



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

Προχωρημένα Εργαστήρια Φυσικής Ι

Ελευθέριος Ηλιόπουλος

Τμήμα Φυσικής

Πείραμα VI Φαινόμενο Zeeman

Το πείραμα αυτό έχει ως σκοπό την παρατήρηση της επίδρασης μαγνητικού πεδίου στα άτομα (φαινόμενο Zeeman). Συγκεκριμένα προσδιορίζεται φασματοσκοπικά το στοιχειώδες ειδικό φορτίο (e/m) μετρώντας το μέγεθος του διαχωρισμού (splitting) της κόκκινης γραμμής ($\lambda_0=643.8 \text{ nm}$) του Καδμίου (Cd) μέσα σε μαγνητικό πεδίο.

Θεωρητικό Μέρος

Αλληλεπίδραση με το μαγνητικό πεδίο

Το φαινόμενο της άρσης του περιστροφικού εκφυλισμού υπό την επίδραση ενός ομογενούς μαγνητικού πεδίου σε ένα άτομο, ονομάζεται "φαινόμενο Zeeman". Στην περίπτωση αυτή τα μαγνητικά υποεπίπεδα ενός ατόμου διαχωρίζονται ενεργειακά. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε για πρώτη φορά το 1896 από τον P. Zeeman.

Στην παράγραφο αυτή, θα αναφερθούμε γενικά στην αλληλεπίδραση ενός ατόμου με ένα σταθερό μαγνητικό πεδίο, το οποίο μπορεί να θεωρηθεί ομογενές, συγκρινόμενο με τις ατομικές διαστάσεις.

Το δυναμικό της αλληλεπίδρασης κλασσικά είναι:

$$H = \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (\text{Εξ.1})$$

όπου

\vec{B} : το διάνυσμα έντασης του σταθερού μαγνητικού πεδίου
 $\vec{\mu}$: η μαγνητική διπολική ροπή του ατόμου

Η ατομική μαγνητική διπολική ροπή μπορεί να γραφεί ως συνάρτηση της τροχιακής στροφορμής και του spin ως εξής:

$$\vec{\mu} = -\mu_B \cdot \left(\sum_i \vec{l}_i + \sum_i g_s \cdot \vec{s}_i \right) = -\mu_B \cdot (\vec{L} + g_s \cdot \vec{S}) \quad (\text{Εξ.2})$$

όπου:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} : \text{η μαγνητόνη του Bohr } (\mu_B = 9.27408 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1})$$

\vec{l}_i, \vec{s}_i : η τροχιακή στροφορμή και το spin του i -ηλεκτρονίου του ατόμου

$g_s \approx 2$: ο γυρομαγνητικός λόγος του spin

$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$: η ολική τροχιακή στροφορμή των ηλεκτρονίων

$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$: το ολικό spin

Κβαντομηχανικά, η χαμιλτονιανή του εξωτερικού ηλεκτρονίου ενός υδρογονοειδούς ατόμου, σε (εξωτερικό) μαγνητικό πεδίο \vec{B} , αγνοώντας την αλληλεπίδραση του με τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια, γράφεται:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 - \frac{Z \cdot q_e^2}{(4\pi\epsilon_0) \cdot r} + \xi(r) \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} + \frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{L} + g_s \cdot \vec{S}) \cdot \vec{B} \quad (\text{Εξ.3})$$

όπου οι ο κάθε όρος αντιστοιχεί σε:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 : \text{στην κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου}$$

$$-\frac{Z \cdot q_e^2}{(4\pi\epsilon_0) \cdot r} : \text{στην ηλεκτροστατική αλληλεπίδραση πυρήνα-ηλεκτρονίου}$$

$$\xi(r) \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} = -\frac{1}{2m_e^2 c^2} \cdot \frac{Zq_e^2}{(4\pi\epsilon_0)} \cdot \frac{1}{r^3} \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} : \text{στην αλληλεπίδραση spin-τροχιακής}$$

στροφορμής

$$\frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{l} + g_s \cdot \vec{s}) \cdot \vec{B} : \text{στην αλληλεπίδραση της τροχιακής στροφορμής και}$$

του spin με το (εξωτερικό) μαγνητικό πεδίο \vec{B} .

Η αντίστοιχη εξίσωση Schrödinger είναι:

$$\hat{H} \cdot \Psi(r) = E_{n,l,m,\sigma}(\vec{B}) \cdot \Psi(r) \quad (\text{Εξ.4})$$

Οι δύο πρώτοι όροι της χαμιλτονιανής δίνουν τα γνωστά ενεργειακά επίπεδα του υδρογονοειδούς ατόμου, ο τρίτος όρος $\xi(r) \cdot \vec{l} \cdot \vec{s}$, δίνει το λεγόμενο φαινόμενο

“λεπτής υφής”, ενώ στον τέταρτο όρο $\frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{l} + 2\vec{s}) \cdot \vec{B}$ οφείλεται η άρση του εκφυλισμού των μαγνητικών υποεπιπέδων παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Το φαινόμενο Zeeman παρατηρείται όταν η ενέργεια αλληλεπίδρασης μαγνητικού πεδίου – μαγνητικού διπόλου, είναι μικρότερη από την αλληλεπίδραση spin-τροχιακής στροφορμής, δηλαδή για σχετικά ασθενή μαγνητικά πεδία (της τάξης του 1 Telsa). Στην περίπτωση αυτή ο τελευταίος όρος της χαμιλτονιανής μπορεί να θεωρηθεί ως διαταραχή της λεπτής υφής. Εφαρμόζοντας τη μη χρονοεξαρτημένη θεωρία διαταραχών, προκύπτουν οι παρακάτω διορθώσεις στα ενεργειακά επίπεδα:

$$\Delta E(m_j) = g \cdot \mu_B \cdot m_j \cdot B \quad (\text{Εξ.5})$$

όπου

$$m_j : \text{ο κβαντικός αριθμός της προβολής της ολικής στροφορμής } \vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$$

στον άξονα κβάντωσης (άξονας του πεδίου \vec{B}) και

g : ο παράγοντας Landé

Το m_j παίρνει τιμές από $-j$ έως $+j$ έως με ακέραια βήματα, όπου j ο κβαντικός αριθμός της ολικής στροφορμής \vec{J} .

Ο παράγοντας Landé καθορίζει την απόσταση ανάμεσα στα ενεργειακά υποεπίπεδα Zeeman και δίνεται από τη σχέση:

$$g = 1 + \frac{j \cdot (j+1) - l \cdot (l+1) + s \cdot (s+1)}{2 \cdot j \cdot (j+1)} \quad (\text{Εξ.6})$$

όπου:

l και s οι ιδιοτιμές των τελεστών τροχιακής στροφορμής \vec{l} και spin \vec{s} αντίστοιχα.

Ο κβαντικός αριθμός της ολικής στροφορμής j παίρνει τιμές από $|l-s|$ έως $|l+s|$ με μοναδιαία βήματα.

Η απόσταση $\Delta E(m_j)$ είναι σταθερή μέσα σε κάθε ομάδα πρώην εκφυλισμένων σταθμών και αλλάζει από ομάδα σε ομάδα αφού ο παράγοντας Landé εξαρτάται από τις ιδιοτιμές l και s .

Επομένως η ενεργειακή απόσταση δύο διαδοχικών υπο-επιπέδων Landé της ομάδας, των πρώην εκφυλισμένων ενεργειακών σταθμών, παρουσία μαγνητικού πεδίου είναι:

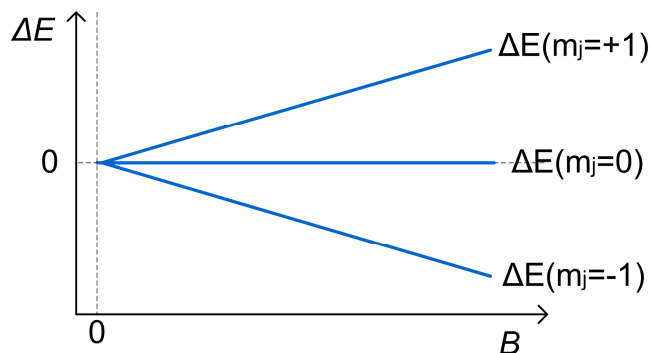
$$\Delta E = g \cdot \mu_B \cdot B \quad (\text{Εξ.7})$$

Η ενεργειακή αυτή διαφορά, εκφρασμένη σε μονάδες συχνότητας, ονομάζεται "συχνότητα Larmor" $\Delta \nu_L$ και είναι:

$$\Delta \nu_L = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{g \cdot \mu_B \cdot B}{\hbar} \quad (\text{Εξ.8})$$

Στην κλασική εικόνα η συχνότητα Larmor $\Delta \nu_L$ αντιστοιχεί στην συχνότητα περιστροφής της μεταπτωτικής κίνησης της ολικής στροφορμής \vec{J} γύρω από τον άξονα του μαγνητικού πεδίου \vec{B} .

Έτσι λοιπόν, παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου \vec{B} , μία εκφυλισμένη ενεργειακή ατομική στάθμη, με ολική στροφορμή \vec{J} , διαχωρίζεται σε $2j+1$ υπο-επίπεδα Landé όπως φαίνεται στην Εικ.1.



Εικόνα 1: Εξάρτηση του "διαχωρισμού Zeeman" από το μαγνητικό πεδίο

Η τάξη μεγέθους της μετατόπισης Zeeman των ενεργειακών επιπέδων για ένα μαγνητικό πεδίο της τάξεως του 1 Telsa είναι:

$$\Delta E = \mu \cdot B \approx 10^{-23} \frac{J}{T} \cdot 1 T = 10^{-23} J \approx 10^{-4} eV$$

Δεδομένου ότι οι αποστάσεις ανάμεσα στα ενεργειακά επίπεδα του ελεύθερου ατόμου είναι της τάξης του 1 eV, η μετατόπιση Zeeman είναι τέσσερις τάξεις μεγέθους μικρότερη. Το ίδιο ισχύει για τις μετατοπίσεις των συχνοτήτων των φασματικών γραμμών $\Delta \nu$ ή των αντίστοιχων μηκών κύματος. Για παράδειγμα, μια οπτική φασματική γραμμή με $\lambda=5000 \text{ \AA}$ θα μετατοπιστεί δεξιά και αριστερά κατά μισό \AA . Επομένως, για τη παρατήρηση του φαινομένου Zeeman, χρειαζόμαστε ένα φασματοσκόπιο σχετικά υψηλής διακριτικής ικανότητας.

“Ομαλό” και “ανώμαλο” φαινόμενο Zeeman

Στην περίπτωση υδρογονοειδών ατόμων, ο κβαντικός αριθμός του spin της ηλεκτρονιακής κατάστασης του εξωτερικού φλοιού είναι $s = \frac{1}{2}$ και αντίστοιχα για

τον κβαντικό αριθμό της προβολής του spin στον z-αξονα είναι $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Έτσι, στην περίπτωση αυτή ο κβαντικός αριθμός της ολικής στροφορμής παίρνει τιμές $j = \left| l - \frac{1}{2} \right|$ και $\left| l + \frac{1}{2} \right|$ όπου l ο κβαντικός αριθμός της τροχιακής στροφορμής.

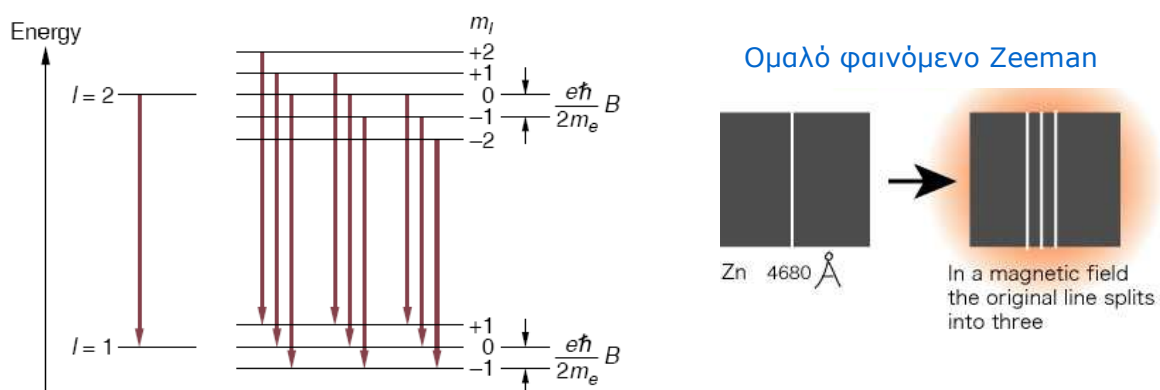
Στην περίπτωση όμως πολυηλεκτρονιακών ατόμων, που στον εξωτερικό φλοιό ανήκουν περισσότερα από ένα ηλεκτρόνια, οι αντίστοιχες δυνατές ηλεκτρονιακές καταστάσεις έχουν διαφορετικές τιμές για τον κβαντικό αριθμό S του ολικού spin. Έτσι είναι πιθανόν να συμβαίνει $S = 0$.

Ο διαχωρισμός των εκφυλισμένων ενεργειακών επιπέδων μιας ηλεκτρονιακής κατάστασης, υπό την επίδραση ενός ομογενούς μαγνητικού πεδίου (άρση του περιστροφικού εκφυλισμού) μπορεί να παρατηρηθεί στο φάσμα εκπομπής του ατόμου. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται “φαινόμενο Zeeman”. Ιστορικά, το φαινόμενο Zeeman παρατηρήθηκε πριν την ανακάλυψη του spin, και έτσι θεωρητικά μπορούσαν να εξηγηθούν ακριβώς μόνο οι περιπτώσεις του διαχωρισμού φασματικών γραμμών που αντιστοιχούσαν σε μεταβάσεις μεταξύ καταστάσεων με $S = 0$. Έτσι ιστορικά επικράτησαν οι όροι “ομαλό” φαινόμενο Zeeman, για την περίπτωση μεταβάσεων μεταξύ καταστάσεων με $S = 0$ και “ανώμαλο” φαινόμενο Zeeman, για την περίπτωση μεταβάσεων μεταξύ καταστάσεων με $S \neq 0$.

Στην περίπτωση του “ομαλού” φαινομένου Zeeman η κάθε ενεργειακή κατάσταση που συμμετέχει στην μετάβαση διαχωρίζεται, παρουσία του μαγνητικού πεδίου, σε υπο-στάθμες που ισαπέχουν κατά:

$$\Delta E = \mu_B \cdot B = \frac{q_e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e} \cdot B \quad (\text{Εξ.7})$$

αφού $S = 0$ και άρα $J = L$, με αποτέλεσμα ο παράγοντας Landé να γίνεται μονάδα (θέτοντας στην Εξ.6 $J = L$ και $S = 0$, βρίσκουμε $g = 1$)



Εικόνα 2: Περίπτωση “ομαλού” φαινομένου Zeeman

Σύμφωνα με τους κανόνες επιλογής τις οπτικές μεταβάσεις, μία οπτική μετάβαση από την ηλεκτρονική κατάσταση $|l_a, m_{l,a}\rangle$ στην $|l_\tau, m_{l,\tau}\rangle$ είναι επιτρεπτή μόνο αν ισχύει $\Delta l = |l_a - l_\tau| = 1$ και $\Delta m_l = |m_{l,a} - m_{l,\tau}| = \pm 1$ ή 0 .

Έτσι στην περίπτωση του "ομαλού" φαινομένου Zeemann η αντίστοιχη φασματική γραμμή εκπομπής, παρουσία μαγνητικού πεδίου, διαχωρίζεται σε τρεις φασματικές γραμμές, που ισαπέχουν ενεργειακά κατά $\Delta E = \mu_B \cdot B$ (τριπλέτα Lorentz)

Η γραμμή που αντιστοιχεί στην μετάβαση με $\Delta m_l = 0$ ονομάζεται π-γραμμή ενώ οι άλλες δύο σ-γραμμές (σ^+ για την περίπτωση $\Delta m_l = +1$ και σ^- για την περίπτωση $\Delta m_l = -1$).

Οι συχνότητες της ακτινοβολίας για τις γραμμές αυτές είναι:

$$\nu^\pi = \nu_0 \text{ για την π-γραμμή}$$

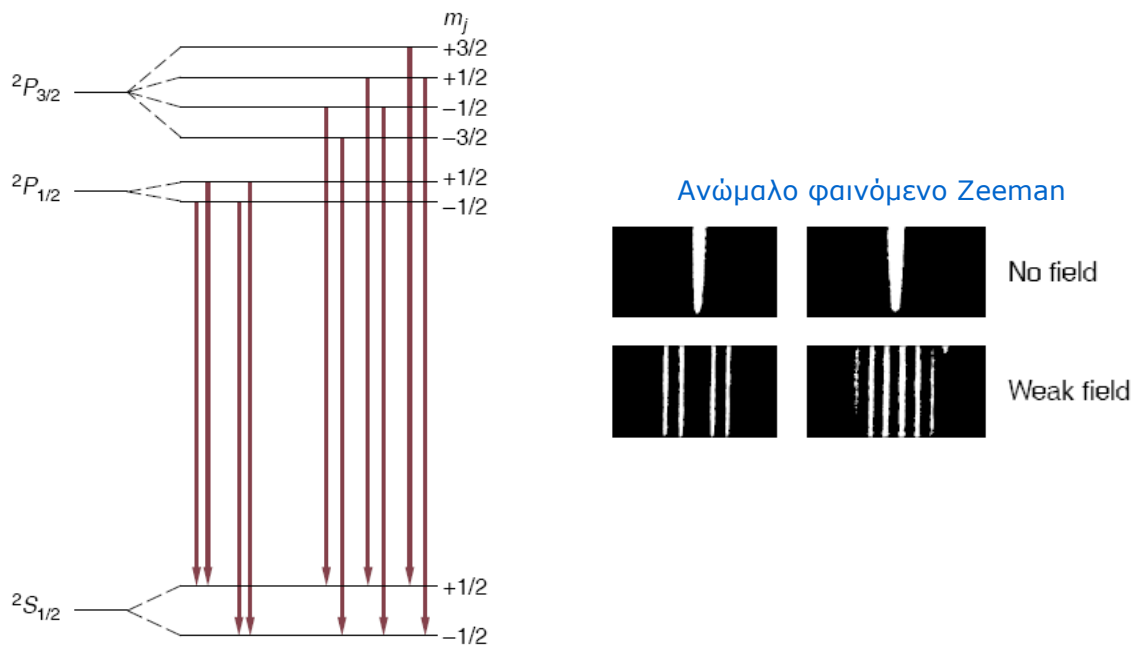
$$\nu^\pm = \nu_0 \pm \Delta\nu_L \text{ για τις } \sigma^\pm \text{-γραμμές}$$

όπου

ν_0 η συχνότητα της γραμμής απουσία μαγνητικού πεδίου και

$$\Delta\nu_L = \frac{\mu_B \cdot B}{\hbar} \text{ η αντίστοιχη συχνότητα Larmor}$$

Στην περίπτωση του "ανώμαλου" φαινομένου Zeemann οι ενεργειακές αποστάσεις των υπο-επιπέδων για την αρχική και τελική κατάσταση της οπτικής μετάβασης είναι διαφορετικές, καθώς οι αντίστοιχοι παράγοντες Landé διαφέρουν. Έτσι η φασματική γραμμή διαχωρίζεται σε περισσότερες από τρεις γραμμές και οι μεταξύ τους ενεργειακές αποστάσεις δεν είναι απαραίτητα ίσες.



Εικόνα 3: Περίπτωση "ανώμαλου" φαινομένου Zeeman.

Ένταση και πόλωση των γραμμών τριπλέτας Lorentz

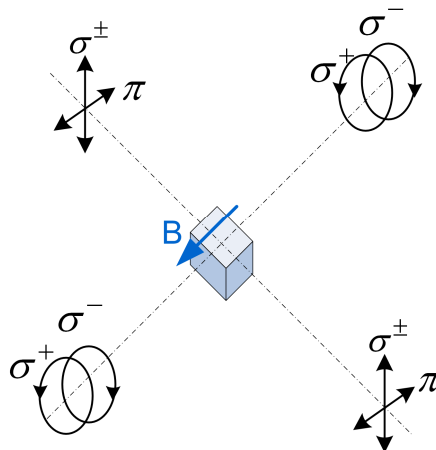
Στην περίπτωση των γραμμών π , σ^+ , σ^- της τριπλέτας Lorentz του ομαλού φαινομένου Zeemann η σχετική ένταση τους εξαρτάται από την διεύθυνση παρατήρησης. Έτσι αν θ η γωνία που σχηματίζει η κατεύθυνση παρατήρησης με το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου για τις εντάσεις τους ισχύει:

$$I_{\pi} = I_0 \cdot \sin^2 \theta \quad (\text{Εξ.8})$$

$$I_{\sigma^{\pm}} = I_0 \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (\text{Εξ.9})$$

όπου $2 \cdot I_0$ η ένταση της φασματικής γραμμής απουσία μαγνητικού πεδίου.

Επίσης από την γωνία θ εξαρτάται και η κατάσταση πόλωσης των φωτονίων. Η εξάρτηση φαίνεται στην Εικ.4. Έτσι αν παρατηρούμε την τριπλέτα Lorentz σε διεύθυνση παράλληλη με το μαγνητικό πεδίο οι γραμμές σ^{\pm} εμφανίζονται κυκλικά πολωμένες (η π έχει μηδενική ένταση στην περίπτωση αυτή), ενώ αν η διεύθυνση παρατήρησης είναι κάθετη στο πεδίο όλες οι γραμμές εμφανίζονται γραμμικά πολωμένες (η π παράλληλα με αυτό και οι σ^{\pm} κάθετα προς αυτό).



Εικόνα 4: Κατάσταση πόλωσης των γραμμών της τριπλέτας Lorentz ανάλογα με την διεύθυνση παρατήρησης.

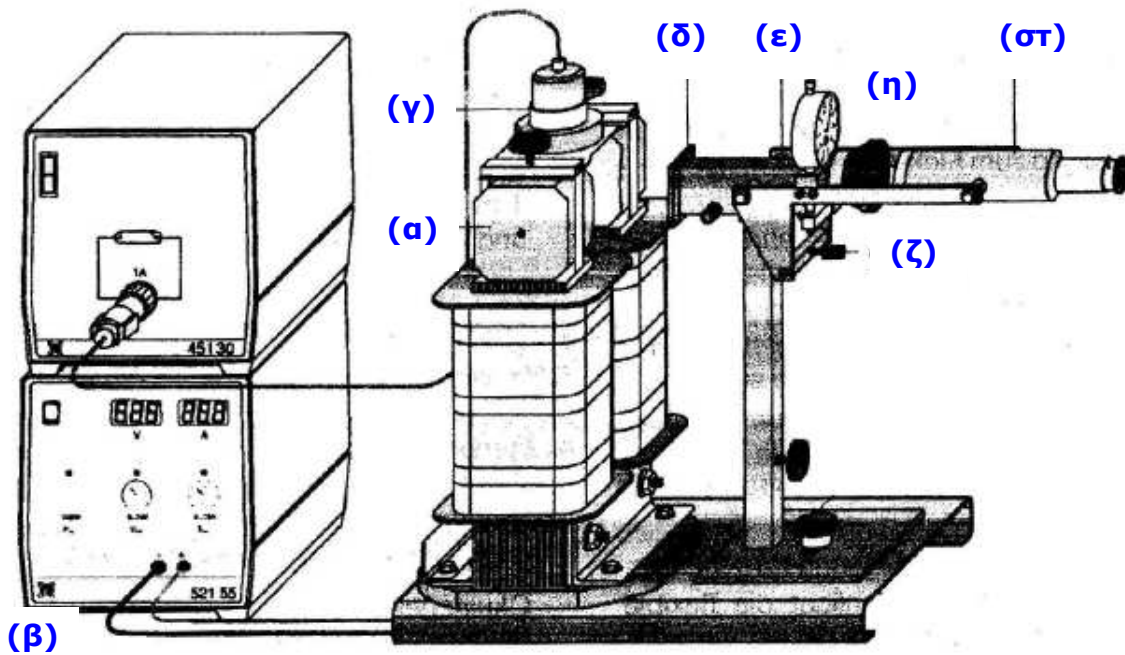
Πειραματικό Μέρος

Πειραματική διάταξη

Η πειραματική διάταξη που θα χρησιμοποιηθεί φαίνεται στην Εικ.5

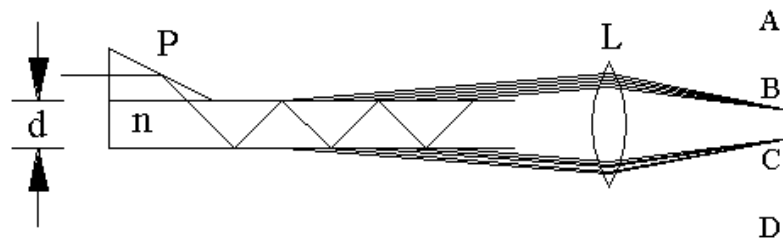
Αποτελείται από:

- Ηλεκτρομαγνήτη (α) με απόσταση μεταξύ των πόλων του $\sim 1\text{cm}$ και τροφοδοτικό ρεύματος (β) για την τροφοδοσία του ($I_{\eta\mu}$: 0-20 A)
- Λυχνία ατμών καδμίου (Cd) που τοποθετείται (γ) ανάμεσα στους πόλους του ηλεκτρομαγνήτη. Η λυχνία έχει γραμμικό φάσμα εκπομπής και στο πείραμα αυτό θα παρατηρήσουμε την επίδραση του μαγνητικού πεδίου στην γραμμή εκπομπής που αντιστοιχεί στην $5^1D_2 \rightarrow 5^1P_1$ του καδμίου με μήκος κύματος $\lambda = 643.8\text{ nm}$.
- Οπτικό σύστημα που αποτελείται από φίλτρο διέλευσης (περιοχή κόκκινου φωτός του ορατού φάσματος) –(δ)-, πλακίδιο Lummer-Gehrcke (ε), γραμμικό πολωτή και τηλεσκόπιο (στ) με σταυρόνημα. Το ύψος του τηλεσκοπίου ρυθμίζετε μικρομετρικά καθ' ύψος με την χρήση ρυθμιστή θέσης (ζ) και οι σχετικές μετακινήσεις του μπορούν να μετρηθούν με το μικρομετρικό ρολόι (η)
- Καθετήρα Hall για την μέτρηση του πεδίου (δεν φαίνεται στην Εικ.5)



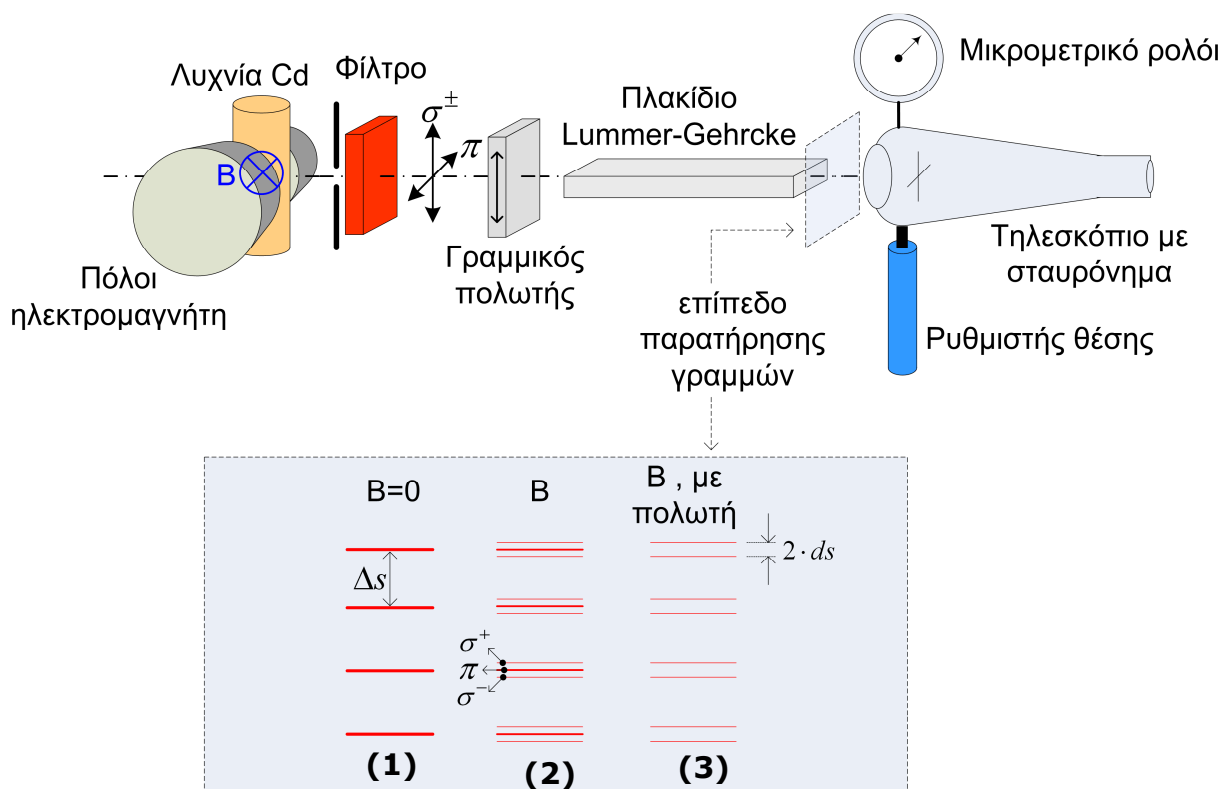
Εικόνα 5: Πειραματική διάταξη πειράματος φαινομένου Zeeman

Το **πλακίδιο Lummer-Gehrcke** είναι ένα υψηλής διακριτικής ικανότητας συμβολόμετρο και λειτουργεί σαν υψηλής διακριτικής ικανότητας φασματοσκόπιο για την περιοχή του φάσματος ($\lambda \approx 643.8\text{ nm}$) που μας ενδιαφέρει. Η αρχή λειτουργία του (παρουσιάζεται στην Εικ.6) βασίζεται στην συμβολή των πολλαπλά ανακλώμενων, στις εσωτερικές του επιφάνειες, ακτίνων. Έτσι αν μονοχρωματική ακτινοβολία εισέρθει στο πλακίδιο, ανακλάται πολλές φορές εντός αυτού. Οι εξερχόμενες ακτίνες, συμβάλλουν και σχηματίζουν, με την βοήθεια φακού, σε κάποιο επίπεδο πίσω από το πλακίδιο (πολλαπλούς) κροσσούς συμβολής. Η μεταξύ τους απόσταση των κροσσών αυτών εξαρτάται από το μήκος κύματος και έτσι το πλακίδιο μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν φασματοσκόπιο.



Εικόνα 6: Αρχή λειτουργίας πλακιδίου Lummer-Gehrcke.

Η βασική ιδέα των μετρήσεων του διαχωρισμού Zeemann φαίνεται στην σχηματική απεικόνιση της Εικ.7. Η λυχνία Cd τοποθετείται μεταξύ των πόλων του ηλεκτρομαγνήτη και η εκπομπή της παρατηρείται με το οπτικό σύστημα διεύθυνση κάθετη προς το μαγνητικό πεδίο. Το φως της λυχνίας διέρχεται από οπτικό χρωματικό φίλτρο ώστε να παρατηρούμε μόνο τα μήκη κύματος γύρω από $\lambda = 643.8 \text{ nm}$, καθώς οι άλλες γραμμές εκπομπής του φάσματος απορρίπτονται. Στην συνέχεια το φως μπορεί να διέλθει, κατ' επιλογή, από γραμμικό πολωτή και προσπίπτει στο πλακίδιο Lummer-Gehrcke. Σε κάποιο επίπεδο πίσω από αυτό δημιουργούνται οι κροσσοί συμβολής τους οποίους παρατηρούμε με την χρήση του τηλεσκοπίου και μπορούμε να μετρήσουμε τις μεταξύ τους αποστάσεις με την χρήση του ρυθμιστικού θέσης τηλεσκοπίου-μικρομετρικού ρολογιού.



Εικόνα 7: Σχηματική απεικόνιση της μετρητικής διάταξης και της εικόνας που παρατηρούμε με το τηλεσκόπιο.

Αν δεν εφαρμόζουμε μαγνητικό πεδίο τότε η εικόνα που περιμένουμε να δούμε, με το τηλεσκόπιο είναι αυτή της περίπτωσης (1) της Εικ.7. Ουσιαστικά παρατηρούμε σειρά κόκκινων φωτεινών γραμμών που είναι οι κροσσοί συμβολής

που σχηματίζονται. Όλες οι γραμμές έχουν το ίδιο μήκος κύματος ακτινοβολίας. Αν εφαρμόσουμε τώρα μαγνητικό πεδίο (χωρίς να έχουμε τοποθετήσει ακόμα τον πολωτή) περιμένουμε την εικόνα της περίπτωσης (2). Η κάθε γραμμή έχει διαχωριστεί σε τρεις ισαπέχουσες γραμμές, καθώς η αρχική φασματική γραμμή έχει διαχωριστεί αντίστοιχα σε τρεις (τριπλέτα Lorentz). Την διαφορά του μήκους κύματος $d\lambda$ της ακτινοβολίας μεταξύ της π-γραμμής και μιας σ-γραμμής μπορούμε να την υπολογίσουμε από:

$$d\lambda \approx \frac{ds}{\Delta s} \cdot \frac{\lambda^2}{2 \cdot d} \cdot \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (\text{Εξ.10})$$

όπου

ds : η απόσταση των σ- και π-γραμμών
(για κροσσούς συμβολής ίδιας τάξης)

Δs : η απόσταση δύο διαδοχικών κροσσών συμβολής (για $B=0$)

$\lambda = 632.8 \text{ nm}$: το μήκος κύματος της π-γραμμής

$d = 4 \text{ mm}$: το πάχος του πλακιδίου Lummer-Gehrcke

$n = 1.4567$: ο δείκτης διάθλασης του υλικού του πλακιδίου

Για μεγαλύτερη ακρίβεια, εκμεταλλευόμαστε την γραμμική κατάσταση πόλωσης της τριπλέτας Lorentz στην συγκεκριμένη γεωμετρία παρατήρησης. Έτσι εισάγοντας γραμμικό πολωτή, μπορούμε να "σβήσουμε" την π-γραμμή (διεύθυνση πολωτή παράλληλη με το μαγνητικό πεδίο) και να μετρήσουμε την απόσταση $2 \cdot ds$ μεταξύ των σ^+ και σ^- γραμμών, όπως στην περίπτωση (3) της Εικ.7.

Πειραματική διαδικασία και ανάλυση μετρήσεων

(α) Στην θέση της λυχνίας Cd, βαλτε μεταξύ των πόλων του ηλεκτρομαγνήτη τον καθετήρα Hall για την μέτρηση του μαγνητικού πεδίου. Βεβαιωθείτε ότι έχει τοποθετηθεί σωστά (ο άξονας μέτρησης πεδίου ακριβώς παράλληλος με το B). Τροφοδοτήστε τον ηλεκτρομαγνήτη και μετρήστε το μαγνητικό πεδίο σαν συνάρτηση του ρεύματος I_{HM} για $I_{HM}=1$ έως 20 A (βήμα 1 A). Σχεδιάστε την καμπύλη βαθμονόμησης $B - I_{HM}$ και προσδιορίστε την συναρτησιακή σχέση με προσαρμογή ευθείας ελαχίστων τετραγώνων.

(β) Τοποθετήστε την λυχνία Cd μεταξύ των πόλων του ηλεκτρομαγνήτη. Ανάψτε την λυχνία και περιμένετε λίγο για να φτάσει την μέγιστη έντασης εκπομπής. Χρησιμοποιώντας το οπτικό σύστημα μετρήστε προσεκτικά την απόσταση ds μεταξύ δύο διαδοχικών κροσσών συμβολής (απουσία μαγνητικού πεδίου: $I_{HM}=0$).

(γ) Τροφοδοτήστε τον ηλεκτρομαγνήτη ($I_{HM}=10 \text{ A}$) και παρατηρήστε την διάσπαση του κάθε κροσσού συμβολής σε τρεις γραμμές. Τοποθετήστε και περιστρέψτε τον γραμμικό πολωτή ώστε να εξαφανίσετε τις μεσαίες π-γραμμές

(δ) Μετρήστε την απόσταση των $2 \cdot ds$ μεταξύ των σ^+ και σ^- γραμμών. Για μεγαλύτερη ακρίβεια επαναλάβετε την μέτρηση πέντε φορές και βρείτε την μέση τιμή και την τυπική απόκλιση. Υπολογίστε την διαφορά μήκους κύματος $d\lambda$ με την βοήθεια της Εξ.10.

(ε) Υπολογίστε την συχνότητα Larmor $\Delta\nu_L(B) = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{q_e}{2 \cdot m_e} \cdot B$ που αντιστοιχεί κάνοντας χρήση της σχέσης:

$$v = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow dv = \frac{c}{\lambda^2} \cdot d\lambda \quad (\text{Εξ.11})$$

όπου c η ταχύτητα του φωτός

(στ) Επαναλάβετε τα βήματα (γ)-(ε) για ρεύματα $I_{HM}=10$ έως 20 A (βήμα 1 A).

(ζ) Κάνοντας χρήση της εξίσωσης βαθμονόμησης του ηλεκτρομαγνήτη, που βρήκατε στο βήμα (α), σχεδιάστε την γραφική παράσταση $\Delta\nu_L(B) - B$. Με προσαρμογή ευθείας ελαχίστων τετραγώνων προσδιορίστε τον λόγο του φορτίου προς την μάζα του ηλεκτρονίου.

Βιβλιογραφία

[1] R.A. Serway, C.J. Moses, C.A. Moyer, "Σύγχρονη Φυσική", Πανεπ. Εκδ. Κρήτης (2011)

[2] Σ. Τραχανάς, "Κβαντομηχανική Ι", Πανεπ. Εκδ. Κρήτης (2011)

Σημειώματα

Σημείωμα αναφοράς

Copyright Πανεπιστήμιο Κρήτης, Ελ. Ηλιόπουλος, 2014. «Προχωρημένα Εργαστήρια Φυσικής Ι.». Έκδοση: 1.0. Ηράκλειο 2014. Διαθέσιμο από τη δικτυακή διεύθυνση: <https://opencourses.uoc.gr>.

Σημείωμα Αδειοδότησης

Το παρόν υλικό διατίθεται με τους όρους της άδειας χρήσης Creative Commons Αναφορά, Μη Εμπορική Χρήση, Όχι Παράγωγο Έργο 4.0 [1] ή μεταγενέστερη, Διεθνής Έκδοση. Εξαιρούνται τα αυτοτελή έργα τρίτων π.χ. φωτογραφίες, διαγράμματα κ.λ.π., τα οποία εμπεριέχονται σε αυτό και τα οποία αναφέρονται μαζί με τους όρους χρήσης τους στο «Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων».



[1] <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Ως **Μη Εμπορική** ορίζεται η χρήση:

- που δεν περιλαμβάνει άμεσο ή έμμεσο οικονομικό όφελος από την χρήση του έργου, για το διανομέα του έργου και αδειοδόχο
- που δεν περιλαμβάνει οικονομική συναλλαγή ως προϋπόθεση για τη χρήση ή πρόσβαση στο έργο
- που δεν προσπορίζει στο διανομέα του έργου και αδειοδόχο έμμεσο οικονομικό όφελος (π.χ. διαφημίσεις) από την προβολή του έργου σε διαδικτυακό τόπο

Ο δικαιούχος μπορεί να παρέχει στον αδειοδόχο ξεχωριστή άδεια να χρησιμοποιεί το έργο για εμπορική χρήση, εφόσον αυτό του ζητηθεί.

Διατήρηση Σημειωμάτων

Οποιαδήποτε αναπαραγωγή ή διασκευή του υλικού θα πρέπει να συμπεριλαμβάνει:

- το Σημείωμα Αναφοράς
- το Σημείωμα Αδειοδότησης
- τη δήλωση Διατήρησης Σημειωμάτων
- το Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων (εφόσον υπάρχει)

μαζί με τους συνοδευόμενους υπερσυνδέσμους.

Χρηματοδότηση

- Το παρόν εκπαιδευτικό υλικό έχει αναπτυχθεί στα πλαίσια του εκπαιδευτικού έργου του διδάσκοντα.
- Το έργο «Ανοικτά Ακαδημαϊκά Μαθήματα στο Πανεπιστήμιο Κρήτης» έχει χρηματοδοτήσει μόνο τη αναδιαμόρφωση του εκπαιδευτικού υλικού.
- Το έργο υλοποιείται στο πλαίσιο του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» και συγχρηματοδοτείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) και από εθνικούς πόρους.

