακα, δείχνει τον σχηματισμό περίθλασης για ηλεκτρόνια 600 eV από αλουμίνιο. Η ομοιότητα δείχνει ότι τα ηλεκτρόνια υφίστανται το ίδιο είδος περίθλασης με τις ακτίνες X.

Πάνω: Περίθλαση ακτίνων X



Κάτω: Περίθλαση ηλεκτρονίων

Το Ηλεκτρονικό Μικροσκόπιο I

Το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο μας προσφέρει ένα σπουδαίο και ενδιαφέρον παράδειγμα της εναλλαγής των κυματικών και σωματιδιακών ιδιοτήτων των ηλεκτρονίων. Μια δέσμη ηλεκτρονίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον σχηματισμό του ειδώλου ενός αντικειμένου κατά παρόμοιο τρόπο με μια φωτεινή δέσμη. Μια ακτίνα φωτός μπορεί να καμφθεί μέσω ανάκλασης ή διάθλασης και μια τροχιά ηλεκτρονίου μπορεί να καμφθεί από ένα ηλεκτρικό ή ένα μαγνητικό πεδίο.

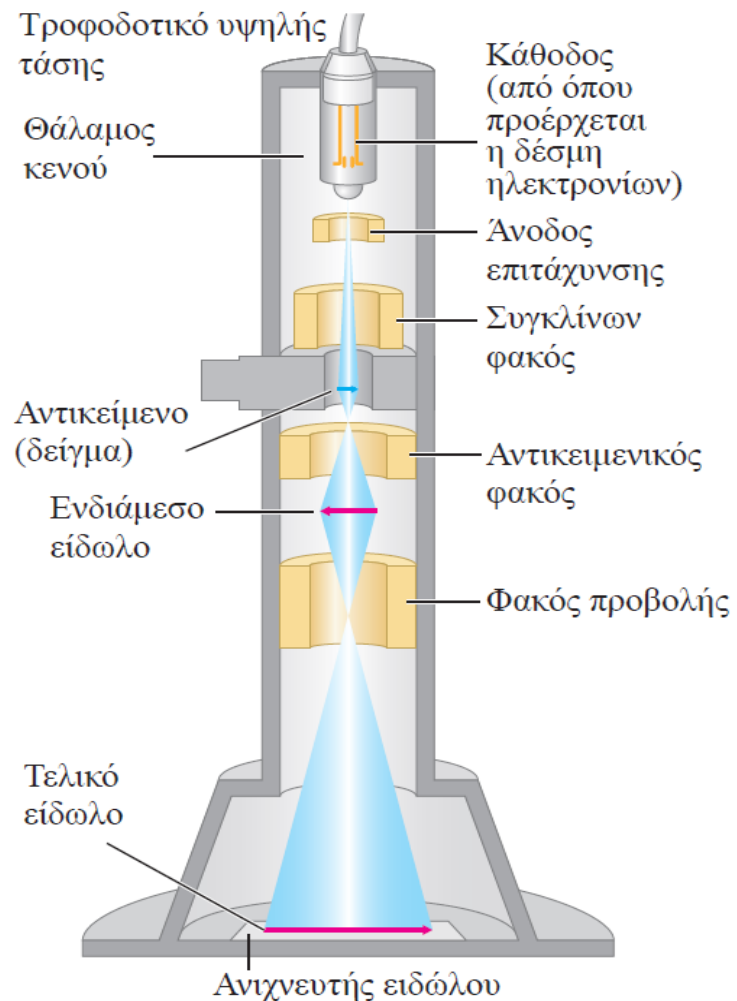
Το **μοντέλο των ακτίνων** της γεωμετρικής οπτικής ισχύει οποτεδήποτε μπορούν να αγνοηθούν φαινόμενα συμβολής και περίθλασης. Παρομοίως, το **μοντέλο του ηλεκτρονίου** ως σημειακού σωματιδίου που διαγράφει μια ευθύγραμμη τροχιά, είναι χρήσιμο όταν μπορούμε να αγνοήσουμε φαινόμενα που συνδέονται με την κυματική φύση των ηλεκτρονίων.

Μόνο όταν μιλούμε για τη **διακριτική ικανότητα** οι κυματικές ιδιότητες γίνονται σημαντικές. *Η διακριτική ικανότητα ενός οπτικού μικροσκοπίου περιορίζεται από τα φαινόμενα περίθλασης.* Το οπτικό μικροσκόπιο χρησιμοποιεί μήκη κύματος στην περιοχή των 500 nm.

Η διακριτική ικανότητα ενός ηλεκτρονικού μικροσκοπίου περιορίζεται παρομοίως από το μήκος κύματος των ηλεκτρονίων, όμως αυτά τα μήκη κύματος μπορεί να είναι χιλιάδες φορές μικρότερα από τα μήκη κύματος του ορατού φωτός. Ως αποτέλεσμα, η χρήσιμη μεγέθυνση ενός ηλεκτρονικού μικροσκοπίου μπορεί να είναι χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από αυτή ενός οπτικού μικροσκοπίου.

Το Ηλεκτρονικό Μικροσκόπιο II

39.5 Σχηματικό διάγραμμα ενός ηλεκτρονικού μικροσκοπίου διέλευσης (TEM).



Το Σχ. 39.5 δείχνει το σχέδιο ενός **ηλεκτρονικού μικροσκοπίου διέλευσης**, στο οποίο τα ηλεκτρόνια διαπερνούν το υπό μελέτη δείγμα.

Τα ηλεκτρόνια που χρησιμοποιούνται στο ηλεκτρονικό μικροσκόπιο διέλευσης εκπέμπονται από μια θερμή κάθοδο και επιταχύνονται από μια διαφορά δυναμικού, της τάξης των 40 έως 400 kV.

Ο αντικειμενικός και ο φακός προβολής παίζουν τον ρόλο του αντικειμενικού και προσοφθάλμιου φακού, αντίστοιχα, ενός σύνθετου οπτικού μικροσκοπίου (Κεφ. 34). Το τελικό είδωλο προβάλλεται σε οθόνη φθορισμού για παρατήρηση ή φωτογράφιση. Ολόκληρη η συσκευή, συμπεριλαμβανομένου και του δείγματος, πρέπει να βρίσκεται σε θάλαμο κενού.

Μια σημαντική παραλλαγή είναι το **ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης**. Η δέσμη ηλεκτρονίων εστιάζεται και σχηματίζει μια πολύ λεπτή γραμμή η οποία σαρώνει το δείγμα.

ΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΟ ΑΤΟΜΟ ΚΑΙ ΑΤΟΜΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ

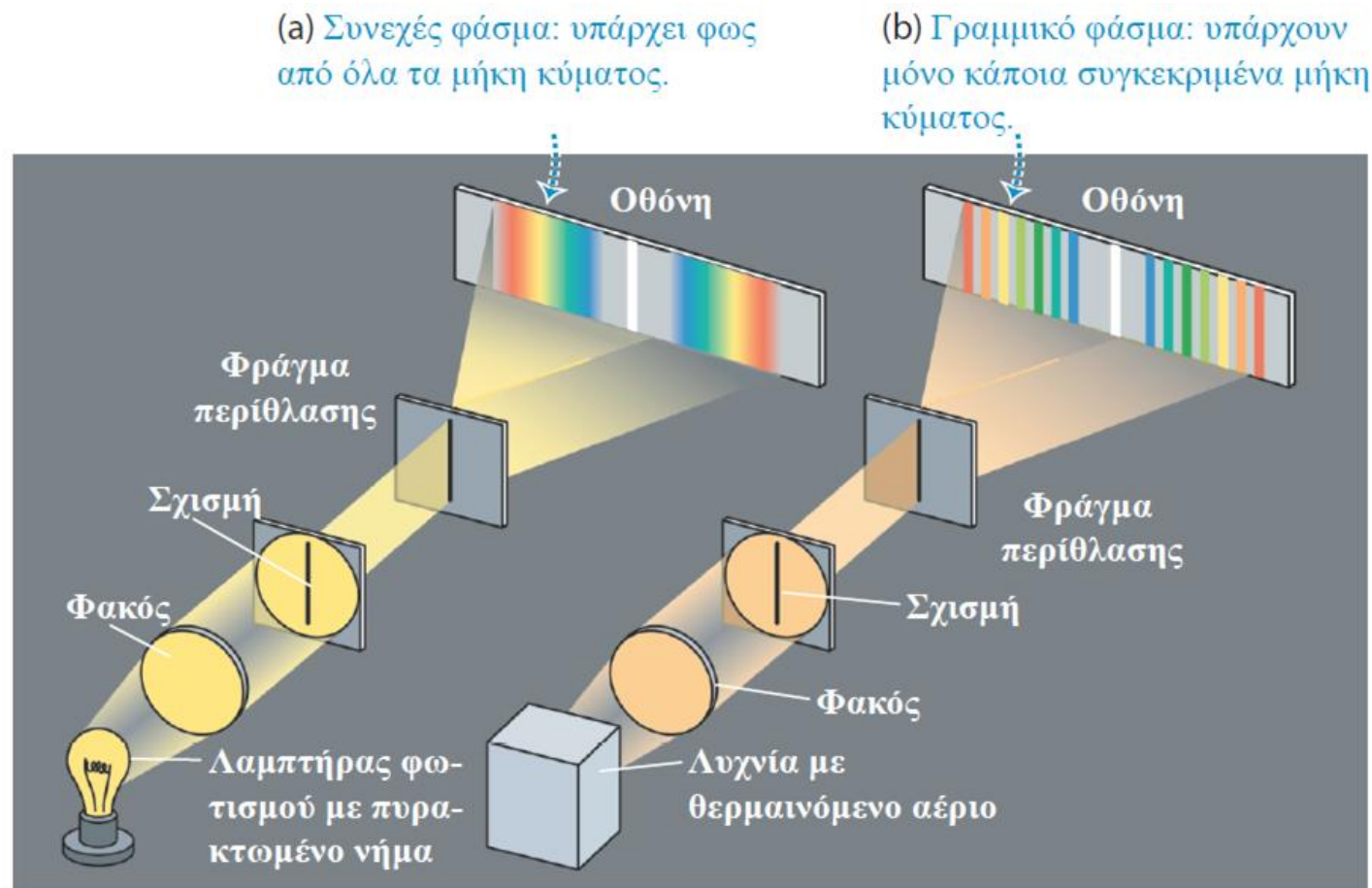
Γραμμικά Φάσματα I

Τα θερμαινόμενα υλικά εκπέμπουν φως και διαφορετικά υλικά εκπέμπουν διαφορετικά είδη φωτός. Για να αναλύσουμε αυτά τα διαφορετικά είδη φωτός, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ένα πρίσμα ή ένα φράγμα περίθλασης για να διακρίνουμε τα διαφορετικά μήκη κύματος μιας δέσμης φωτός σε ένα φάσμα.

39.7 (a) Το συνεχές φάσμα που εκπέμπεται από το πυρακτωμένο νήμα ενός λαμπτήρα φωτισμού. (b) Το γραμμικό φάσμα που εκπέμπεται από μια λυχνία που περιέχει θερμαινόμενο αέριο.

Κάθε «γραμμή» είναι ένα είδωλο της σχισμής του φασματογράφου, αποκλινόμενο κατά μια γωνία που εξαρτάται από το μήκος κύματος του φωτός που σχηματίζει το είδωλο εκείνο.

Οι γραμμές ονομάζονται φασματικές γραμμές. Κάθε φασματική γραμμή αντιστοιχεί σε ένα διακριτό μήκος κύματος και συχνότητα.

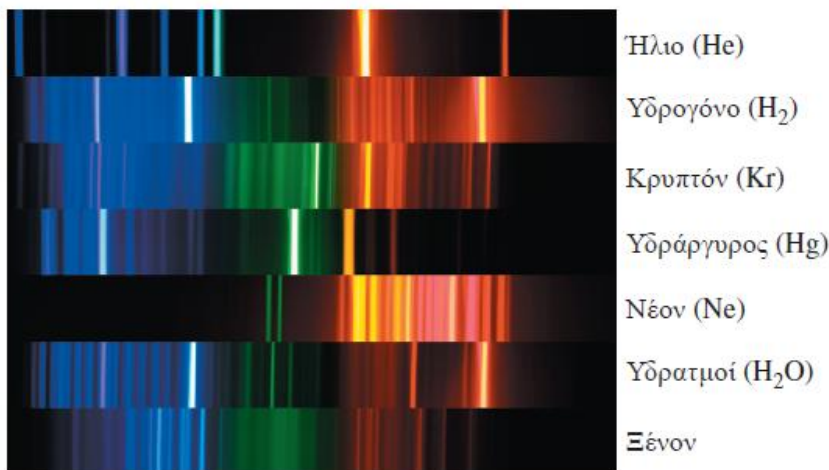


ΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΟ ΑΤΟΜΟ ΚΑΙ ΑΤΟΜΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ

Γραμμικά Φάσματα II

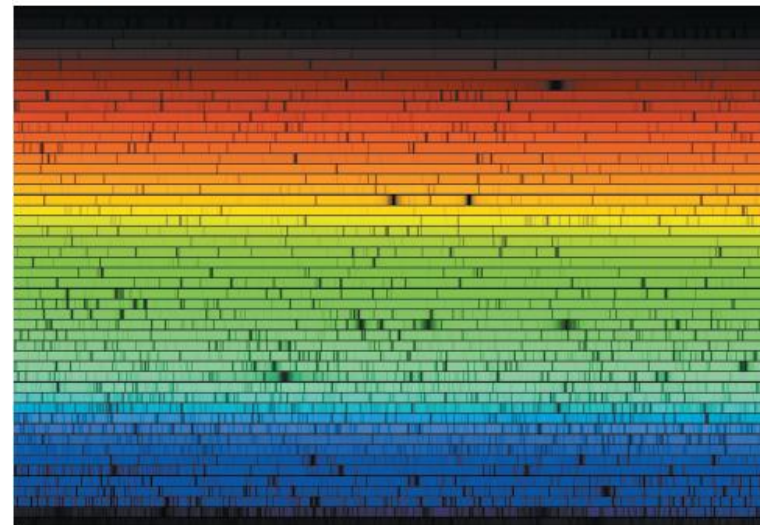
Κάθε στοιχείο στην αέρια κατάστασή του παρουσιάζει ένα μοναδικό σύνολο από μήκη κύματος στο γραμμικό του φάσμα.
Για τους επιστήμονες η χρήση των φασμάτων για την ταυτοποίηση στοιχείων και ενώσεων είναι ένα ανεκτίμητο εργαλείο.

39.8 Γραμμικά φάσματα εκπομπής για διάφορα είδη ατόμων και μορίων. Δεν υπάρχουν δύο ίδια. Σημειώστε ότι το φάσμα των υδρατμών (H_2O) είναι παρόμοιο με αυτό του υδρογόνου (H_2), αλλά υπάρχουν σημαντικές διαφορές που καθιστούν εύκολη τη διάκριση μεταξύ των δύο φασμάτων.



Ενώ ένα *θερμαινόμενο* αέριο *εκπέμπει* επιλεκτικά συγκεκριμένα μήκη κύματος, ένα *ψυχρό* αέριο *απορροφά* επιλεκτικά συγκεκριμένα μήκη κύματος. Αν περάσουμε λευκό (συνεχούς φάσματος) φως μέσα από ένα αέριο και κοιτάξουμε το **διαδιδόμενο** φως με έναν φασματογράφο, βρίσκουμε μια σειρά από σκοτεινές γραμμές που αντιστοιχούν στα μήκη κύματος που έχουν απορροφηθεί (Σχ. 39.9). Αυτό ονομάζεται **γραμμικό φάσμα απορρόφησης**. Επιπλέον, **ένα δεδομένο είδος ατόμου ή μορίου απορροφά το ίδιο χαρακτηριστικό σύνολο μηκών κύματος όταν είναι ψυχρό με αυτό που εκπέμπει όταν θερμαίνεται.**

39.9 Το γραμμικό φάσμα απορρόφησης του Ήλιου. (Οι φασματικές «γραμμές» διαβάζονται από αριστερά προς τα δεξιά και από πάνω προς τα κάτω, όπως το κείμενο μιας σελίδας.) Το φάσμα παράγεται από τη σχετικά ψυχρή ατμόσφαιρα του Ήλιου, που απορροφά φωτόνια από βαθύτερα, θερμότερα στρώματα. Οι γραμμές απορρόφησης επομένως υποδεικνύουν τι είδη ατόμων υπάρχουν στην ηλιακή ατμόσφαιρα.

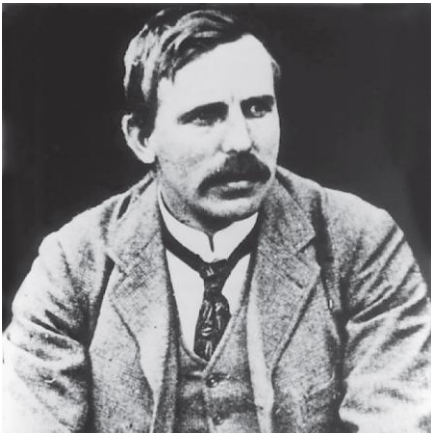


Η Εξερεύνηση του Ατόμου από τον Ράδερφορντ I

Γιατί ένα δεδομένο είδος ατόμου εκπέμπει και απορροφά μόνο κάποια πολύ συγκεκριμένα μήκη κύματος; Για να απαντήσουμε στο ερώτημα αυτό, πρέπει να αποκτήσουμε μια καλύτερη ιδέα του εσωτερικού του ατόμου.

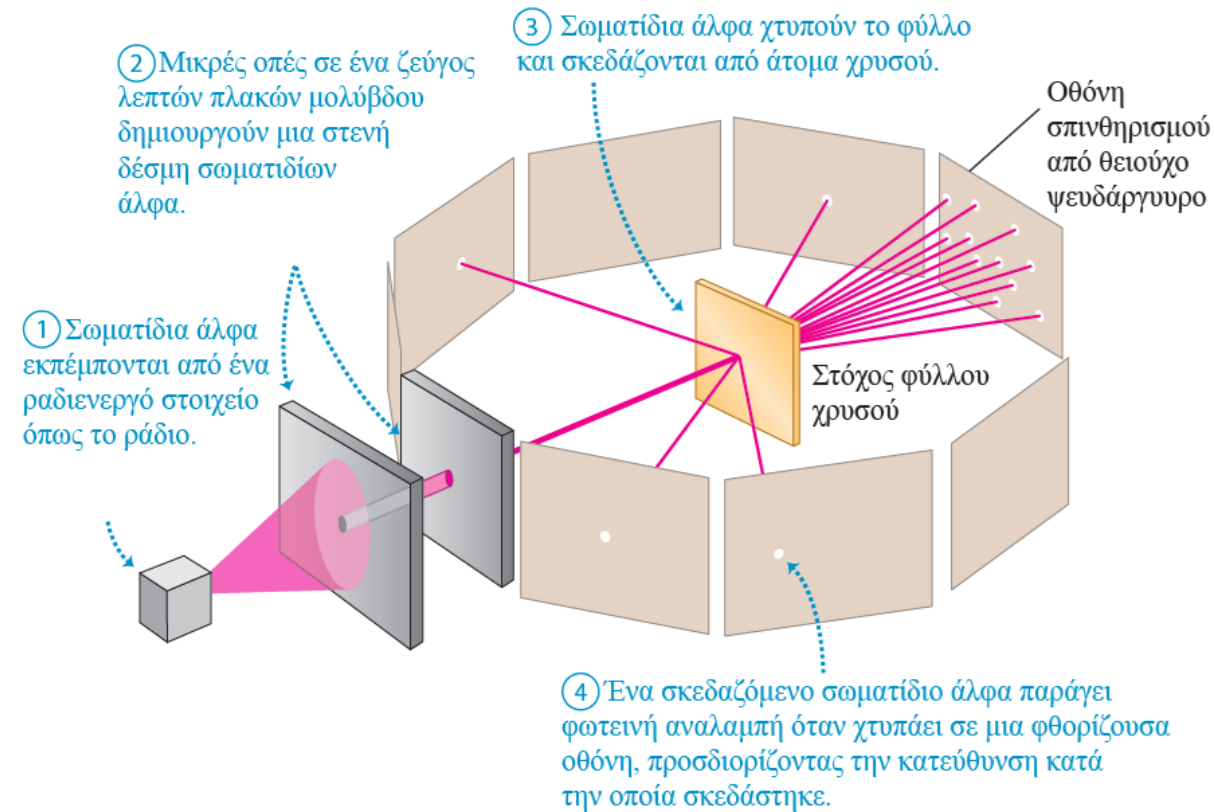
Το 1910 το καλύτερο διαθέσιμο μοντέλο ατομικής δομής ήταν αυτό που είχε αναπτυχθεί από τον Τόμσον. Οραματιζόταν το άτομο ως μια σφαίρα που αποτελούνταν από κάποια άγνωστη μέχρι τότε θετικά φορτισμένη ουσία, μέσα στην οποία τα ηλεκτρόνια ήταν ενσωματωμένα ως σταφίδες μέσα σε ένα σταφιδόψωμο.

Τα πρώτα πειράματα, σχεδιασμένα για να ελέγξουν το πρότυπο του Thomson εξερευνώντας την εσωτερική δομή του ατόμου, πραγματοποιήθηκαν την περίοδο 1910-1911 από τον Ernest Rutherford (Έρνεστ Ράδερφορντ) (Σχ. 39.10) και δύο από τους φοιτητές του, τους Hans Geiger και Ernest Marsden (Χανς Γκάιγκερ και Έρνεστ Μάρσντεν).



39.11 Τα πειράματα σκέδασης του Rutherford ερευνούσαν τι συμβαίνει στα σωματίδια άλφα που χτυπούν πάνω σε λεπτό φύλλο χρυσού. Τα αποτελέσματα του πειράματος αυτού βοήθησαν να αποκαλυφθεί η δομή των ατόμων.

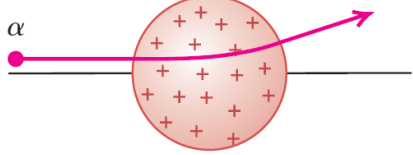
39.10 Ο Έρνεστ Ράδερφορντ (1871-1937) γεννήθηκε στη Νέα Ζηλανδία και δραστηριοποιήθηκε επαγγελματικά στην Αγγλία και τον Καναδά. Πριν διεξαγάγει τα πειράματα που θεμελίωσαν την ύπαρξη των ατομικών πυρήνων, μοιράστηκε με τον Frederick Soddy (Φρέντερικ Σόντι) το βραβείο Νομπέλ για τη Χημεία, του 1908, για την ανακάλυψη ότι η ραδιενέργεια προκύπτει από τη διάσπαση ατόμων.



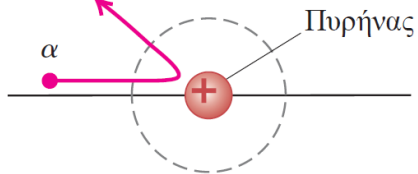
Η Εξερεύνηση του Ατόμου από τον Ράδεφορντ II

39.12 Μια σύγκριση ανάμεσα στα πρότυπα του Thomson και του Rutherford για το άτομο.

(a) Το πρότυπο του Thomson για το άτομο: Ένα σωματίδιο άλφα σκεδάζεται μόνο κατά μια μικρή γωνία από το άτομο.



(b) Το πρότυπο του Rutherford για το άτομο: Ένα σωματίδιο άλφα μπορεί να σκεδαστεί κατά μεγάλη γωνία από το συμπαγή, θετικά φορτισμένο πυρήνα (δεν σχεδιάστηκε στη σωστή κλίμακα).



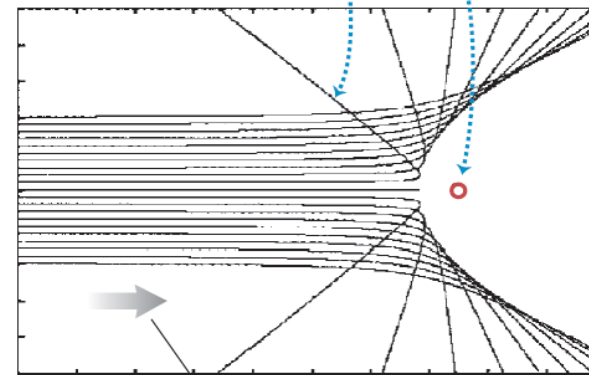
Τα αποτελέσματα των πειραμάτων του Ράδεφορντ ήταν πολύ διαφορετικά από την πρόβλεψη του Τόμσον. Μερικά σωματίδια άλφα σκεδάστηκαν κατά γωνίες που πλησίαζαν τις 180° – δηλαδή σχεδόν προς τα πίσω ώστε να έχουμε οπισθοσκέδαση (Σχ. 39.12b). Ο Ράδεφορντ έγραψε αργότερα:

Ήταν το πιο απίστευτο γεγονός που μου συνέβη σε όλη μου τη ζωή. Ήταν σχεδόν τόσο απίστευτο όσο αν πυροβολούσες ένα βλήμα 15 ιντσών πάνω σε ένα χαρτομάντιλο και αυτό γυρνούσε προς τα πίσω και σε χτυπούσε.

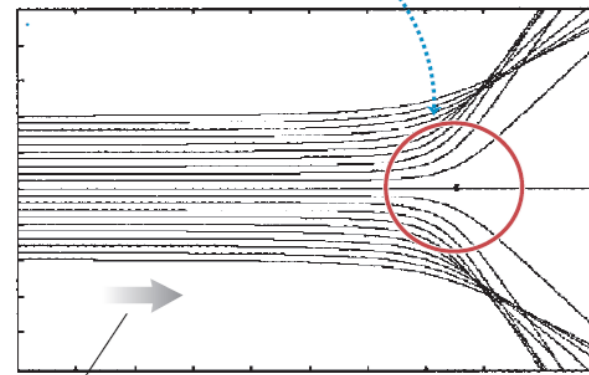
Τα πειράματά του εδραίωσαν την εικόνα ότι το άτομο έχει έναν πυρήνα – μια πολύ μικρή οντότητα με πολύ μεγάλη πυκνότητα, όχι μεγαλύτερη από 10^{-14} m σε διάμετρο. Ο πυρήνας καταλαμβάνει ένα ποσοστό περίπου ίσο με 10^{-12} μόνο του ολικού όγκου του ατόμου ή μικρότερο, αλλά **περιέχει όλο το θετικό φορτίο και τουλάχιστον το 99,95% της ολικής μάζας του ατόμου.**

39.13 Προσομοίωση με υπολογιστή της σκέδασης σωματιδίων άλφα με ενέργεια 5,0 MeV από έναν πυρήνα χρυσού. Κάθε καμπύλη δείχνει μια δυνατή τροχιά ενός σωματιδίου άλφα. (a) Οι καμπύλες σκέδασης ταιριάζουν με τα πειραματικά δεδομένα του Rutherford θεωρώντας ως ακτίνα $7,0 \times 10^{-15}$ m για τον πυρήνα χρυσού. (b) Ένα μοντέλο με πολύ μεγαλύτερη ακτίνα για τον πυρήνα χρυσού δεν συμφωνεί με τα πειραματικά δεδομένα.

(a) Πυρήνας χρυσού με ακτίνα $7,0 \times 10^{-15}$ m δίνει σκέδαση μεγάλων γωνιών.



(b) Πυρήνας με 10 φορές μεγαλύτερη ακτίνα από τον πυρήνα στο (a) δεν παρουσιάζει σκέδαση μεγάλων γωνιών.



Κατεύθυνση προσπιπτόντων σωματιδίων άλφα με ενέργεια 5,0 MeV

Η Αποτυχία της Κλασικής Φυσικής

Η ανακάλυψη του ατομικού πυρήνα από τον Ράδερφορντ έθεσε ένα σοβαρό ερώτημα: Τι απέτρεπε τα αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια από το να προσκρούσουν πάνω στον θετικά φορτισμένο πυρήνα εξαιτίας της ισχυρής ηλεκτροστατικής έλξης; Ο Ράδερφορντ πρότεινε ότι πιθανόν τα ηλεκτρόνια να **περιφέρονται σε ορισμένες κυκλικές ευσταθείς τροχιές** γύρω από τον πυρήνα, ακριβώς όπως οι πλανήτες περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο.

39.14 Η Κλασική Φυσική προβλέπει μια συμπεριφορά των ατόμων που δεν συμφωνούν με την πραγματικότητα.

ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗΝ ΚΛΑΣΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ:

- Ένα ηλεκτρόνιο σε τροχιά επιταχύνεται, άρα θα έπρεπε να εκπέμπει συνεχώς ηλεκτρομαγνητικά κύματα.
- Τα κύματα απομακρύνουν ενέργεια, άρα το ηλεκτρόνιο θα πρέπει να χάνει ενέργεια και να ακολουθεί μια σπειροειδή τροχιά όπου στο τέλος θα προσκρούσει στον πυρήνα.
- Η γωνιακή ταχύτητα του ηλεκτρονίου αυξάνεται καθώς η τροχιά του μικραίνει, άρα η συχνότητα των ακτινοβολούμενων κυμάτων θα έπρεπε να αυξάνεται.

Επομένως, η κλασική Φυσική προβλέπει ότι τα άτομα θα κατέρρεαν σε ένα κλάσμα του δευτερολέπτου και θα εξέπεμπαν φως με συνεχές φάσμα κατά τη διαδικασία.



ΣΤΗΝ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟΤΗΤΑ:

- Τα άτομα είναι σταθερά.
- Εκπέμπουν φως μόνο όταν διεγείρονται και μόνο σε συγκεκριμένες συχνότητες (όπως το γραμμικό φάσμα).

Ήταν ξεκάθαρο ότι χρειαζόταν μια ριζική επανεκτίμηση της Φυσικής στο επίπεδο του ατόμου.

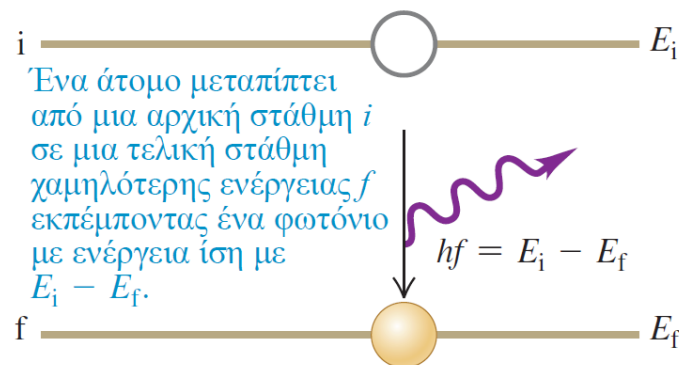
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΚΑΙ ΤΟ ΑΤΟΜΙΚΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΤΟΥ ΒΟΗΡ

Το 1913 ένας νέος Δανός φυσικός που εργαζόταν με τον Έρνεστ Ράδερφορντ στο Πανεπιστήμιο του Μάντσεστερ της Μεγάλης Βρετανίας έκανε μια επαναστατική πρόταση για να εξηγήσει και τη σταθερότητα των ατόμων και τα γραμμικά φάσματα εκπομπής και απορρόφησής τους.

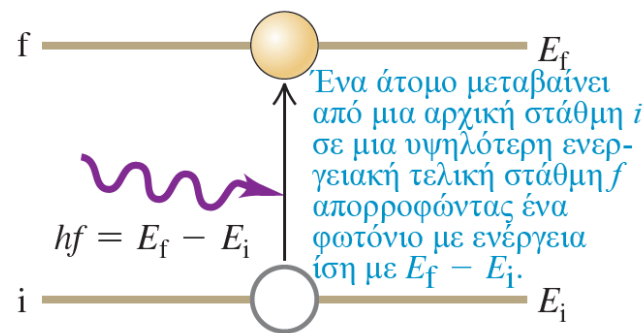
Εκπομπή και Απορρόφηση Φωτονίων από τα Άτομα

Το σκεπτικό του Μπορ ήταν το εξής: Το γραμμικό φάσμα εκπομπής ενός στοιχείου υποδεικνύει ότι τα άτομα του στοιχείου εκπέμπουν φωτόνια με κάποιες συγκεκριμένες μόνο συχνότητες f και άρα κάποιες συγκεκριμένες ενέργειες $E = hf$. Κατά την εκπομπή ενός φωτονίου, η εσωτερική ενέργεια του ατόμου αλλάζει κατά ποσό ίσο με την ενέργεια του φωτονίου. Επομένως, ο Μπορ πρότεινε ότι κάθε άτομο πρέπει να μπορεί να υπάρχει μόνο με κάποιες συγκεκριμένες τιμές εσωτερικής ενέργειας. Κάθε άτομο έχει ένα σύνολο από δυνατές **ενεργειακές στάθμες**. Ένα άτομο δεν μπορεί να έχει ενέργεια ανάμεσα σε δύο στάθμες. Υποθέστε ότι ένα άτομο ανεβαίνει, ή **διεγείρεται**, σε μια υψηλή ενεργειακή στάθμη. Σύμφωνα με τον Μπορ, ένα διεγερμένο άτομο μπορεί να κάνει μια **μετάπτωση** από μια ενεργειακή στάθμη σε μια άλλη ενεργειακά χαμηλότερη εκπέμποντας ένα φωτόνιο με ενέργεια ίση με την ενεργειακή **διαφορά** ανάμεσα στην αρχική και την τελική στάθμη (Σχ. 39.16):

39.16 Διεγερμένο άτομο εκπέμπει ένα φωτόνιο.



39.17 Άτομο που απορροφά ένα φωτόνιο. (Συγκρίνετε με Σχ. 39.16.)



Ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου

Σταθερά του Planck

Συχνότητα του φωτονίου

Μήκος κύματος του φωτονίου

Ταχύτητα του φωτός στο κενό

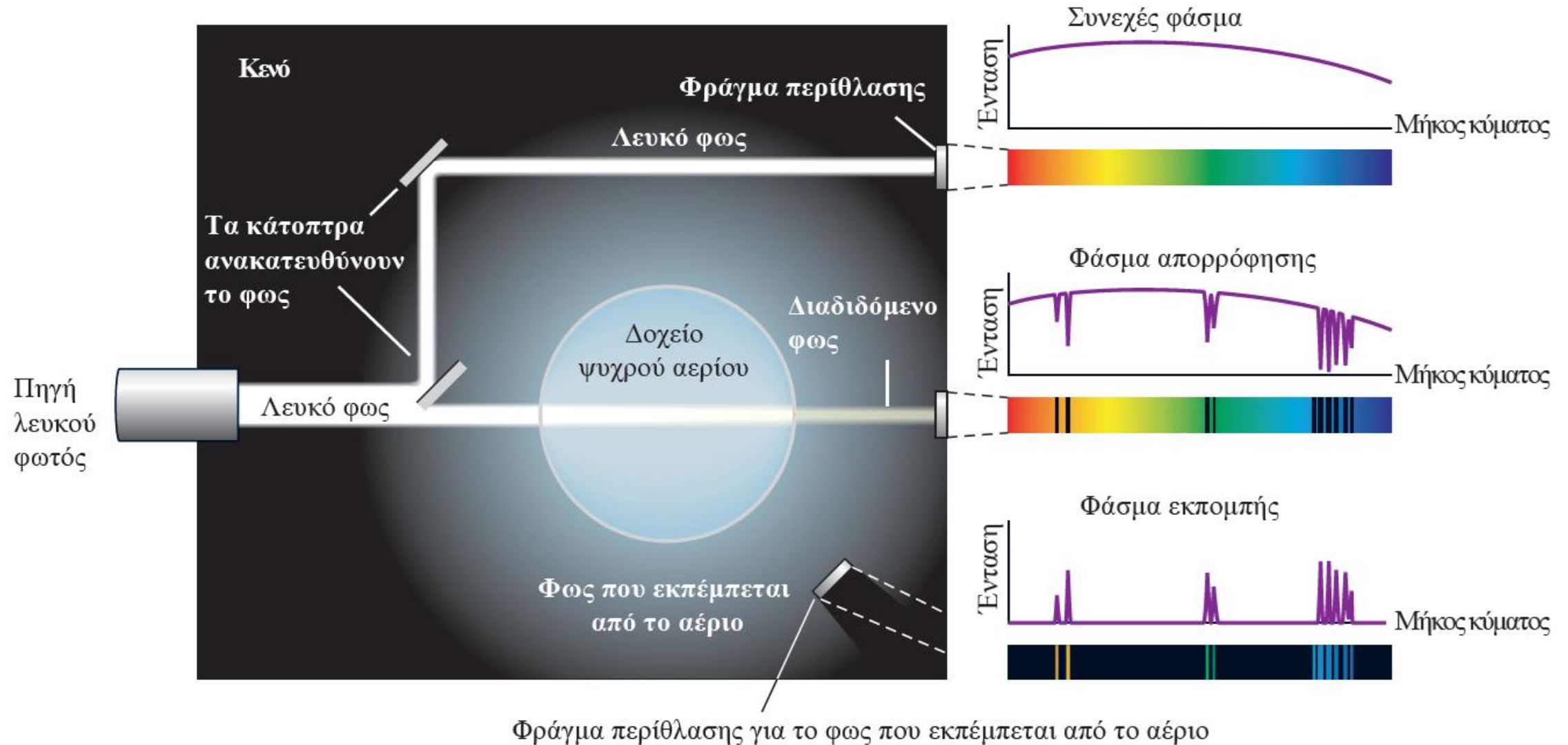
Τελική ενέργεια του ατόμου μετά τη μετάβαση

Αρχική ενέργεια του ατόμου πριν από τη μετάβαση

$$hf = \frac{hc}{\lambda} = E_i - E_f \quad (39.5)$$

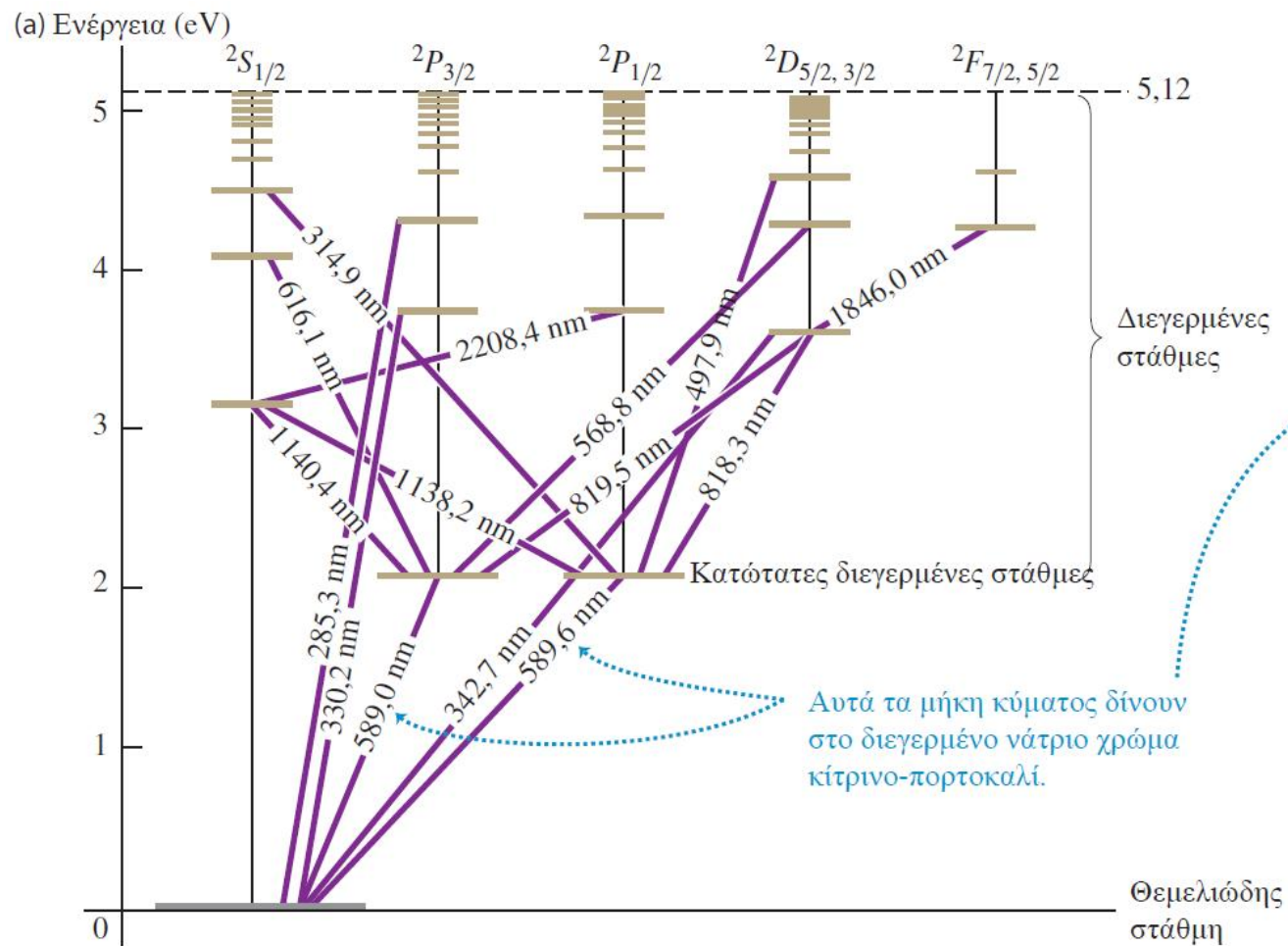
Ένα άτομο απορροφά τα ίδια μήκη κύματος που εκπέμπει.

39.18 Όταν μια δέσμη λευκού φωτός με συνεχές φάσμα διαπερνά ένα ψυχρό αέριο, το διαδιδόμενο φως δίνει ένα φάσμα απορρόφησης. Η ενέργεια του απορροφούμενου φωτός διεγείρει το αέριο και το κάνει να εκπέμψει φως το ίδιο, φως το οποίο έχει φάσμα εκπομπής.

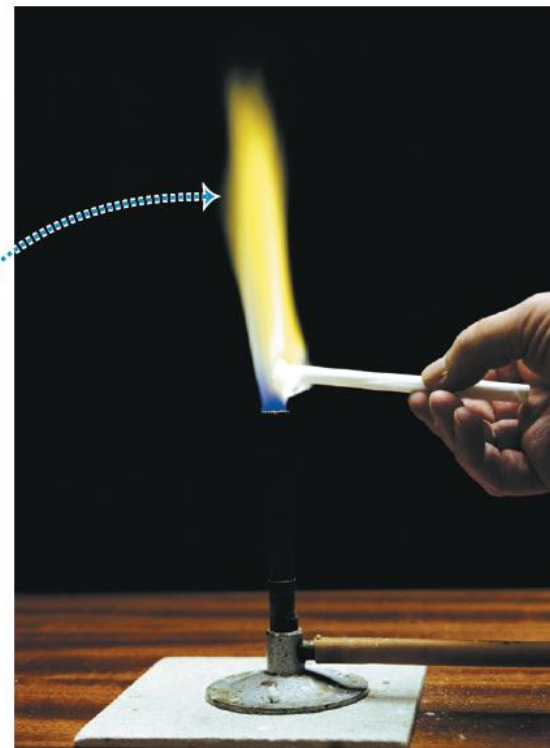


39.18 (a) Οι ενεργειακές στάθμες του ατόμου του νατρίου σε σχέση με τη θεμελιώδη στάθμη. Οι αριθμοί στις γραμμές μεταξύ των σταθμών αντιστοιχούν σε μήκη κύματος του φωτός που εκπέμπεται ή απορροφάται κατά τις μεταβάσεις ανάμεσα σε αυτά τα επίπεδα. Ο συμβολισμός της κάθε στήλης, όπως το $2S_{1/2}$, αναφέρεται σε συγκεκριμένες κβαντικές καταστάσεις του ατόμου.

(b) Όταν μια ένωση νατρίου τοποθετείται σε φλόγα, άτομα νατρίου διεγείρονται στις κατώτατες διεγερμένες στάθμες. Καθώς μεταπίπτουν στη θεμελιώδη στάθμη, τα άτομα εκπέμπουν φωτόνια χρώματος κίτρινου - πορτοκαλιού με μήκη κύματος 589,0 nm και 589,6 nm.



(b)



Το Πείραμα Franck-Hertz: Είναι οι Ενεργειακές Στάθμες Πραγματικές;

Το 1914 οι Γερμανοί φυσικοί James Franck και Gustav Hertz (Τζέιμς Φρανκ, Γκούσταφ Χερτς) απάντησαν στο ερώτημα αυτό. Οι Φρανκ και Χερτς μελετούσαν την κίνηση των ηλεκτρονίων μέσα από τους ατμούς υδραργύρου υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου. Παρατήρησαν πως, όταν η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων ήταν μεγαλύτερη από 4,9 eV, οι ατμοί εξέπεμπαν μια υπεριώδη φασματική γραμμή με μήκος κύματος 250 nm.

Υποθέστε ότι τα άτομα του υδραργύρου έχουν διεγερμένη ενεργειακή στάθμη 4,9 eV πιο πάνω από τη θεμελιώδη στάθμη. Ένα άτομο μπορεί να διεγερθεί σε αυτήν τη στάθμη αν συγκρουστεί με ένα ηλεκτρόνιο. Αργότερα, το άτομο αποδιεγείρεται με μετάβαση πίσω στη χαμηλότερη στάθμη και εκπέμπει ένα φωτόνιο. Σύμφωνα με τη σχέση για τα φωτόνια $E = hc/\lambda$, το μήκος κύματος του φωτονίου θα πρέπει να είναι

$$\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{(4,136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s})(3,00 \times 10^8 \text{ m/s})}{4,9 \text{ eV}} = 2,5 \times 10^{-7} \text{ m} = 250 \text{ nm}$$

Αυτό είναι ίσο με το μήκος κύματος που μέτρησαν οι Φρανκ και Χερτς, επιβεβαιώνοντας την ύπαρξη αυτής της ενεργειακής στάθμης στο άτομο του υδραργύρου.

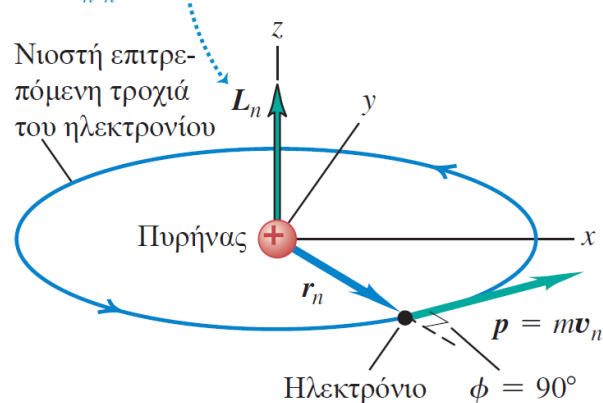
Κύματα Ηλεκτρονίων και το Μοντέλο Υδρογόνου του Bohr I

Η υπόθεση του Μπορ εδραίωσε τη σχέση μεταξύ ατομικών φασμάτων και ενεργειακών σταθμών. Από μόνη της, όμως, δεν παρείχε γενικές αρχές για την **πρόβλεψη** των ενεργειακών σταθμών ενός συγκεκριμένου ατόμου. Ο Μπορ αντιμετώπισε το πρόβλημα αυτό μόνο για την περίπτωση του πιο απλού ατόμου, του υδρογόνου, που έχει ένα μόνο ηλεκτρόνιο.

Θεώρησε αξιωματικά ότι κάθε ενεργειακή στάθμη ενός ατόμου υδρογόνου αντιστοιχεί σε μια συγκεκριμένη **σταθερή** κυκλική τροχιά του ηλεκτρονίου γύρω από τον πυρήνα. Ερχόμενος σε ρήξη με την Κλασική Φυσική, ο Μπορ θεώρησε επιπλέον ότι ένα ηλεκτρόνιο σε μια τέτοια τροχιά **δεν** ακτινοβολεί. Αντ' αυτού, ένα άτομο ακτινοβολεί ενέργεια μόνο όταν το ηλεκτρόνιο μεταβαίνει από μια τροχιά ενέργειας E_i σε μια διαφορετική τροχιά με χαμηλότερη ενέργεια E_f , εκπέμποντας κατά τη διάρκεια αυτή ένα φωτόνιο ενέργειας $hf = E_i - E_f$.

39.21 Υπολογίζοντας τη στροφορμή ενός ηλεκτρονίου σε κυκλική τροχιά γύρω από έναν πυρήνα.

Η στροφορμή L_n του τροχιακού ηλεκτρονίου είναι κάθετη στο επίπεδο της τροχιάς (καθώς θεωρούμε την αρχή των αξόνων στον πυρήνα) και έχει μέτρο $L = mv_n r_n \sin \phi = mv_n r_n \sin 90^\circ = mv_n r_n$.



Ως αποτέλεσμα ενός μάλλον πολύπλοκου επιχειρήματος βρήκε ότι το μέτρο της στροφορμής του ηλεκτρονίου είναι **κβαντωμένο**, δηλαδή το μέτρο αυτό πρέπει να είναι **ακέραιο πολλαπλάσιο του $h/2\pi$** .

Τροχιακή στροφορμή

Κύριος κβαντικός αριθμός ($n = 1, 2, 3, \dots$)

Κβάντωση της στροφορμής:

$$L_n = mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi}$$

Μάζα ηλεκτρονίου

Ταχύτητα ηλεκτρονίου

Τροχιακή ακτίνα ηλεκτρονίου

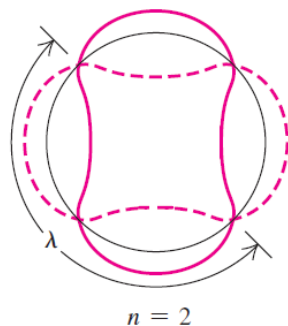
Σταθερά του Planck

(39.6)

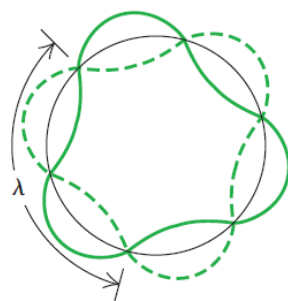
Επειδή $1 \text{ J} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2$, οι μονάδες SI της σταθεράς του Planck h , $\text{J} \cdot \text{s}$ είναι οι ίδιες με τις μονάδες SI της στροφορμής, που συνήθως γράφονται $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$.

Κύματα Ηλεκτρονίων και το Μοντέλο Υδρογόνου του Bohr II

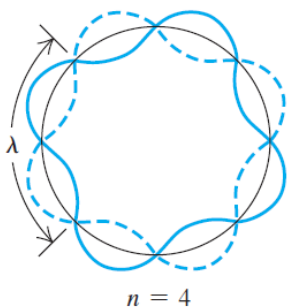
39.22 Η ιδέα της προσαρμογής ενός στάσιμου κύματος ηλεκτρονίου σε κυκλική τροχιά. Για να ενωθεί με τον εαυτό του ομαλά το κύμα, η περιφέρεια της τροχιάς πρέπει να είναι ακέραιο πλήθος n μηκών κύματος.



$n = 2$



$n = 3$



$n = 4$

Για να αιτιολογήσουμε την Εξ. (39.6), μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εικόνα του ντε Μπρογί για τα κύματα ηλεκτρονίων. Αντί να φαντάζεστε το τροχιακό ηλεκτρόνιο ως σωματίδιο που κινείται γύρω από τον πυρήνα σε κυκλικό μονοπάτι, σκεφτείτε το ως ημιτονοειδές **στάσιμο κύμα** μήκους κύματος λ που εκτείνεται γύρω από τον κύκλο. Ένα στάσιμο κύμα σε ένα σχοινί δεν εκπέμπει ενέργεια (δείτε Κεφ. 15) και τα ηλεκτρόνια στις τροχιές του Bohr δεν εκπέμπουν καθόλου ενέργεια.

Επομένως, για μια τροχιά ακτίνας r_n και περιφέρειας $2\pi r_n$, πρέπει να έχουμε $2\pi r_n = n\lambda_n$, όπου λ_n είναι το μήκος κύματος και $n = 1, 2, 3, \dots$

Συνδυάζοντας $2\pi r_n = n\lambda_n$ και $\lambda_n = h/mv_n$, βρίσκουμε $2\pi r_n = nh/mv_n$ ή

$$mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi}$$

Αυτό είναι το ίδιο με το αποτέλεσμα του Μπορ, Εξ. (39.6). Επομένως, η κβαντομηχανική εικόνα του ηλεκτρονίου οδηγεί φυσικά στην κβάντωση της τροχιακής στροφορμής του ηλεκτρονίου.

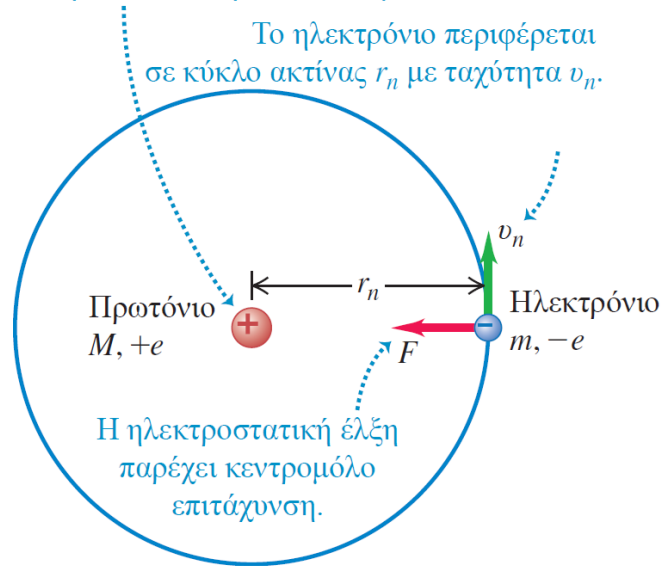
Κύματα Ηλεκτρονίων και το Μοντέλο Υδρογόνου του Bohr III

Ας θεωρήσουμε τώρα ένα μοντέλο του ατόμου του υδρογόνου που είναι νευτώνειο, αλλά ενσωματώνει την υπόθεση της κβάντωσης (Σχ. 39.23). Το άτομο αυτό αποτελείται από ένα μόνο ηλεκτρόνιο με μάζα m και φορτίο $-e$ σε κυκλική τροχιά γύρω από ένα μόνο πρωτόνιο με φορτίο $+e$. Το πρωτόνιο έχει περίπου 2000 φορές περισσότερη μάζα από το ηλεκτρόνιο, οπότε μπορούμε να υποθέσουμε ότι το πρωτόνιο δεν κινείται. Από τον νόμο του Coulomb, ο δεύτερος νόμος του Νεύτωνα δηλώνει ότι

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2} = \frac{mv_n^2}{r_n} \quad (39.7)$$

39.23 Το μοντέλο του Bohr του ατόμου υδρογόνου.

Το πρωτόνιο θεωρείται ακίνητο.



Όταν λύσουμε τις Εξ. (39.6) και (39.7) ταυτόχρονα ως προς r_n και v_n , παίρνουμε

$$r_n = \epsilon_0 \frac{n^2 h^2}{\pi m e^2} \quad (39.8)$$

Ακτίνα της νιοστής τροχιάς στο μοντέλο του Bohr

Κύριος κβαντικός αριθμός ($n = 1, 2, 3, \dots$)

Σταθερά του Planck

Μέτρο του φορτίου του ηλεκτρονίου

Μάζα ηλεκτρονίου

Ηλεκτρική σταθερά (επιτρεπτότητα του κενού)

$$v_n = \frac{1}{2\pi n} \frac{e^2}{\hbar} \quad (39.9)$$

Τροχιακή ταχύτητα στη νιοστή τροχιά στο μοντέλο του Bohr

Μέτρο του φορτίου του ηλεκτρονίου

Σταθερά του Planck

Κύριος κβαντικός αριθμός ($n = 1, 2, 3, \dots$)

Ηλεκτρική σταθερά (επιτρεπτότητα του κενού)

$$r_n = n^2 a_0 \quad (39.11)$$

Ακτίνα της νιοστής τροχιάς στο μοντέλο του Bohr

Ακτίνα του Bohr

Κύριος κβαντικός αριθμός ($n = 1, 2, 3, \dots$)

$$a_0 = \epsilon_0 \frac{h^2}{\pi m e^2} \quad (\text{ακτίνα του Bohr}) \quad (39.10)$$

$$a_0 = \frac{(8,854 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2)(6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})^2}{\pi(9,109 \times 10^{-31} \text{ kg})(1,602 \times 10^{-19} \text{ C})^2} = 5,29 \times 10^{-11} \text{ m}$$

Ενεργειακές Στάθμες Υδρογόνου στο Μοντέλο του Bohr I

Κινητικές και δυναμικές ενέργειες K_n και U_n όταν το ηλεκτρόνιο βρίσκεται στην τροχιά με κβαντικό αριθμό n :

$$K_n = \frac{1}{2} m v_n^2 = \frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{m e^4}{8 n^2 h^2} \quad \begin{array}{l} \text{(κινητικές ενέργειες} \\ \text{στο μοντέλο του Bohr)} \end{array} \quad (39.12)$$

$$U_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{m e^4}{4 n^2 h^2} \quad \begin{array}{l} \text{(δυναμικές ενέργειες} \\ \text{στο μοντέλο του Bohr)} \end{array} \quad (39.13)$$

Η ηλεκτρική δυναμική ενέργεια είναι αρνητική διότι πήραμε την τιμή της να είναι μηδέν όταν το ηλεκτρόνιο είναι απείρως μακριά από τον πυρήνα. Η ολική ενέργεια E_n είναι το άθροισμα των κινητικών και δυναμικών ενεργειών:

$$E_n = K_n + U_n = -\frac{1}{\epsilon_0^2} \frac{m e^4}{8 n^2 h^2} \quad \begin{array}{l} \text{(ολικές ενέργειες} \\ \text{στο μοντέλο του Bohr)} \end{array} \quad (39.14)$$

Η εξίσωση αυτή δίνει τις **ενεργειακές στάθμες** του ατόμου του υδρογόνου στο μοντέλο του Bohr. Κάθε ξεχωριστή τροχιά αντιστοιχεί σε μια ξεχωριστή ενεργειακή στάθμη. Βολεύει να ξαναγράψουμε την Εξ. (39.14) για τις ενέργειες ως

Diagram illustrating the components of the energy equation (39.15):

$$E_n = -\frac{hcR}{n^2}, \quad \text{όπου} \quad R = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \quad (39.15)$$

Labels and arrows pointing to the equation:

- Ολική ενέργεια για τη νιοστή τροχιά στο μοντέλο του Bohr (points to E_n)
- Σταθερά του Planck (points to h)
- Ταχύτητα του φωτός στο κενό (points to c)
- Μάζα ηλεκτρονίου (points to m)
- Μέτρο του φορτίου του ηλεκτρονίου (points to e^4)
- Κύριος κβαντικός αριθμός ($n = 1, 2, 3, \dots$) (points to n^2)
- Σταθερά Rydberg (points to R)
- Ηλεκτρική σταθερά (points to ϵ_0)

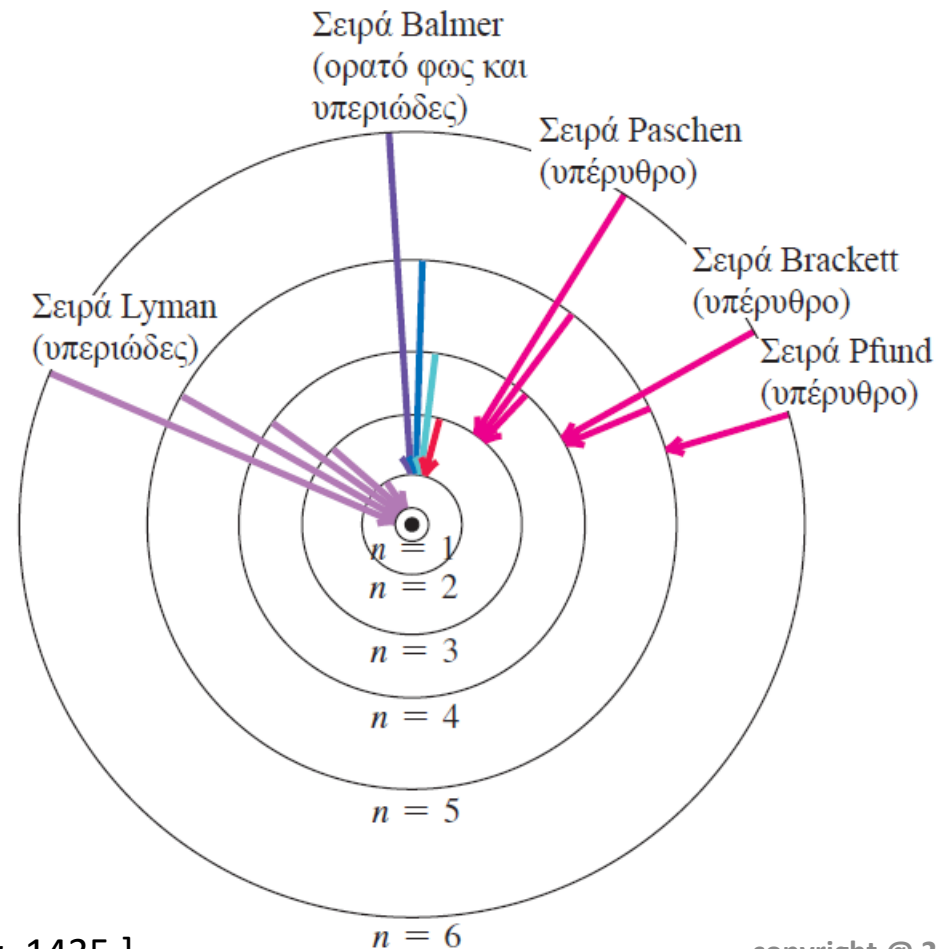
Η ποσότητα R στην Εξ. (39.15) ονομάζεται **σταθερά του Rydberg** [προς τιμήν του Σουηδού φυσικού Johannes Rydberg (Γιοχάνες Ρίντμπεργκ, 1854-1919)], ο οποίος πρωτοπόρησε με το έργο του στο φάσμα του υδρογόνου).

Ανεξάρτητα από τη θεωρία του Μπορ, βρίσκουμε ότι $R = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$.

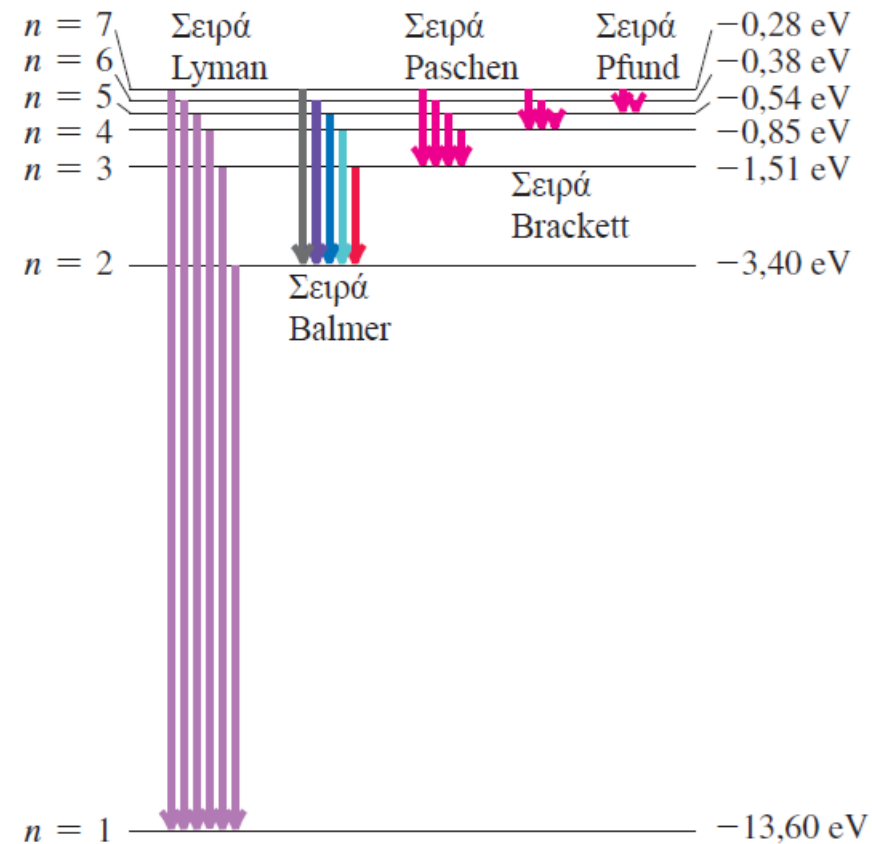
Ενεργειακές Στάθμες Υδρογόνου στο Μοντέλο του Bohr II

39.24 Δύο τρόποι αναπαράστασης των ενεργειακών σταθμών του ατόμου του υδρογόνου και των μεταβάσεων μεταξύ τους. Σημειώστε ότι η ακτίνα της νιοστής επιτρεπόμενης τροχιάς είναι στην πραγματικότητα n^2 φορές η ακτίνα της τροχιάς $n = 1$.

(a) Επιτρεπόμενες τροχιές ενός ηλεκτρονίου στο μοντέλο του Bohr για το άτομο του υδρογόνου (όχι σε κλίμακα). Τα βέλη υποδεικνύουν τις μεταβάσεις που ευθύνονται για κάποιες από τις γραμμές διαφόρων σειρών.



(b) Διάγραμμα ενεργειακών σταθμών για το υδρογόνο, που δείχνει μερικές μεταβάσεις που αντιστοιχούν στις διάφορες σειρές.



Ενεργειακές Στάθμες Υδρογόνου στο Μοντέλο του Bohr III

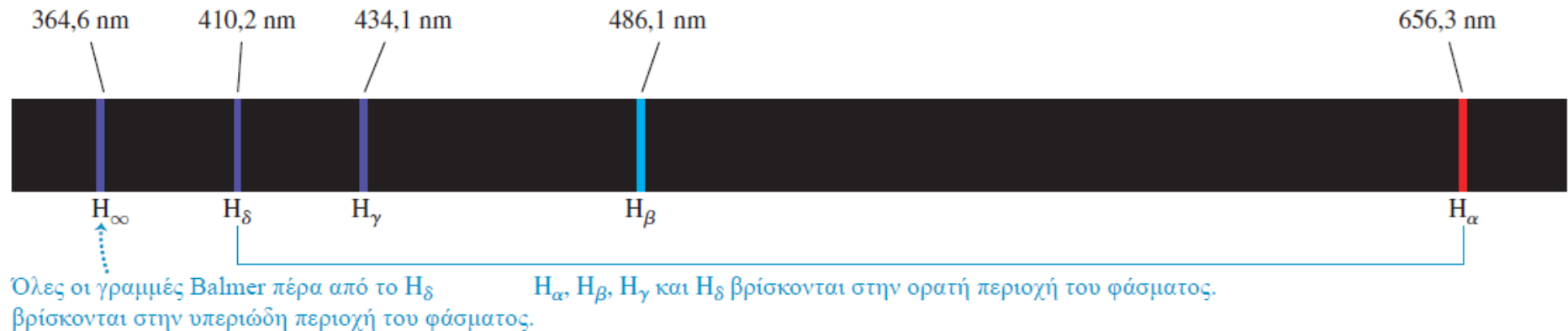
Θεωρήστε μια μετάπτωση από την τροχιά n_U (για την «upper») στην τροχιά n_L (για τη «lower»), με $n_L < n_U$ – ή, ισοδύναμα, από τη στάθμη n_U σε μια χαμηλότερη στάθμη n_L . Τότε η ενέργεια hc/λ του εκπεμπόμενου φωτονίου με μήκος κύματος λ είναι ίση με $E_{n_U} - E_{n_L}$.

Λύνουμε ως προς το μήκος κύματος του φωτονίου.

$$\frac{hc}{\lambda} = E_{n_U} - E_{n_L} = \left(-\frac{hcR}{n_U^2} \right) - \left(-\frac{hcR}{n_L^2} \right) = hcR \left(\frac{1}{n_L^2} - \frac{1}{n_U^2} \right) \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_L^2} - \frac{1}{n_U^2} \right) \quad \begin{array}{l} \text{(μήκη κύματος υδρογόνου στο μοντέλο} \\ \text{του Bohr, } n_L < n_U) \end{array} \quad (39.16)$$

Η Εξ. (39.16) είναι μια *θεωρητική πρόβλεψη* των μηκών κύματος που βρίσκονται στο γραμμικό φάσμα *εκπομπής* των ατόμων υδρογόνου.

39.25 Η σειρά Balmer των φασματικών γραμμών για το ατομικό υδρογόνο.



Η εξίσωση προβλέπει και τα μήκη κύματος που βρίσκονται στο γραμμικό φάσμα *απορρόφησης* του υδρογόνου. Αυτές οι θεωρητικές προβλέψεις βρίσκονται εντός του 0,1 % των παρατηρούμενων μηκών κύματος του υδρογόνου!

Ένας επιπρόσθετος έλεγχος του μοντέλου του Bohr είναι η τιμή που προβλέπει για την *ενέργεια ιονισμού* του ατόμου υδρογόνου. Αυτή είναι η ενέργεια που απαιτείται για την πλήρη απομάκρυνση του ηλεκτρονίου από το άτομο.

Η ενέργεια που πρέπει να προστεθεί στο άτομο είναι $E_\infty - E_1 = 0 - E_1 = -E_1$ ίση με 13,606 eV. Η ενέργεια ιονισμού μπορεί επίσης να μετρηθεί απευθείας. Οι δύο αυτές τιμές συμφωνούν στο επίπεδο του 0,1 %.

Πυρηνική Κίνηση και Ανηγμένη Μάζα Ενός Ατόμου

Υδρογονοειδή Άτομα

Τόσο το πρωτόνιο όσο και το ηλεκτρόνιο κινούνται σε κυκλικές τροχιές γύρω από το κοινό **κέντρο μάζας** τους (Κεφ. 8), όπως φαίνεται στο Σχ. 39.26. Προκύπτει ότι η κίνηση αυτή μπορεί να συνυπολογιστεί στη θεωρητική ανάλυση του προβλήματος πολύ απλά, χρησιμοποιώντας στις εξισώσεις του Bohr όχι τη μάζα του ηλεκτρονίου, m , αλλά μια ποσότητα που ονομάζεται **ανηγμένη μάζα** m_r του συστήματος. Οι προβλεπόμενες τιμές συμφωνούν πολύ καλά με τις μετρούμενες.

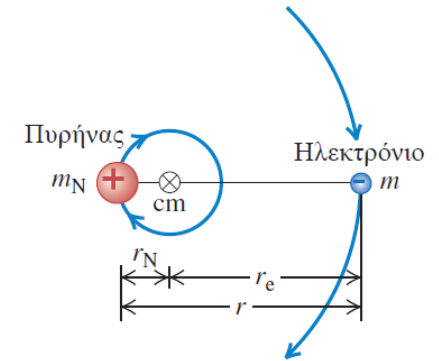
Σε ένα άτομο δευτερίου, το οποίο ονομάζεται και **βαρύ υδρογόνο**, ο πυρήνας δεν είναι μόνον ένα πρωτόνιο, αλλά αποτελείται από ένα πρωτόνιο και ένα νετρόνιο που συνδέονται μεταξύ τους για να σχηματίσουν ένα σύνθετο σώμα, το **δευτερόνιο**. Η μικρή μετατόπιση που προκαλείται στα μήκη κύματος οδήγησε τον Harold Urey (Χάρολντ Γιούρι) στην ανακάλυψη του δευτερίου το 1932, ένα επίτευγμα για το οποίο τιμήθηκε το 1934 με το βραβείο Νομπέλ στη Χημεία.

Το πρότυπο του Bohr μπορεί να επεκταθεί και σε άλλα άτομα με ένα ηλεκτρόνιο, όπως το απλά ιονισμένο ήλιο (He^+), το διπλά ιονισμένο λίθιο (Li^{2+}) κ.ο.κ. Τέτοια άτομα ονομάζονται **υδρογονοειδή άτομα**. Σε τέτοια άτομα, το φορτίο του πυρήνα δεν είναι e αλλά Ze , όπου Z είναι ο **ατομικός αριθμός**, που είναι ίσος με τον αριθμό των πρωτονίων στον πυρήνα. Το αποτέλεσμα αυτής της αλλαγής στην ανάλυση που προηγήθηκε είναι η αντικατάσταση του e^2 με το Ze^2 παντού.

Κριτική του μοντέλου του Bohr

- Το πρότυπο του Bohr ανέδειξε τόσα νέα ερωτήματα όσα και απάντησε.
- Συνδύασε στοιχεία της Κλασικής Φυσικής με νέα αξιώματα που δεν ήταν σύμφωνα με τις κλασικές ιδέες.
- Οι γωνιακές ταχύτητες του ηλεκτρονίου δεν ήταν οι ίδιες με τις γωνιακές συχνότητες της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, κάτι που βρίσκεται σε αντίθεση με την Κλασική Ηλεκτροδυναμική.
- Απόπειρες να επεκταθεί το πρότυπο και σε άτομα με δύο ή περισσότερα ηλεκτρόνια δεν ήταν επιτυχείς.
- Ένα ηλεκτρόνιο που κινείται σε μια από τις κυκλικές τροχιές του Bohr αποτελεί έναν ρευματοφόρο βρόχο και θα έπρεπε να έχει μαγνητική ροπή (δείτε Κεφ. 27). Εντούτοις, ένα άτομο υδρογόνου στη θεμελιώδη του κατάσταση **δεν** έχει μαγνητική ροπή λόγω της τροχιακής του κίνησης.

39.26 Ο πυρήνας και το ηλεκτρόνιο περιφέρονται γύρω από το κοινό τους κέντρο μάζας (cm). Η απόσταση r_N έχει μεγεθυνθεί για σαφήνεια: για το κοινό υδρογόνο, στην πραγματικότητα είναι ίση με $r_e/1836,2$.

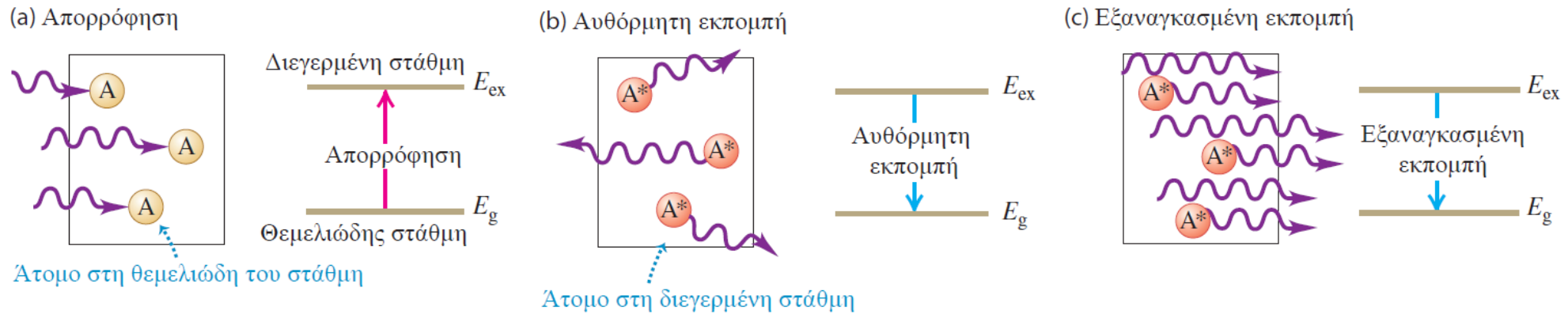


ΤΟ ΛΕΪΖΕΡ

Αυθόρμητη και Εξαναγκασμένη Εκπομπή

Το **λέιζερ** είναι μια πηγή φωτός που παράγει μια δέσμη σχεδόν μονοχρωματικού φωτός με υψηλό βαθμό συμφωνίας, ως αποτέλεσμα συντονισμένης εκπομπής από πολλά άτομα. Το όνομα «λέιζερ» (laser) είναι αρκτικόλεξο από τα αρχικά γράμματα των λέξεων «light amplification by stimulated emission of radiation», «**ενίσχυση φωτός μέσω εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας**».

39.28 Τρία είδη αλληλεπίδρασης ανάμεσα σε ένα άτομο και ηλεκτρομαγνητικά κύματα.



Θεωρήστε ένα αέριο ατόμων μέσα σε ένα διαφανές δοχείο. Κάθε άτομο βρίσκεται αρχικά στη θεμελιώδη του στάθμη ενέργειας E_g και έχει επίσης μια διεγερμένη στάθμη ενέργειας E_{ex} . Αν ρίξουμε φως συχνότητας f στο δοχείο, ένα άτομο μπορεί να απορροφήσει ένα από τα φωτόνια, εφόσον η ενέργεια φωτονίου $E = hf$ είναι ίση με την ενεργειακή διαφορά $E_{ex} - E_g$ μεταξύ των σταθμών. Λίγο αργότερα, τα διεγερμένα άτομα (τα οποία συμβολίζουμε με A^*) επιστρέφουν στη θεμελιώδη κατάσταση εκπέμποντας το καθένα ένα φωτόνιο της ίδιας συχνότητας με αυτό που αρχικά απορρόφησαν (Σχ. 39.28b). Η διεργασία αυτή ονομάζεται **αυθόρμητη εκπομπή**. Η κατεύθυνση και η φάση του κάθε αυθόρμητα εκπεμπόμενου φωτονίου είναι τυχαία. Στην **εξαναγκασμένη εκπομπή** (Σχ. 39.28c) κάθε φωτόνιο προσπίπτει σε ένα ήδη διεγερμένο άτομο. Με κάποια διαδικασία συντονισμού, το φωτόνιο αυτό αναγκάζει το άτομο να εκπέμψει ένα άλλο φωτόνιο με την ίδια συχνότητα, την ίδια κατεύθυνση, την ίδια φάση και την ίδια πόλωση με αυτά του προσπίπτοντος φωτονίου, το οποίο μένει αναλλοίωτο από την όλη διεργασία.

Ενεργειακή στάθμη και κατάσταση

Ένα σύστημα μπορεί να διαθέτει περισσότερους του ενός τρόπους για να βρεθεί σε μια συγκεκριμένη ενεργειακή στάθμη· ο καθένας από αυτούς τους διαφορετικούς τρόπους είναι μια διαφορετική **κατάσταση**. Το άτομο του υδρογόνου στην πραγματικότητα έχει δύο θεμελιώδεις καταστάσεις για την ενεργειακή στάθμη των $-13,60$ eV, οκτώ διεγερμένες καταστάσεις για την ενεργειακή στάθμη των $-3,40$ eV, κ.ο.κ.

Η συνάρτηση κατανομής Maxwell-Boltzmann (δείτε Κεφ. 18) καθορίζει τον αριθμό ατόμων σε μια συγκεκριμένη ενεργειακή στάθμη σε ένα αέριο. Σύμφωνα με αυτήν, **όταν ένα σύστημα βρίσκεται σε θερμική ισορροπία σε απόλυτη θερμοκρασία T , ο αριθμός n_i των ατόμων σε μια κατάσταση με ενέργεια E_i ισούται με $Ae^{-E_i/kT}$, όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann και A είναι μια άλλη σταθερά που καθορίζεται από τον ολικό αριθμό των ατόμων στο αέριο.**

Αν E_g είναι η ενέργεια της θεμελιώδους κατάστασης και E_{ex} η ενέργεια μιας διεγερμένης κατάστασης, ο λόγος των αριθμών των ατόμων στις δύο καταστάσεις είναι

$$\frac{n_{ex}}{n_g} = \frac{Ae^{-E_{ex}/kT}}{Ae^{-E_g/kT}} = e^{-(E_{ex}-E_g)/kT} \quad (39.18)$$

Το ποσοστό των ατόμων σε μια κατάσταση με ενέργεια κατά $2,0$ eV μεγαλύτερη από την ενέργεια της θεμελιώδους είναι εξαιρετικά μικρό, ακόμη και στην υψηλή θερμοκρασία των 3000 K, είναι

$$e^{-(E_{ex}-E_g)/kT} = e^{-7,73} = 0,00044$$

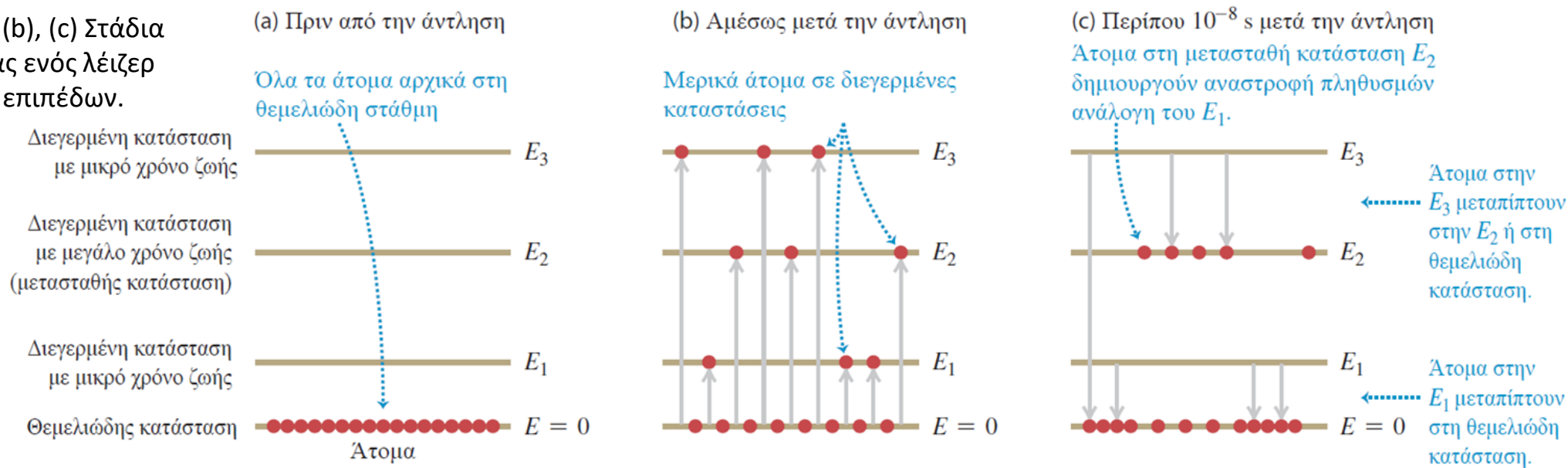
Σε οποιαδήποτε λογική τιμή της θερμοκρασίας δεν υπάρχουν αρκετά άτομα σε διεγερμένες καταστάσεις ώστε να επιτευχθεί αξιόλογος ρυθμός εξαναγκασμένης εκπομπής από αυτές τις στάθμες.

Στάδια λειτουργίας ενός λέιζερ τεσσάρων επιπέδων.

Για να κατασκευάσουμε ένα λέιζερ, πρέπει να προάγουμε την εξαναγκασμένη εκπομπή αυξάνοντας τον αριθμό ατόμων στις διεγερμένες καταστάσεις.

Απαιτείται η δημιουργία μιας κατάστασης **μη ισορροπίας**, στην οποία ο αριθμός των ατόμων σε μια κατάσταση υψηλότερης ενέργειας είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό αυτών που βρίσκονται σε μια κατάσταση χαμηλότερης ενέργειας. Μια τέτοια κατάσταση ονομάζεται **πληθυσμιακή αναστροφή**. Τότε, ο ρυθμός με τον οποίο ακτινοβολείται ενέργεια λόγω εξαναγκασμένης εκπομπής μπορεί να *υπερβεί* τον ρυθμό απορρόφησης και το σύστημα δρα συνολικά ως **πηγή** ακτινοβολίας, με ενέργεια φωτονίων ίση με E . Μπορούμε να επιτύχουμε πληθυσμιακή αναστροφή ξεκινώντας από άτομα που έχουν κατάλληλες διεγερμένες καταστάσεις.

39.29 (a), (b), (c) Στάδια λειτουργίας ενός λέιζερ τεσσάρων επιπέδων.

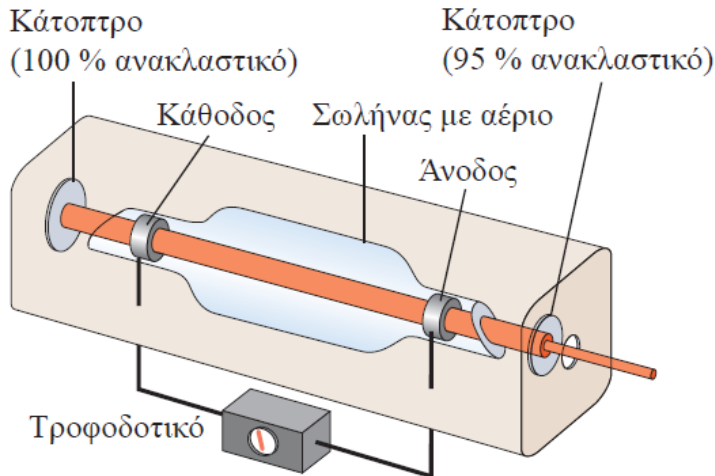


Ένα λέιζερ που χρησιμοποιεί υλικό με ενεργειακές στάθμες έως και αυτές ονομάζεται **λέιζερ τεσσάρων επιπέδων**. Για να λειτουργήσει το λέιζερ, οι καταστάσεις των ενεργειών E_1 και E_3 πρέπει να έχουν τους συνήθεις βραχείς χρόνους ζωής των περίπου 10^{-8} s, ενώ η κατάσταση της ενέργειας E_2 πρέπει να έχει έναν ασυνήθιστα μεγάλο χρόνο ζωής, γύρω στα 10^{-3} s. Μια τέτοια μακροχρόνια **μετασταθής κατάσταση** μπορεί να υπάρξει. Η μετασταθής κατάσταση είναι αυτή που θέλουμε να γεμίσουμε.

Ενισχύοντας την Εξαναγκασμένη Εκπομπή: Πληθυσμιακές Αναστροφές

Για να προκαλέσουμε πληθυσμιακή αναστροφή, **αντλούμε** το υλικό για να διεγείρουμε τα άτομά του από τη θεμελιώδη στάθμη στις καταστάσεις με ενέργειες E_1 , E_2 και E_3 (Σχ. 39.29b). Αν τα άτομα είναι άτομα αερίου, αυτό μπορούμε να το κάνουμε εισάγοντας δύο ηλεκτρόδια μέσα στο δοχείο αερίου. Όταν εφαρμοστεί μια επαρκώς μεγάλη τάση στα ηλεκτρόδια, προκαλείται ηλεκτρική εκκένωση. Οι συγκρούσεις ανάμεσα στα ιονισμένα άτομα και τα ηλεκτρόνια που φέρουν το ρεύμα εκκένωσης προκαλούν τη διέγερση των ατόμων προς τις διάφορες ενεργειακές καταστάσεις. Εντός 10^{-8} s τα άτομα που διεγείρονται στις καταστάσεις E_1 και E_3 υφίστανται αυθόρμητη εκπομπή φωτονίων, επομένως οι καταστάσεις αυτές καταλήγουν να χάνουν τον πληθυσμό τους. Τα άτομα όμως συσσωρεύονται στη μετασταθή κατάσταση με ενέργεια E_2 .

(d) Σχηματικό διάγραμμα ενός λέιζερ αερίου



39.29 (d) Το φως που εκπέμπεται από άτομα τα οποία μεταπίπτουν αυθόρμητα από την κατάσταση E_2 στην E_1 ανακλάται μεταξύ κατόπτρων, άρα συνεχίζει να εξαναγκάζει την εκπομπή και προκαλεί τη δημιουργία σύμφωνου φωτός. Το ένα κάτοπτρο επιτρέπει μερική διέλευση και αφήνει τη φωτεινή δέσμη μεγάλης έντασης να διαφύγει.

ΣΥΝΕΧΗ ΦΑΣΜΑΤΑ I

Η θερμή ύλη στη συμπυκνωμένη κατάσταση –στερεά ή υγρή– (στην οποία τα άτομα βρίσκονται κοντά μεταξύ τους) σχεδόν πάντοτε εκπέμπει ακτινοβολία με **συνεχή** κατανομή των μηκών κύματος και όχι ένα γραμμικό φάσμα.

Η ιδανική επιφάνεια για την **εκπομπή** φωτός με συνεχές φάσμα είναι μια επιφάνεια που επίσης **απορροφά** όλα τα μήκη κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Μια τέτοια ιδανική επιφάνεια λέγεται **μέλαν σώμα** διότι θα εμφανιζόταν κατάμαυρη όταν φωτιζόταν· δεν θα αντανακλούσε καθόλου φως. Η ακτινοβολία συνεχούς φάσματος που εκπέμπει ένα μέλαν σώμα ονομάζεται **ακτινοβολία μέλανος σώματος**.

Μια καλή προσέγγιση για το μέλαν σώμα είναι ένα κοίλο κουτί με ένα μικρό άνοιγμα στο ένα τοίχωμα (Σχ.39.30).

Μέχρι το 1900 η ακτινοβολία μέλανος σώματος είχε μελετηθεί εκτενώς και είχαν καθοριστεί τρία χαρακτηριστικά του.

Το πρώτο είναι ότι η ολική ένταση I (ο μέσος ρυθμός με τον οποίο ακτινοβολείται ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας ή η μέση ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας) που εκπέμπεται από την επιφάνεια ενός ιδανικού εκπομπού σε απόλυτη θερμοκρασία T είναι ανάλογη προς την τέταρτη δύναμη της απόλυτης θερμοκρασίας. Αυτός είναι ο **νόμος των Stefan-Boltzmann** (Στέφαν-Μπόλτσμαν):

$$\text{Νόμος των Stefan-Boltzmann για το μέλαν σώμα: } I = \sigma T^4 \quad (39.19)$$

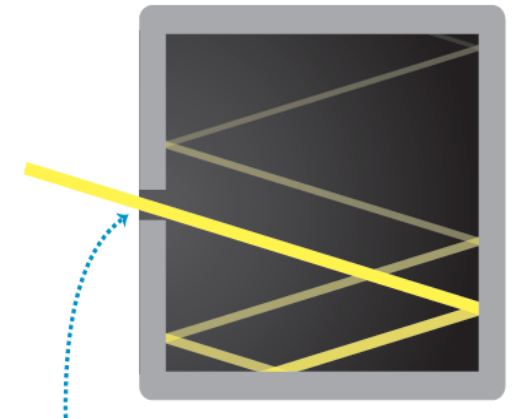
Ένταση ακτινοβολίας από το μέλαν σώμα
Απόλυτη θερμοκρασία του μέλανος σώματος
Σταθερά των Stefan-Boltzmann

Σε μονάδες SI η τιμή της σταθεράς σ είναι

$$\sigma = 5,670373(21) \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$$

39.30 Ένα κοίλο κουτί με μικρό άνοιγμα συμπεριφέρεται ως μέλαν σώμα. Όταν το κουτί θερμανθεί, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που βγαίνει από το άνοιγμα έχει το φάσμα ενός μέλανος σώματος.

Κοίλο κουτί με μικρό άνοιγμα
(διατομή)



Φως που εισέρχεται στο κουτί σταδιακά απορροφάται. Επομένως το κουτί προσεγγίζει ένα τέλειο μέλαν σώμα.

ΣΥΝΕΧΗ ΦΑΣΜΑΤΑ II

Το δεύτερο είναι ότι η ένταση δεν είναι ομοιόμορφα κατανομημένη σε όλα τα μήκη κύματος. Η κατανομή της μπορεί να μετρηθεί και να περιγραφεί από την ένταση ανά μονάδα διαστήματος μήκους κύματος $I(\lambda)$, η οποία ονομάζεται **φασματική κατανομή αφετικής ικανότητας** (ως προς το μήκος κύματος λ). Επομένως, $I(\lambda) d\lambda$ είναι η ένταση που αντιστοιχεί σε μήκη κύματος μεταξύ λ και $\lambda + d\lambda$. Το Σχ. 39.32 δείχνει τις φασματικές κατανομές αφετικής ικανότητας $I(\lambda)$ που μετρήθηκαν σε τρεις διαφορετικές θερμοκρασίες για την ακτινοβολία μέλανος σώματος. Καθεμία έχει ένα μήκος κύματος κορυφής λ_m , στο οποίο η εκπεμπόμενη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας ανά μονάδα διαστήματος μήκους κύματος είναι μέγιστη.

Το πείραμα δείχνει ότι το λ_m είναι αντιστρόφως ανάλογο της θερμοκρασίας T , οπότε το γινόμενο τους είναι σταθερό και ίσο με $2,90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$. Αυτό το αποτέλεσμα ονομάζεται **νόμος μετατόπισης του Wien** (Βίν):

Νόμος μετατόπισης του Wien για το μέλαν σώμα:

$$\lambda_m T = 2,90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (39.21)$$

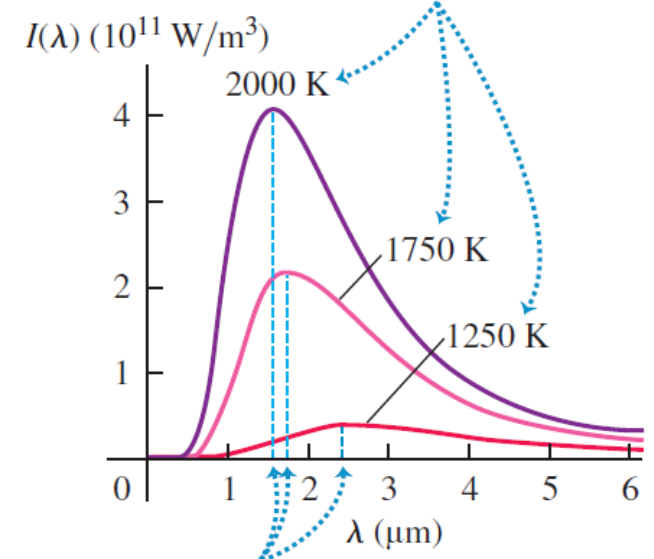
Μέγιστο μήκος κύματος στην καμπύλη φασματικής εκπομπής
Απόλυτη θερμοκρασία του μέλανος σώματος

Η **ολική** ένταση I , που δίνεται από την Εξ. (39.19), είναι το **ολοκλήρωμα** της συνάρτησης κατανομής $I(\lambda)$ για όλα τα μήκη κύματος, που είναι ίσο με το εμβαδόν της επιφάνειας κάτω από την καμπύλη του $I(\lambda)$ ως συνάρτηση του λ .

Τρίτον, τα πειράματα δείχνουν ότι το **σχήμα** της καμπύλης της συνάρτησης κατανομής είναι το ίδιο για όλες τις θερμοκρασίες.

39.32 Οι γραφικές παραστάσεις δείχνουν τη φασματική κατανομή αφετικής ικανότητας $I(\lambda)$ για την ακτινοβολία από ένα μέλαν σώμα σε τρεις διαφορετικές θερμοκρασίες.

Καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία, η κορυφή της καμπύλης μεγαλώνει και μετακινείται προς μικρότερα μήκη κύματος.



Οι διακεκομμένες κατακόρυφες μπλε γραμμές δείχνουν τις τιμές του λ_m στην Εξ. (39.21) για καθεμία από τις θερμοκρασίες.

Ο Πλανκ και η Κβαντική Υπόθεση I

Κατά τη διάρκεια της τελευταίας δεκαετίας του 19ου αιώνα, έγιναν πολλές προσπάθειες για να αναπαραχθούν τα εμπειρικά αυτά αποτελέσματα π.χ. ο Άγγλος φυσικός λόρδος Rayleigh (Ρέιλι) εξέτασε θεωρητικά τη συμπεριφορά του φωτός μέσα σε ένα ορθογώνιο κουτί με τελείως ανακλαστικές επιφάνειες όπως αυτό που φαίνεται στο Σχ. 39.30. Μέσα σε ένα τέτοιο κουτί μπορούν να υπάρξουν, για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, μια σειρά από *δυνατούς κανονικούς τρόπους ταλάντωσης*. Το αποτέλεσμα του έδινε, όμως, π.χ. άπειρη εκπεμπόμενη ακτινοβολία.

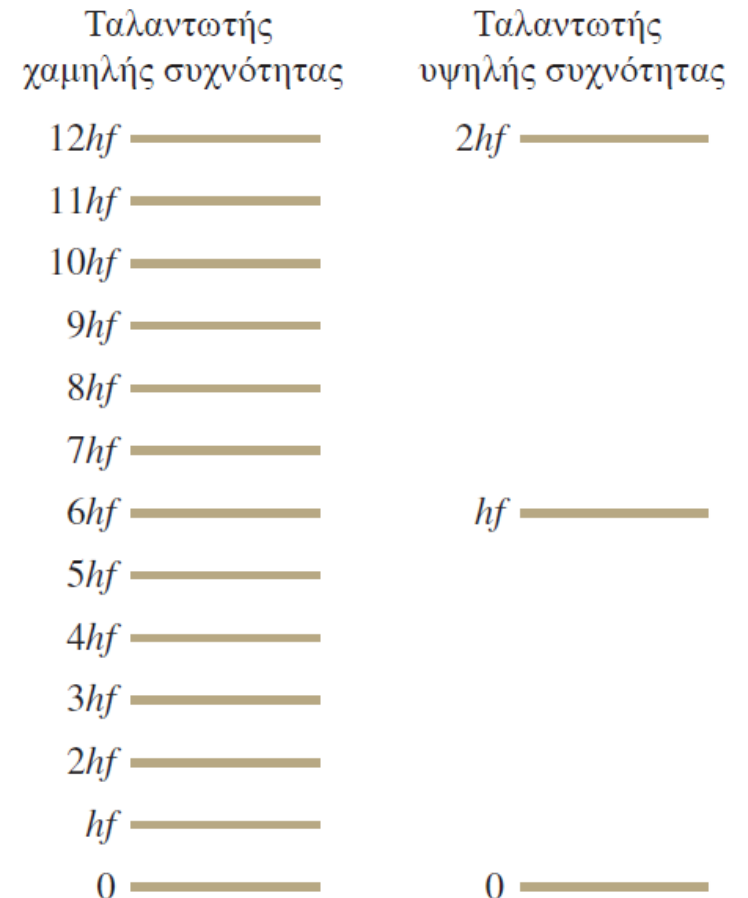
Τελικά, το 1900, ο Γερμανός φυσικός Max Planck (Μαξ Πλανκ) κατόρθωσε να εξαγάγει μια συνάρτηση, η οποία τώρα είναι γνωστή ως **νόμος της ακτινοβολίας του Planck**, που συμφωνούσε πολύ καλά με τις πειραματικές καμπύλες της φασματικής κατανομής της έντασης. Για να το πετύχει, έκανε μια υπόθεση που την εποχή εκείνη φαινόταν παράλογη.

Ο Πλανκ υπέθεσε ότι οι ηλεκτρομαγνητικοί ταλαντωτές (τα ηλεκτρόνια) στα τοιχώματα του κουτιού του Ρέιλι που ταλαντώνονται σε μια συχνότητα f μπορούν να έχουν **μόνο συγκεκριμένες τιμές ενέργειας ίσες με nhf , όπου $n = 1, 2, 3, \dots$ και η h είναι η ίδια σταθερά που σήμερα φέρει το όνομα του Πλανκ**. Αυτοί οι ταλαντωτές βρίσκονταν σε πλήρη συμφωνία με τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μέσα στο κουτί, οπότε εξέπεμπαν και απορροφούσαν φως.

Η υπόθεσή του έδωσε κβαντισμένες ενεργειακές στάθμες και έδειχνε ότι η ενέργεια σε κάθε κανονικό τρόπο ταλάντωσης ήταν επίσης πολλαπλάσιο του hf . Αυτό βρισκόταν σε πλήρη αντίθεση με την άποψη του Ρέιλι σύμφωνα με την οποία ο κάθε κανονικός τρόπος ταλάντωσης μπορούσε να έχει οποιαδήποτε ποσότητα ενέργειας.

Η δόξα για την επινόηση της έννοιας της κβάντωσης των ενεργειακών σταθμών αποδίδεται στον Πλανκ, παρότι αρχικά ο ίδιος δεν πίστευε σε αυτήν. Έλαβε το βραβείο Νομπέλ Φυσικής το 1918 για τα επιτεύγματά του.

39.33 Ενεργειακές στάθμες για δύο από τους ταλαντωτές που ο Πλανκ φανταζόταν στα τοιχώματα ενός μέλανος σώματος όπως αυτό που φαίνεται στο Σχ. 39.30. Το διάστημα ανάμεσα στις γειτονικές ενεργειακές στάθμες για κάθε ταλαντωτή είναι hf και είναι μικρότερο για τον ταλαντωτή χαμηλής συχνότητας.



Ο Πλανκ και η Κβαντική Υπόθεση II

Φασματική κατανομή αφετικής ικανότητας του μέλανος σώματος

Νόμος ακτινοβολίας του Planck:

$$I(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)}$$

Μήκος κύματος

Σταθερά του Planck

Ταχύτητα του φωτός στο κενό

Απόλυτη θερμοκρασία του μέλανος σώματος

Σταθερά Boltzmann

(39.24)

Η συνάρτηση αυτή τελικά συμφωνεί πολύ καλά με τις πειραματικές καμπύλες εκπομπής (καμπύλες έντασης), όπως αυτές του Σχ. 39.32. Ο νόμος ακτινοβολίας του Planck εμπεριέχει τον νόμο μετατόπισης του Wien καθώς και τον νόμο των Stefan-Boltzmann. Για να εξαγάγουμε τον νόμο του Wien, βρίσκουμε την τιμή του λ για την οποία το $I(\lambda)$ είναι μέγιστο, παίρνοντας την παράγωγο της Εξ. (39.24).

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,965kT} \quad (39.25)$$

Μπορούμε να καταλήξουμε στον νόμο των Stefan-Boltzmann για ένα μέλαν σώμα ολοκληρώνοντας την Εξ. (39.24) για όλα τα λ ώστε να υπολογίσουμε την **ολική** ακτινοβολούμενη ένταση ή ισχύ ανά μονάδα επιφάνειας.

$$I = \int_0^\infty I(\lambda) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (39.27)$$

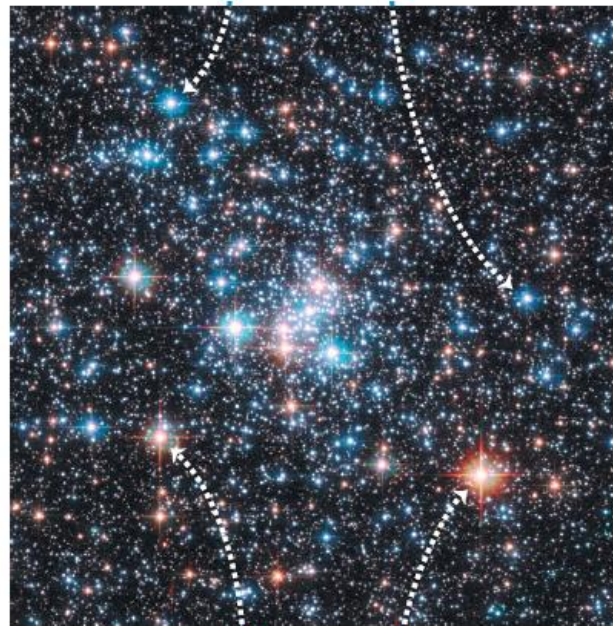
Σε συμφωνία με την Εξ. (39.19). Το αποτέλεσμα στην Εξ. (39.27) δείχνει επίσης ότι η σταθερά σ στον νόμο αυτό μπορεί να εκφραστεί ως συνάρτηση άλλων θεμελιωδών σταθερών:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (39.28)$$

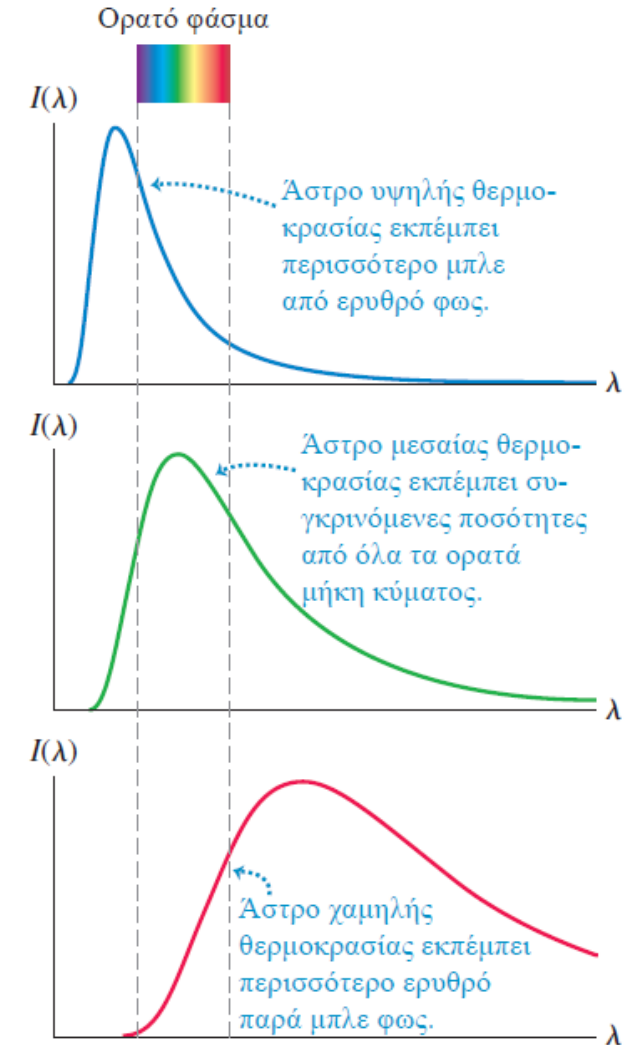
Χρώματα των Άστρων και ο Νόμος Ακτινοβολίας του Planck

Τα άστρα (με ακτινοβολία πολύ παρόμοια με αυτήν ενός μέλανος σώματος) έχουν μια ευρεία περιοχή θερμοκρασιών επιφανείας, ξεκινώντας υπό λιγότερο των 2500 K μέχρι περισσότερο από 30 000 K. Ο νόμος μετατόπισης του Wien και το σχήμα της καμπύλης της φασματικής εκπομπής του Planck εξηγούν γιατί τα άστρα αυτά έχουν διαφορετικά χρώματα. Από την Εξ. (39.21), ένα άστρο με μεγαλύτερη θερμοκρασία επιφανείας, για παράδειγμα 12 000 K, έχει το μέγιστο μήκος κύματος λ_m στο υπεριώδες. Επομένως, ένα τέτοιο άστρο εκπέμπει περισσότερο μπλε από ερυθρό φως και φαίνεται ως μπλε στο μάτι. Ένα άστρο με χαμηλή θερμοκρασία επιφανείας, ας πούμε 3000 K, έχει το μέγιστο μήκος κύματος λ_m στο υπέρυθρο, εκπέμπει περισσότερο ερυθρό από μπλε φως και εμφανίζεται ερυθρό στο μάτι. Για ένα άστρο σαν τον Ήλιο, που έχει θερμοκρασία επιφανείας 5800 K, το λ_m βρίσκεται στο ορατό φάσμα και το άστρο εμφανίζεται λευκό.

Άστρα υψηλής θερμοκρασίας εμφανίζονται μπλε.



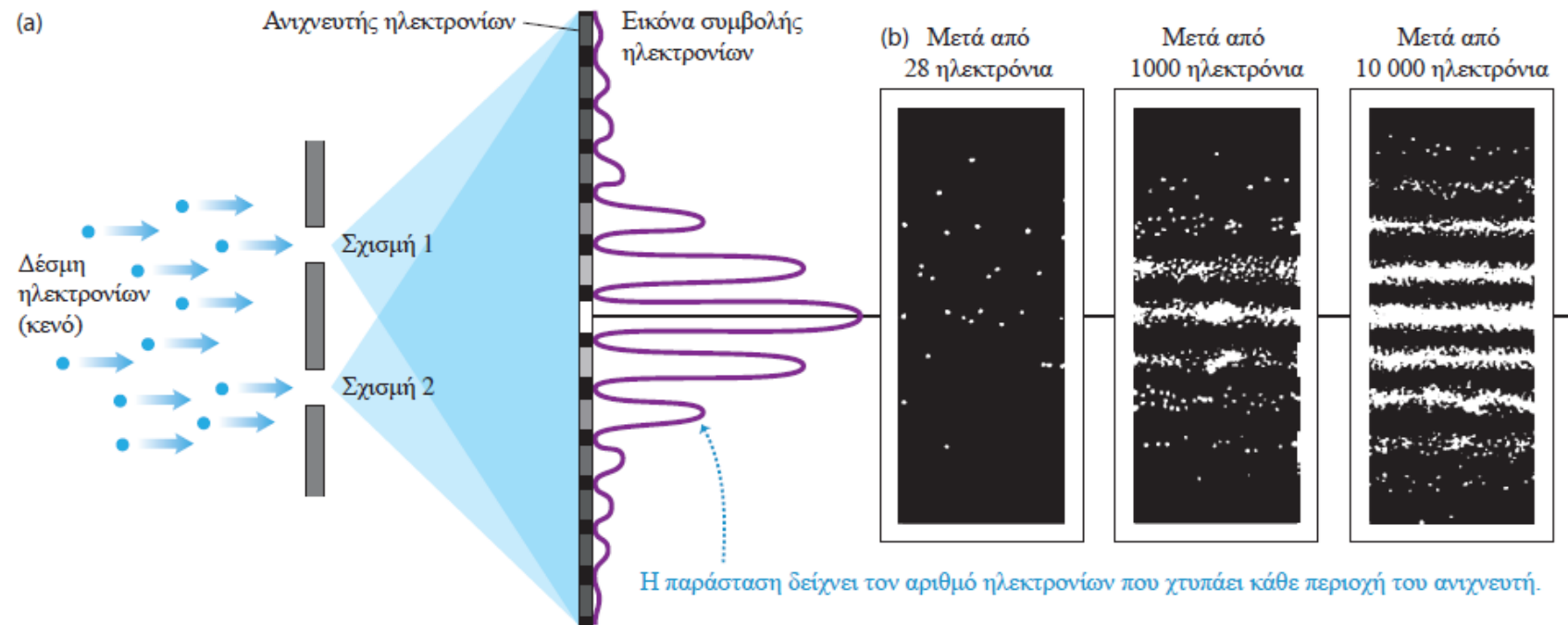
Άστρα χαμηλής θερμοκρασίας εμφανίζονται ερυθρά.



Η ΑΝΑΘΕΩΡΗΜΕΝΗ ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ

Στην κλασική Νευτώνεια Μηχανική σκεφτόμαστε το σωματίδιο ως σημειακό. Μπορούμε να περιγράψουμε τη θέση και την κινητική του κατάσταση σε κάθε στιγμή με τρεις χωρικές συντεταγμένες και τρεις συνιστώσες ταχύτητας. Αλλά επειδή η ύλη έχει επίσης κυματική υπόσταση, όταν βλέπουμε τη συμπεριφορά σε αρκετά μικρή κλίμακα –συγκρίσιμη με το μήκος κύματος de Broglie του σωματιδίου– δεν μπορούμε πλέον να χρησιμοποιούμε τη νευτώνεια περιγραφή.

39.34 (a) Ένα πείραμα συμβολής ηλεκτρονίων από δύο σχισμές. (b) Η εικόνα συμβολής μετά από 28, 1000 και 10 000 ηλεκτρόνια.



Τι είδους εικόνα εμφανίζεται στον ανιχνευτή από την άλλη πλευρά των σχισμών; Η απάντηση είναι: **ακριβώς το ίδιο** είδος εικόνας συμβολής που είδαμε για τα φωτόνια στο Κεφ. 38! Επιπλέον, η αρχή της συμπληρωματικότητας, που αναφέραμε στο Κεφ. 38, μας λέει ότι δεν μπορούμε να εφαρμόσουμε το κυματικό και το σωματιδιακό μοντέλο ταυτόχρονα για να περιγράψουμε οποιοδήποτε στοιχείο αυτού του πειράματος. **Επομένως, δεν μπορούμε να προβλέψουμε πού ακριβώς στη διάταξη θα χτυπήσει στην εικόνα (κυματικό φαινόμενο) οποιοδήποτε συγκεκριμένο ηλεκτρόνιο (σωματίδιο). Δεν μπορούμε ούτε να ρωτήσουμε από ποια σχισμή θα περάσει ένα ξεχωριστό ηλεκτρόνιο.**

Οι Αρχές Αβεβαιότητας του Heisenberg για την Ύλη

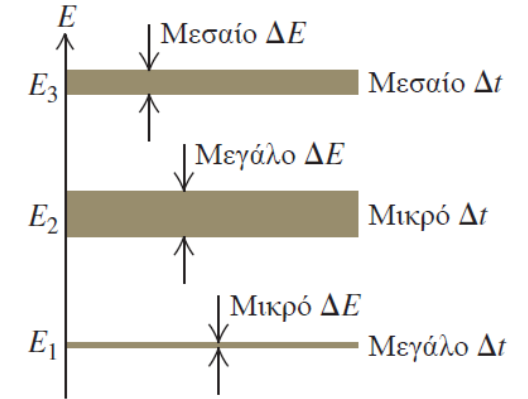
Όπως ακριβώς τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια επιδεικνύουν την ίδια συμπεριφορά σε ένα πείραμα συμβολής από δύο σχισμές, τα ηλεκτρόνια και άλλες μορφές ύλης υπακούουν στις ίδιες αρχές αβεβαιότητας του Heisenberg που υπακούουν τα φωτόνια:

$$\begin{aligned}\Delta x \Delta p_x &\geq \hbar/2 \\ \Delta y \Delta p_y &\geq \hbar/2 \\ \Delta z \Delta p_z &\geq \hbar/2\end{aligned}\quad \begin{array}{l} \text{(αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg} \\ \text{για θέση και ορμή)} \end{array} \quad (39.29)$$

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar/2 \quad \begin{array}{l} \text{(αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg για} \\ \text{διάστημα ενέργειας και χρονικό διάστημα)} \end{array} \quad (39.30)$$

Η αρχή της αβεβαιότητας για την ενέργεια και το χρονικό διάστημα εφαρμόζεται κατευθείαν στις ενεργειακές στάθμες.

39.35 Όσο μεγαλύτερο το χρονικό διάστημα Δt μιας κατάστασης, τόσο μικρότερο το εύρος της σε ενέργεια (φαίνεται από το πάχος των ενεργειακών σταθμών).



Η Αρχή της Αβεβαιότητας και τα Όρια του Προτύπου του Bohr

Η αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg για τη θέση και την ορμή δείχνει ότι **το μοντέλο αυτό δεν μπορεί να αποτελεί σωστή περιγραφή του τρόπου με τον οποίο συμπεριφέρεται ένα ηλεκτρόνιο σε ένα άτομο**. Το Σχ. 39.22 δείχνει ότι στο πρότυπο του Bohr όπως ερμηνεύτηκε από τον ντε Μπρονί, ένα ηλεκτρονικό κύμα κινείται σε ένα επίπεδο γύρω από τον πυρήνα. Ας το ονομάσουμε επίπεδο xy , έτσι ώστε ο άξονας z να είναι κάθετος στο επίπεδο.

Αυτό όμως υπονοεί ότι **δεν** υπάρχουν αβεβαιότητες ούτε στο z ούτε στο p_z , άρα $\Delta z = 0$ και $\Delta p_z = 0$. Αυτό έρχεται σε απευθείας αντίθεση με την Εξ.(39.29), που λέει ότι το γινόμενο $\Delta z \Delta p_z$ πρέπει να είναι μεγαλύτερο ή ίσο του $\hbar/2$.

Για να πάρουμε μια ακριβή εικόνα του τρόπου με τον οποίο τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται στο εσωτερικό του ατόμου και αλλού, χρειαζόμαστε μια περιγραφή που να βασίζεται εξ ολοκλήρου στις ιδιότητες του ηλεκτρονικού κύματος.

