6 Effet(s) Zeeman

Jusqu'à maintenant il n'a été discuté que des caractéristiques mécaniques et électriques de l'atome. Cependant il est tout à fait attendu, que ce soit par la force de Lorentz ou bien par la boucle de courant que crée l'électron tournant, que l'atome démontre des caractéristiques magnétiques. C'est en effet ce qu'observe Pieter Zeeman en 1896 : en appliquant un champ magnétique sur une lampe spectrale, il observe une modification du spectre de raies qui se dédoublent : c'est l'**effet Zeeman**.

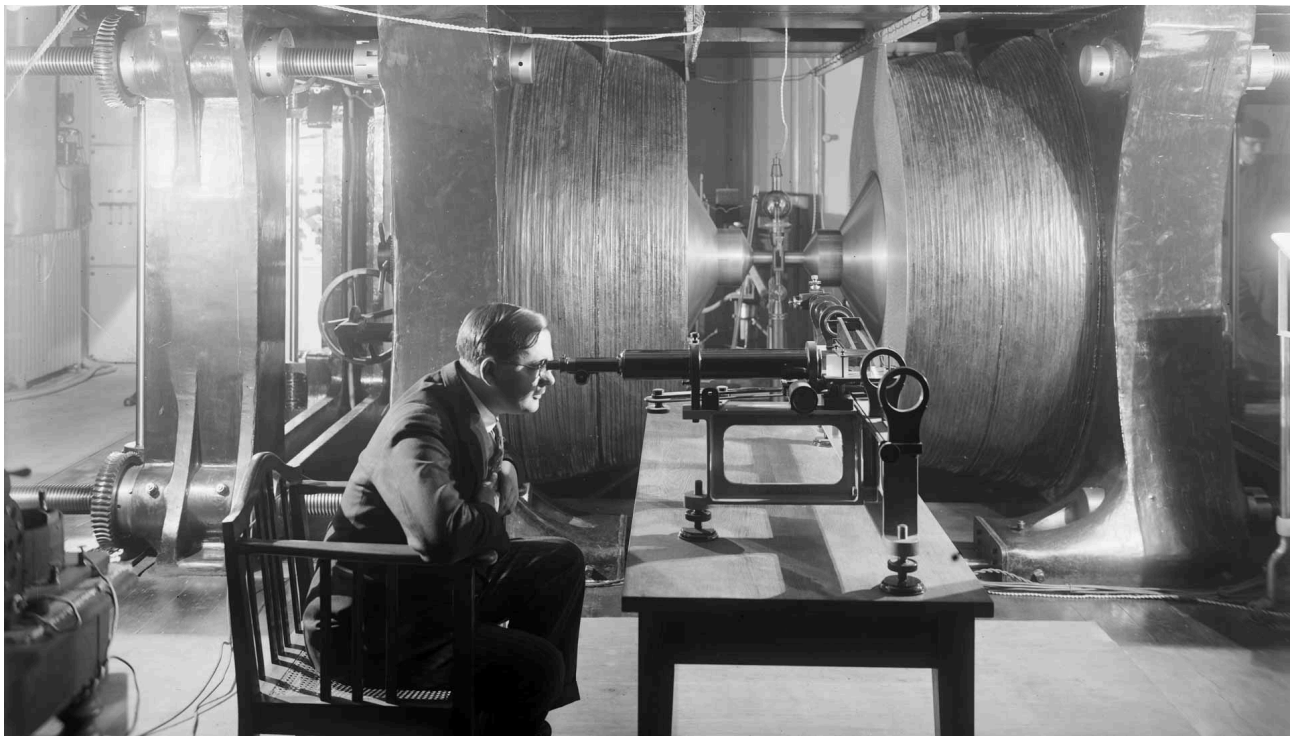


Fig. 6. – Expérience de spectroscopie sur l'effet Zeeman dans le laboratoire du grand électro-aimant, dirigé par le physicien Aimé Cotton, à Meudon-Bellevue, 1931. Photo CNRS.

6.1 Effet Zeeman normal : traitement classique de Lorentz

à faire.

6.2 Effet Zeeman normal dans l'atome de Sommerfeld (1916)

6.2.1 Moment magnétique de l'électron

L'électron en rotation autour du noyeau est assimilable à une boucle de courant, et génère donc un champ magnétique. Il en résulte un apport d'énergie potentielle lorsque celui-ci intéragit avec un champ magnétique externe.

Le courant dû à la rotation de l'électron est

$$I = \frac{dQ}{dt} = -\frac{e}{T} = -\frac{e\omega}{2\pi} \tag{25}$$

avec T et ω respectivement la période et la pulsation de rotation de celui-ci. On a donc un moment magnétique :

$$\vec{\mu} = I \cdot \vec{S} = IS\vec{n} \tag{26}$$

avec $\vec{n}$ l'axe de rotation de l'électron.

Pour un mouvement circulaire uniforme, $S = \pi r^2$ tandis que pour une ellipse, $S = \pi ab$ avec r, a, b respectivement le rayon, le demi grand-axe et le demi petit-axe de la trajectoire. Pour un mouvement elliptique, la vitesse angulaire de l'électron n'est pas constante. Néanmoins, le moment cinétique est conservé dans le cas d'une force centrale. La loi des aires de Kepler donne :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{L}{2m_e} \tag{27}$$

En intégrant sur une période T, l'aire balayée étant celle de l'ellipse, $S = \pi ab$, on obtient :

$$\frac{\pi ab}{T} = \frac{L}{2m_e} \quad \text{soit} \quad L = \frac{2\pi m_e ab}{T} \tag{28}$$

On peut alors exprimer le moment magnétique en fonction du moment cinétique :

$$\vec{\mu} = -\frac{e\pi ab}{T}\vec{n} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L} \tag{29}$$

Cette relation est valable quelle que soit l'excentricité de l'orbite elliptique, et montre une proportionnalité entre μ et L ; ce lien est intéressant sachant la quantification de ce dernier dans le modèle de Bohr.

Dans le cas ou un champ magnétique externe $\vec{B} = B\vec{u_z}$ serait appliqué au milieu, l'électron va gagner une énergie potentielle magnétique dépendant de l'orientation de son moment magnétique par rapport à celui-ci :

$$E_{p,m} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{e}{2m_e} B \underbrace{L\cos(\theta)}_{\text{projection } L_z} \tag{30}$$

avec θ l'angle entre $\vec{L}$ et $\vec{B}$.

On voit donc que $E_{p,m}$ peut prendre une infinité de valeurs du fait de la continuité des valeurs de theta accessibles (on a donc $L_z \in [-L, +L]$), entre $-E_{p,m}^{\max}$ et $+E_{p,m}^{\max}$, avec $E_{p,m}^{\max} = \frac{eBL}{2m_e}$. Le niveau énergétique E_n de l'électron (n le nombre quantique principal, introduit dans le modèle de Bohr) se retrouve donc à s'étaler sur une gamme d'autant plus grande que B est grand :

Niveaux énergétiques de l'atome dans le modèle de Bohr en présence de $\vec{B}$

Avec la condition de Bohr $L = n\hbar$, l'énergie de l'électron s'écrit

$$E = E_n + \mu_B B \frac{L_z}{\hbar}, \quad L_z \in [-n\hbar, +n\hbar], \quad \text{où} \quad \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \tag{31}$$

est le *magnéton de Bohr*, $\mu_B \approx 9{,}27 \times 10^{-24}\,\text{J/T} \approx 5{,}79 \times 10^{-5}\,\text{eV/T}$.

Si l'orientation de l'orbite est quelconque, chaque niveau E_n s'étale en une bande *continue*

$$E \in [E_n - n\mu_B B\,, E_n + n\mu_B B], \tag{32}$$

de largeur $2n\mu_B B$, proportionnelle au champ. À $B = 1\,\text{T}$, $\mu_B B \approx 6 \times 10^{-5}\,\text{eV}$: c'est environ 10^{-5} fois l'écart entre niveaux, d'où la nécessité d'une spectroscopie très résolue.

Ce résultat n'est malheureusement pas du tout ce qu'on observe dans la réalité. Bohr tentera de justifier de l'effet Zeeman observé (discuté dans la suite) dans son modèle mais ne sera pas capable de l'expliquer proprement.

6.2.2 Effet Zeeman normal

Résultat attendu. Étudions une raie provenant d'une transition entre un niveau E_n et un niveau E_p. Si chacun s'étale en une bande continue d'après (31), l'énergie du photon émis peut prendre n'importe quelle valeur dans un intervalle de largeur $2(n+p)\mu_B B$ autour de $h\nu_0 = E_n - E_p$. On s'attend donc à un simple *élargissement* des raies, proportionnel à B, et d'autant plus important que les niveaux sont élevés.

Ce qu'observe Zeeman. En 1896, Zeeman place une source entre les pôles d'un électroaimant et observe ses raies avec un spectroscope à réseau (Fig. 7). Il constate d'abord un élargissement des raies D du sodium. Avec un meilleur pouvoir de résolution, il résout ensuite (1897) certaines raies, comme celles du cadmium, en *composantes distinctes* (Fig. 8) :

- en *visée transversale* (perpendiculaire à $\vec{B}$), un *triplet* : une composante centrale π, à la fréquence ν_0 et polarisée rectilignement parallèlement à $\vec{B}$, encadrée de deux composantes σ, polarisées perpendiculairement à $\vec{B}$;
- en *visée longitudinale* (le long de $\vec{B}$, à travers une pièce polaire percée), un *doublet* : la composante π disparaît, et les deux composantes σ sont polarisées circulairement, en sens opposés.

Les trois composantes sont équidistantes, et l'écart est *le même pour toutes les raies* qui présentent ce comportement :

$$\Delta\nu = \frac{\mu_B B}{h} = \frac{eB}{4\pi m_e}. \tag{33}$$

Ce comportement est qualifié de *normal*, car c'est celui que prévoit la théorie classique de Lorentz (partie 6.1). Zeeman et Lorentz reçoivent le prix Nobel de physique en 1902.

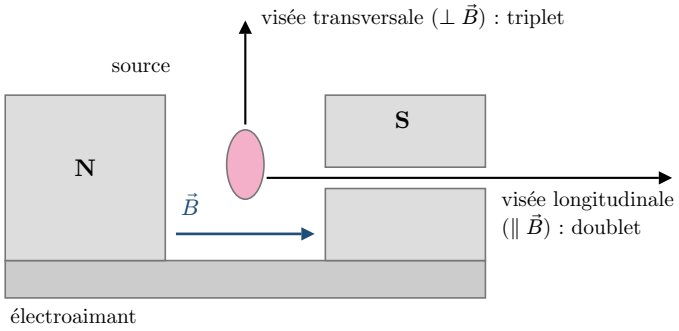


Fig. 7. – Dispositif de Zeeman (vue de dessus). La source est placée entre les pôles d'un électroaimant ; on observe la lumière perpendiculairement au champ, ou le long du champ à travers une pièce polaire percée.

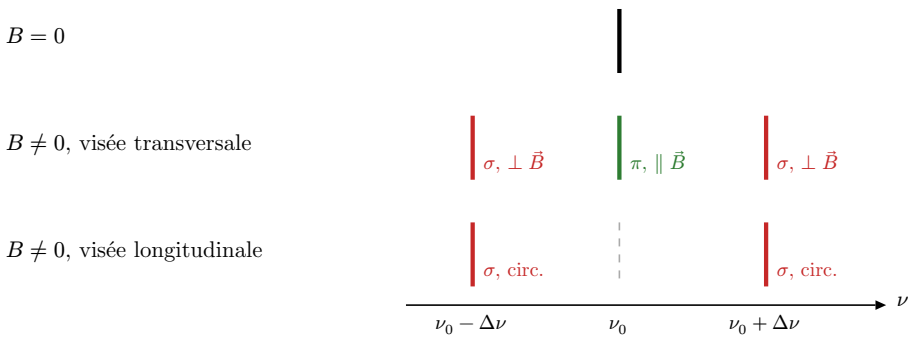


Fig. 8. – Effet Zeeman normal. En visée transversale, la raie se sépare en un triplet ; en visée longitudinale, en un doublet de composantes polarisées circulairement en sens opposés.

Ordres de grandeur. D'après (33), $\Delta\nu/B \approx 14\,\mathrm{GHz/T}$, soit $\Delta\sigma = \Delta\nu/c \approx 0{,}47\,\mathrm{cm}^{-1}$ par tesla. Pour la raie rouge du cadmium ($\lambda = 643{,}8\,\mathrm{nm}$), $\Delta\lambda = \lambda^2\Delta\sigma \approx 0{,}02\,\mathrm{nm}$ à 1 T : il faut un pouvoir de résolution $\lambda/\Delta\lambda$ de quelques 10^4, accessible avec un grand réseau ou un interféromètre de Fabry-Pérot.

Remonter de l'observation à la quantification. Comme pour le modèle de Bohr, on peut lire l'expérience à rebours. Des composantes *discrètes* et *équidistantes*, séparées de $\mu_B B$ en énergie, imposent que la projection L_z ne prenne que des valeurs discrètes espacées de $\hbar$:

$$L_z = m\hbar, \quad m \in \mathbb{Z}, \quad \text{d'où} \quad E = E_n + m\mu_B B. \tag{34}$$

L'orientation de l'orbite par rapport au champ est donc elle aussi quantifiée : c'est la *quantification spatiale*. Un photon émis lors d'une transition entre un sous-niveau m_i du niveau supérieur et un sous-niveau m_f du niveau inférieur a pour énergie $h\nu = h\nu_0 + (m_i - m_f)\mu_B B$. N'observer que trois composantes signifie que seules les transitions avec

$$\Delta m = m_i - m_f \in \{-1, 0, +1\} \tag{35}$$

sont permises : c'est une *règle de sélection*. Les sous-niveaux de chaque niveau sont également espacés de $\mu_B B$, si bien que toutes les transitions de même Δm ont la même fréquence, quel que soit le nombre de sous-niveaux (Fig. 9). La polarisation est liée à Δm : les composantes σ correspondent à $\Delta m = \pm 1$, la composante π à $\Delta m = 0$. En effet, la lumière polarisée circulairement emporte une composante du moment cinétique $\pm\hbar$ le long de sa direction de propagation, ce qui assure la conservation de L_z.

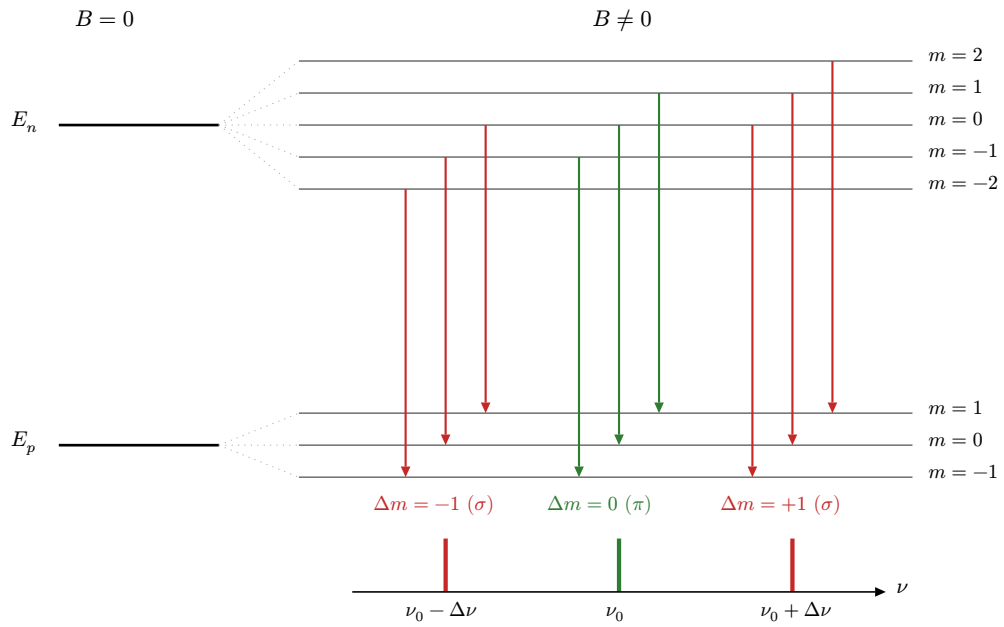


Fig. 9. – Effet Zeeman normal vu sur les niveaux d'énergie. Chaque niveau se sépare en sous-niveaux équidistants, d'écart $\mu_B B$; les transitions de même Δm ont la même fréquence et forment une seule composante. Exemple de la raie rouge du cadmium (5 et 3 sous-niveaux) ; l'origine de ce nombre de sous-niveaux sera justifiée plus loin.

Effet Zeeman normal

Dans un champ $\vec{B}$, la projection du moment cinétique est quantifiée, $L_z = m\hbar$, et chaque niveau se sépare en sous-niveaux $E_n + m\mu_B B$. Avec la règle de sélection $\Delta m \in \{-1, 0, +1\}$, chaque raie devient un triplet de fréquences

$$\nu_0 - \Delta\nu, \quad \nu_0, \quad \nu_0 + \Delta\nu, \quad \Delta\nu = \frac{eB}{4\pi m_e}, \tag{36}$$

indépendant de la raie considérée. La mesure de $\Delta\nu$ en fonction de B donne e/m_e.

Il reste à comprendre *pourquoi* L_z est quantifié, et combien de valeurs de m sont accessibles pour un niveau donné : c'est l'objet du modèle de Sommerfeld. Par ailleurs, de nombreuses raies, comme les raies D du sodium, se séparent en plus de trois composantes, d'écart différent : c'est l'effet Zeeman *anormal* (partie 6.3).

6.3 Effet Zeeman anormal : le spin