Champ magnétique et propriétés de la matière

$1^{ère}$ partie : Faisceau électronique

1.1 Nature de la trajectoire et application

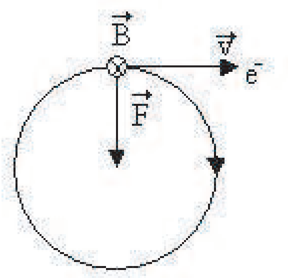
1.1.1 dans le référentiel R_{gal} : $m_e\vec{a} = -e\vec{v} \times B\vec{z}$

1.1.2 sur Oz :

$$m_e\ddot{z}(t) = 0 \Longrightarrow \dot{z}(t) = v_{0z} = 0 \Longrightarrow z(t) = z_0$$

la trajectoire est donc le plan $z = z_0 \perp \vec{B}$
on a : $m_e\frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{v} \times \vec{B} \Longrightarrow \frac{1}{2}m_e\frac{dv^2}{dt} = -e\vec{v}.(\vec{v} \times \vec{B}) = 0 \Longrightarrow ||\vec{v}|| = cte = v_0$

1.1.3 la trajectoire est un cercle ,en se basant sur le sens de la force $-e\vec{v_0} \times \vec{B}$ on dessine :



1.1.4 TRD dans la base de Freinet :$m_e\frac{v^2}{R} = evB$ et $\frac{dv}{dt} = 0$ donc

$$R = \frac{m_e v_0}{eB}$$

1.1.5 $T = \frac{2\pi R}{v_0} = \frac{2\pi m_e v_0}{eBv_0} = \frac{2\pi}{|\omega_0|}$ A.N : $T = 7\ 10^{-9}s$

1.1.6 TEC pendant la phase d'accélération :

$$e\Delta V = \frac{1}{2}m_e(v_f^2 - v_i^2) \Longrightarrow e\Delta V = \frac{1}{2}m_e v_0^2 = \frac{1}{2}m_e(\frac{eBR}{m_e})^2$$

soit $\frac{e}{m_e} = \frac{2\Delta V}{B^2R^2} = \frac{8\Delta V}{B^2D^2}$ A.N : $\frac{e}{m_e} = 1.8\ 10^{11}C.kg^{-1}$ d'après les données :

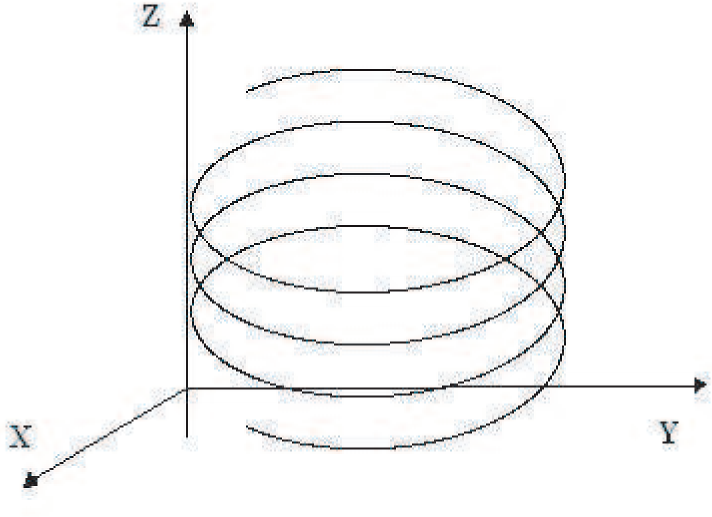
$$\frac{e}{m_e} = 1.76\ 10^{11}C.kg^{-1}$$

l'erreur provient de l'approximation $v_i \approx 0$ et des mesures de D et B

1.1.7 expérience de Millikan!!

1.1.8 A.N : $P = m_e g = 9.1\ 10^{-30}N$ et $F_m = ev_0B = e\sqrt{\frac{2e\Delta V}{m_e}}B = 4\ \ 10^{-14}N \Longrightarrow P \ll F_m$

1.1.9 on superpose le mouvement circulaire dans le plan $z = cte$ et un mouvement uniforme suivant Oz ,on obtient une trajectoire hélicoïdale



1.2 Stabilité de la trajectoire électronique

1.2.1 $m_e\vec{a} = q\vec{v}\times B\vec{z}$ et $\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta \Longrightarrow \begin{cases} m_e(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = \omega_c r\dot{\theta} & (1) \\ r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = -\omega_c\dot{r} & (2) \\ \ddot{z} = 0 & (3) \end{cases}$

1.2.2

$$(2) \Longrightarrow (R+\epsilon_r)\ddot{\epsilon}_\theta + 2\dot{\epsilon}_r(-\omega_c + \dot{\epsilon}_\theta) = -\omega_c\dot{\epsilon}_r$$

au 1^{er} ordre il reste $\Longrightarrow R\ddot{\epsilon}_\theta = \omega_c\dot{\epsilon}_r \Longrightarrow R\dot{\epsilon}_\theta = \omega_c\epsilon_r + cte$

à $t=0$ on a $\epsilon_r(0) = \dot{\epsilon}_\theta(0) = 0 \Longrightarrow \boxed{\text{R } \dot{\epsilon}_\theta = \omega_c\epsilon_r}$

1.2.3

$$(1) \Longrightarrow \ddot{\epsilon}_r - (R+\epsilon_r)(-\omega_c + \dot{\epsilon}_\theta)^2 = \omega_c(R+\epsilon_r)(-\omega_c + \dot{\epsilon}_\theta)$$

$$\Longrightarrow \ddot{\epsilon}_r - (R+\epsilon_r)(\omega_c^2 + \dot{\epsilon}_\theta^2 - 2\omega_c\dot{\epsilon}_\theta) = \omega_c(R+\epsilon_r)(-\omega_c + \dot{\epsilon}_\theta)$$

tenant compte du résultat de 1.2.2,au 1^{er} ordre

$$\Longrightarrow \boxed{\ddot{\epsilon}_r + \omega_c^2\epsilon_r = 0}$$

1.2.4 $\epsilon_r(t) = a\cos\omega_c t + b\sin\omega_c t$

à $t=0$ on a : $\epsilon_r(0) = 0 \Longrightarrow \begin{cases} \epsilon_r(t) = b\sin\omega_c t \\ \epsilon_\theta(t) = \frac{\omega_c}{R}b\sin\omega_c t \end{cases}$ les mouvements sont stables car $\epsilon_r(t)$ et $\epsilon_\theta(t)$ sont bornées

1.2.5 sur Oz

$$m_e\ddot{z} = 0 \Longrightarrow \ddot{\epsilon}_z(t) = 0 \Longrightarrow \epsilon_z(t) = a\ t$$

le mouvement est instable

$2^{ème}$ partie : Effet ZEEMAN

2.1 Théorème de Larmor

2.1.1 TRD dans R_{gal} : $\vec{a}_0 = \frac{q\vec{E}}{m_e}$

2.1.2 TRD dans R_{gal} : $\vec{a} = \frac{q}{m_e}\vec{E} + \frac{q}{m_e}\vec{v}\times\vec{B}$

2.1.3

2.1.3.1 $\vec{a}\,' = \frac{q}{m_e}\vec{E} + \frac{q}{m_e}\vec{v}\times\vec{B} - \underbrace{\frac{d\vec{\Omega}}{dt}}\times\vec{r} - \vec{\Omega}\times(\vec{\Omega}\times\vec{r}) - 2\vec{\Omega}\times\vec{v}\,'$

$\Longrightarrow \vec{a}\,' = \frac{q}{m_e}\vec{E} + \frac{q}{m_e}\vec{v}\,'\times\vec{B} + \frac{q}{m_e}(\vec{\Omega}\times\vec{r})\times\vec{B} - \vec{\Omega}\times(\vec{\Omega}\times\vec{r}) - 2\vec{\Omega}\times\vec{v}\,'$

2.1.3.2 le terme en $\vec{v}\,'$ se simplifie si $\vec{\Omega} = -\frac{q}{2m_e}\vec{B}$ d'où :

$$\vec{a}\,' = \frac{q}{m_e}\vec{E} + \frac{q}{m_e}(\vec{\Omega}\times\vec{r})\times\vec{B} - \vec{\Omega}\times(\vec{\Omega}\times\vec{r}) = \frac{q}{m_e}\vec{E} + \frac{q^2}{4m_e^2}\vec{B}\times(\vec{B}\times\vec{r})$$

2.1.3.3 loi de coulomb : $\vec{E} = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{r}}{r^3}$

2.1.3.4 on a :

$$\rho = \frac{\frac{e^2}{4m_e}|\vec{B}\times(\vec{B}\times\vec{r})|}{e|\vec{E}|} < \frac{e}{4m_e}\frac{B^2 r}{E} = \frac{\pi\varepsilon_0 B^2 r^3}{m_e}$$

d'où : $\rho_{max} = \frac{\pi\varepsilon_0 B^2 r^3}{m_e} = \frac{\pi B^2 r^3}{m_e\mu_0 c^2}$

2.1.3.5 A.N :$\rho_{max} = 3\ 10^{-11} \ll 1 \Longrightarrow \boxed{\vec{a}\,' \approx \frac{q\vec{E}}{m_e}}$

2.1.4 sans $\vec{B}$ on a ,dans R_{gal} : $\vec{a} = \frac{q\vec{E}}{m_e}$

avec $\vec{B}$ on a dans R_{Larmor} tel que $\vec{\Omega} = -\frac{q}{2m_e}\vec{B}$: $\vec{a}\,' = \frac{q\vec{E}}{m_e}$ c'est le théorème de Larmor

2.2 Oscillateur harmonique spatial

2.2.1 TMC en O dans le référentiel Galiléen :$\frac{d\vec{\sigma}_O}{dt} = \vec{r}\times\vec{f} = \vec{0}$ donc $\vec{\sigma}_O = \vec{r}\times m_e\vec{v} = \overrightarrow{cte}$ soit $\vec{r}.\vec{\sigma}_O = ax + by + cz = 0$ (équation d'un plan) la trajectoire est contenue dans le plan passant par O et $\perp \vec{\sigma}_O$

oui , la trajectoire est rectiligne si $\vec{r}_0 // \vec{v}_0$

2.2.2

2.2.2.1 dans la base polaire $(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u})$ on exprime :

$$\vec{\sigma}_O = \vec{r}\times m\vec{v} = r\vec{u}_r \times m_e(\dot{r}\vec{u}_r + r\dot{\theta}\vec{u}_\theta) = m_e r^2\dot{\theta}\vec{u} \Longrightarrow \boxed{\sigma = m_e r^2\dot{\theta}}$$

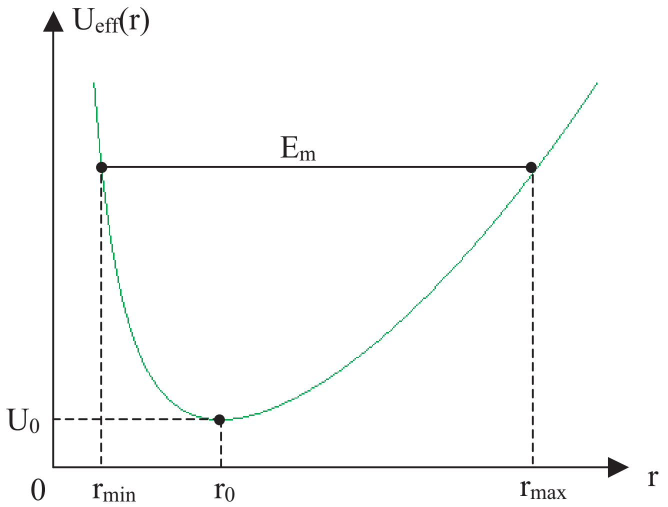
2.2.2.2 on a : $E = E_c + E_p$ or $E_p = \int -\vec{f}.d\vec{r} = \int m_e\omega_0^2\vec{r}.d\vec{r} = m_e\omega_0^2\frac{r^2}{2}$ et

$$E_c = \frac{1}{2}m_e v^2 = \frac{1}{2}m_e(\dot{r}\vec{u}_r + r\dot{\theta}\vec{u}_\theta)^2 = \frac{1}{2}m_e(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2)$$

soit : $E = \frac{1}{2}m_e\dot{r}^2 + \frac{\sigma^2}{2m_e r^2} + m_e\omega_0^2\frac{r^2}{2} \Longrightarrow U_{eff}(r) = \frac{\sigma^2}{2m_e r^2} + m_e\omega_0^2\frac{r^2}{2}$

2.2.2.3 TEM dans un référentiel Galiléen :$\frac{dE}{dt} = P^{N.C} = 0 \Longrightarrow E = cte$ or $\frac{1}{2}m\dot{r}^2 = E_m - U_{eff}(r) \geq 0$

le tracé de $U_{eff}(r)$ est :



la trajectoire est bornée entre $[r_{min}, r_{max}]$

2.2.2.4 si $E = U_{eff}(r_0)$ la trajectoire est un cercle de rayon r_0 donné par

$$U'_{eff} = 0 \Longleftrightarrow r_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{m_e\omega_0}}$$

dans ce cas $E = U_{eff}(r_0) = \sigma\omega_0$

2.2.3 TRD dans un référentiel Galiléen :

$$m_e\ddot{\vec{r}} + m_e\omega_0^2\vec{r} = \vec{0} \Longleftrightarrow \vec{r}(t) = \vec{a}\cos(\omega_0 t) + \vec{b}\sin(\omega_0 t)$$

les conditions initiales donnent : $\vec{r}(0) = \vec{a}$ et $\dot{\vec{r}}(0) = \omega_0\vec{b}$ soit :

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(0)\cos(\omega_0 t) + \frac{\dot{\vec{r}}(0)}{\omega_0}\sin(\omega_0 t)$$

2.2.4

2.2.4.1 projection sur Oz : $z(t) = z(0)\cos(\omega_0 t) + \frac{\dot{z}(0)}{\omega_0}\sin(\omega_0 t)$

2.2.4.2 on a :

$$z(t) = \Re(\underline{z}(t)) \Longleftrightarrow Z\cos(\omega_0 t + \zeta) = z(0)\cos(\omega_0 t) + \frac{\dot{z}(0)}{\omega_0}\sin(\omega_0 t)$$

soit , par trigonométrie : $Z\cos\zeta = z(0)$ et $-Z\sin\zeta = \frac{\dot{z}(0)}{\omega_0}$

finalement : $\boxed{Z = \sqrt{z^2(0) + \frac{\dot{z}^2(0)}{\omega_0^2}}}$ et $\boxed{\tan\zeta = -\frac{\dot{z}(0)}{z(0)\omega_0}}$

2.2.5

2.2.5.1 on a :

$$\underline{\vec{x}}(t) = [A'(\vec{u}_x + i\vec{u}_y) + A'(\vec{u}_x - i\vec{u}_y)]\exp -i(\omega_0 t + \alpha)$$
$$\Longleftrightarrow \underline{\vec{x}}(t) = 2A'\vec{u}_x\exp -i(\omega_0 t + \alpha)$$
$$\Longleftrightarrow A' = \frac{A}{2}$$

2.2.5.2 on a :

$$\underline{\vec{x}}(t) = \underbrace{A'(\vec{u}_x + i\vec{u}_y)\exp -i(\omega_0 t + \alpha)} + \underbrace{A'(\vec{u}_x - i\vec{u}_y)\exp -i(\omega_0 t + \alpha)} = \underline{\vec{r}}_1(t) + \underline{\vec{r}}_2(t)$$

or $\vec{r}_1(t) = \Re(\underline{\vec{r}}_1(t)) = A'\cos(\omega_0 t + \alpha)\vec{u}_x + A'\sin(\omega_0 t + \alpha)\vec{u}_y$ mouvement circulaire gauche d'un point fictif dans le plan xOy

$\vec{r}_2(t) = \Re(\underline{\vec{r}}_2(t)) = A'\cos(\omega_0 t + \alpha)\vec{u}_x - A'\sin(\omega_0 t + \alpha)\vec{u}_y$ mouvement circulaire droit d'un point fictif dans le plan xOy

2.2.6 de même avec $B' = \frac{B}{2}$, on aura :

$$\underline{\vec{y}}(t) = \underbrace{B'(\vec{u}_y + i\vec{u}_x)\exp -i(\omega_0 t + \beta)} + \underbrace{B'(\vec{u}_y - i\vec{u}_x)\exp -i(\omega_0 t + \beta)} = \underline{\vec{r}}_3(t) + \underline{\vec{r}}_4(t)$$

or $\vec{r}_3(t) = \Re(\underline{\vec{r}}_3(t)) = B'\sin(\omega_0 t + \beta)\vec{u}_x + B'\cos(\omega_0 t + \beta)\vec{u}_y$

$$\Longrightarrow \vec{r}_3(t) = B'\cos(\omega_0 t + \beta - \frac{\pi}{2})\vec{u}_x - B'\sin(\omega_0 t + \beta - \frac{\pi}{2})\vec{u}_y$$

mouvement circulaire droit d'un point fictif dans le plan xOy

de même pour $\vec{r}_4(t)$

2.2.7

2.2.7.1 ona

$$\begin{cases} \underline{\vec{x}}(t) = A'(\vec{u}_x + i\vec{u}_y)\exp -i(\omega_0 t + \alpha) + A'(\vec{u}_x - i\vec{u}_y)\exp -i(\omega_0 t + \alpha) \\ \underline{\vec{y}}(t) = B'i(\vec{u}_x - i\vec{u}_y)\exp -i(\omega_0 t + \beta) - B'i(\vec{u}_x + i\vec{u}_y)\exp -i(\omega_0 t + \beta) \end{cases}$$

il vient :

$$\begin{cases} \underline{R}_g = A'\exp -i\alpha - iB'\exp -i\beta = \frac{1}{2}[Ae^{-i\alpha} - iBe^{-i\beta}] \\ \underline{R}_d = A'\exp -i\alpha + iB'\exp -i\beta = \frac{1}{2}[Ae^{-i\alpha} + iBe^{-i\beta}] \end{cases}$$

2.2.7.2 la superposition de deux mouvements circulaires gauche et droit

2.3 Changements de fréquence dus à la rotation de Larmor

2.3.1 TRC dans le référentiel Galiléen appliqué à l'électron atomique s'écrit :

$$m_e\ddot{\vec{r}} = -m_e\omega_0^2\vec{r} + q\vec{v} \times B\vec{z}$$

2.3.2 projection sur Oz : $\ddot{z} + \omega_0^2 z = 0$, le mouvement selon Oz n'est pas modifié

2.3.3 selon Ox : $m_e\ddot{x} + \omega_0^2 x = qB\dot{y}$

selon Oy : $m_e\ddot{y} + \omega_0^2 y = -qB\dot{x}$

2.3.4

2.3.4.1 mouvement circulaire gauche à la pulsation ω_+

$$\begin{cases} x(t) = A'\cos(\omega_+ t + \alpha) \\ y(t) = A'\sin(\omega_+ t + \alpha) \end{cases}$$

soit : $\dot{y}(t) = \omega_+ A'\cos(\omega_+ t + \alpha) = \omega_+ x(t)$

2.3.4.2 d'après 3.3.3 on a : $-m_e\omega_+^2 x(t) = -m_e\omega_0^2 x(t) + qB\omega_+ x(t)$

soit : $\omega_+^2 - \frac{eB}{m_e}\omega_+ - \omega_0^2 = 0$

2.3.4.3 domaine visible $\lambda \in [0.4, 0.8]\mu m \Longleftrightarrow \omega_0 = \frac{2\pi c_0}{\lambda} \in [2.3, 4.7]\ 10^{15}Hz$ or

$$\frac{eB}{m_e} = 1.7\ 10^{11}Hz \ll \omega_0$$

2.3.4.4

$$(18) \Longrightarrow \omega_+ = \frac{\frac{eB}{m_e} + \sqrt{(\frac{eB}{m_e})^2 + 4\omega_0^2}}{2} = \frac{eB}{2m_e} + \omega_0\sqrt{1 + (\frac{eB}{2\omega_0 m_e})^2} \approx \frac{eB}{2m_e} + \omega_0[1 + \frac{1}{2}(\frac{eB}{2\omega_0 m_e})^2]$$

soit : $\Delta\nu_+ = \frac{\omega_+ - \omega_0}{2\pi} \approx \frac{eB}{4\pi m_e} + \frac{\omega_0}{16\pi}(\frac{eB}{m_e\omega_0})^2$

ordre de grandeur : $\frac{eB}{2m_e} \sim 10^{11}Hz$ et $\frac{\omega_0}{16\pi}(\frac{eB}{m_e\omega_0})^2 \sim 10^7 Hz$

soit : $\Delta\nu_+ \approx \frac{eB}{4\pi m_e} = \frac{\Omega}{2\pi}$, en accord avec la théorème de Larmor ,en effet la composition des rotations s'écrit : $\omega_+\}_{gal} = \omega_0\}_{lar} + \Omega\}_{lar/gal}$(circulaire gauche)

2.3.5 de même pour un mouvement circulaire droit à la pulsation ω_-

$$\begin{cases} x(t) = A'\cos(\omega_- t + \alpha) \\ y(t) = -A'\sin(\omega_- t + \alpha) \end{cases}$$

soit : $\dot{x}(t) = +\omega_- y(t)$ remplacée dans (18) $\Longrightarrow \omega_-^2 + \frac{eB}{m_e}\omega_- - \omega_0^2 = 0$ soit :

$$\omega_- = -\frac{\frac{eB}{m_e} + \sqrt{(\frac{eB}{m_e})^2 + 4\omega_0^2}}{2} = -\frac{eB}{2m_e} + \omega_0\sqrt{1 + (\frac{eB}{2\omega_0 m_e})^2} \approx -\frac{eB}{2m_e} + \omega_0[1 + \frac{1}{2}(\frac{eB}{2\omega_0 m_e})^2]$$

soit :

$$\Delta\nu_- = \frac{\omega_- - \omega_0}{2\pi} \approx -\frac{eB}{4\pi m_e} = -\frac{\Omega}{2\pi} = -\Delta\nu_+$$

, en accord avec la théorème de Larmor ,en effet la composition des rotations s'écrit : $-\omega_-\}_{gal} = -\omega_0\}_{lar} + \Omega\}_{lar/gal}$ (circulaire droite)

2.4 Conséquences sur les raies d'émission de l'atome

2.4.1

2.4.1.1 d'abord : $\underline{\vec{B}} = \frac{\mu_0\omega^2}{4\pi R^2 c_0}\vec{R} \times p_0\vec{z}e^{-i\omega(t-\frac{R}{c_0})} = \frac{\mu_0\omega p_0}{4\pi R}\vec{k} \times \vec{z}e^{i(kR-\omega t)}$ soit :

$$\underline{\vec{E}} = -c_0^2\frac{\vec{k}}{\omega} \times \underline{\vec{B}} = -\frac{p_0}{4\pi\varepsilon_0 R}\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{z})e^{i(kR-\omega t)}$$

2.4.1.2 notons $\vec{u}$ vecteur unitaire de la droite Δ , on a : $\vec{p}_\perp = \vec{p} - \vec{p}_\parallel = \vec{p} - (\vec{p}.\vec{u})\vec{u} = p(t)[\vec{z} - (\vec{u}.\vec{z})\vec{u}]$ or $\vec{k} = k\vec{u}$ d'où :

$$\underline{\vec{E}} = -\frac{p_0}{4\pi\varepsilon_0 R}k^2[(\vec{u}.\vec{z})\vec{u} - \vec{z}]e^{i(kR-\omega t)} = \frac{k^2}{4\pi\varepsilon_0 R}\vec{p}_\perp(t - \frac{R}{c_0})$$

la direction de $\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{z})$ est fixe donc l'onde est polarisée rectiligne

2.4.1.3 si $\vec{k}//\vec{p} \Longrightarrow \underline{\vec{E}} = \vec{0}$, $\underline{\vec{B}} = \vec{0}$

si $\vec{k} \perp \vec{p} \Longrightarrow \underline{\vec{E}} = \frac{k^2}{4\pi\varepsilon_0 R}\vec{p}(t - \frac{R}{c_0})$, $\underline{\vec{B}} = \frac{\mu_0\omega p_0}{4\pi R}\vec{k} \times \vec{z}e^{i(kR-\omega t)}$

2.4.2 notons $\vec{k} = k\vec{u}$, la polarisation du champ électrique est donnée par $\vec{k}\times(\vec{k}\times\underline{\vec{p}}) = k^2[(\vec{u}.\underline{\vec{p}})\vec{u}-\underline{\vec{p}}] = -k^2\underline{\vec{p}}_\perp$ c'est le résultat demandé

2.4.3

2.4.3.1 le mouvement général de l'électron atomique en présence du champ magnétostatique $\vec{B}$ se compose de :

- (1) : mouvement circulaire gauche dans le plan xOy
- (1) : mouvement circulaire droit dans le plan xOy
- (2) : mouvement oscillatoire $//\vec{B} = B\vec{z}$

il y aura 3 raies aux fréquences : ν_0 , ν_+ , ν_-

2.4.3.2 voir figure a

- raie ν_0 est polarisée rectiligne $//Oz$
- raie ν_+ est polarisée rectiligne $\perp Oz$
- raie ν_0 est polarisée rectiligne $\perp Oz$

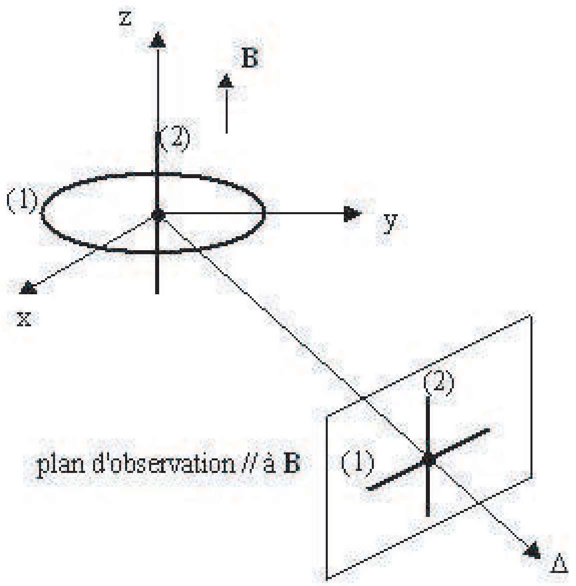


figure a

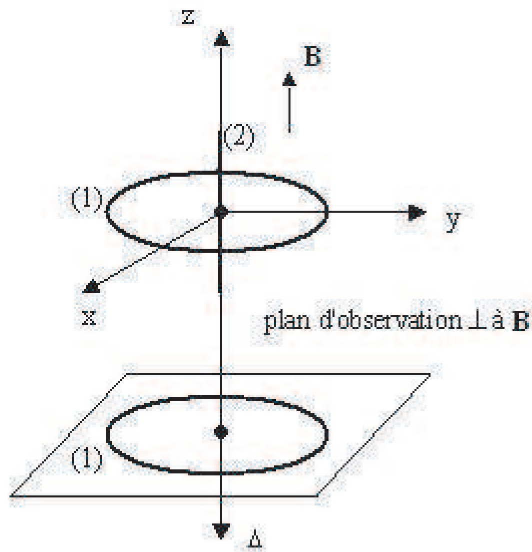


figure b

on utilise un analyseur de polarisation (toutes les raies présentent une extinction)

2.4.3.3 l'intensité $I \propto |<E \times B>| \propto p_0^2$, et par symétrie de l'atome , les relations (12), (13), (15) $\Longrightarrow$ $Z = A = B$ et $\alpha = \beta$ dans les relations 2.2.7.1

- raie ν_0 : $I_0' = cteZ^2$ en présence du champ B
- raie ν_+ : $I_+ = cte|\underline{R}_g|^2 = cte\frac{Z^2}{2} = \frac{I_0'}{2}$
- raie ν_- : $I_- = cte|\underline{R}_d|^2 = cte\frac{Z^2}{2} = \frac{I_0'}{2}$

2.4.4

2.4.4.1 d'après 2.4.1.3 il n'y aura que les raies ν_+ et ν_-

2.4.4.2 voir figure b

- raie ν_+ est polarisée circulaire gauche
- raie ν_0 est polarisée circulaire droite

de même intensité

2.4.4.3 il faut utiliser cette fois une lame quart d'onde

2.4.5

2.4.5.1 on a : $\Delta\nu = \Delta\nu_+ = -\Delta\nu_- = \frac{eB}{4\pi m_e} \ll \nu_0$ et $\nu = \frac{c_0}{\lambda} \Longrightarrow d\nu = -\frac{c_0 d\lambda}{\lambda_0^2} \Longrightarrow \Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2 \Delta\nu}{c_0} \Longrightarrow$ $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_0 eB}{4\pi m_e c_0}$

2.4.5.2 $pente = \frac{\lambda_0 e}{4\pi m_e c_0} = 3.2\ 10^{-5} Tesla^{-1} \Longrightarrow \frac{e}{m_e} = 1.9\ 10^{11} C.kg^{-1}$

2.4.5.3 Interféromètre de Michelson.

fin du corrigé