CCP 2000 physique 2

AI1a $\boxed{m\frac{d}{dt}\mathbf{v} = -e\mathbf{E} - \alpha\mathbf{v}}$ donne en champ nul : $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(o)\exp(-\frac{t}{\tau}), \tau$ est un *temps de relaxation*

AI1b en régime stationnaire $\mathbf{v} = (-\frac{e}{\alpha})\mathbf{E}$ d'où $\mathbf{J} = -ne\mathbf{v} = \frac{ne^2}{\alpha}\mathbf{E}$ donc $\boxed{\gamma = \frac{ne^2\tau}{m}}$

AI1c $\tau \simeq 2,1.10^{-16}\ s$

AI1d Les plans Mxz et Oxy sont de symétrie, $\mathbf{b}$ est partout parallèle à Oy, et nul dans xOy; $.\mathbf{rot}(\mathbf{b}) = \mu_0\mathbf{J}$ donne $\frac{\partial b}{\partial z} = -\mu_0 J_x(z)$ d'où par intégration : à l'intérieur : $\mathbf{b} = -\mu_0 Jz\mathbf{e}_y$

à l'extérieur, pour $z \lesseqgtr \mp a/2$ on a par continuité $\mathbf{b} = \pm\mu_0 J\frac{a}{2}\mathbf{e}_y$ (uniformes), soit $b \simeq 6,3\mu T$

AI2a $\boxed{m\frac{d}{dt}\mathbf{v} = -e\mathbf{v}\wedge\mathbf{B} - \alpha\mathbf{v}}$; $\tau \to \infty$ équivaut à $\alpha \to 0$ alors $\frac{d}{dt}\mathbf{v} = \omega_c \wedge \mathbf{v}$ qui définit le vecteur rotation de $\mathbf{v}$: $\boxed{\omega_c = \frac{e}{m}\mathbf{B}}$; $\omega_c \simeq 2,9.10^{12}\ rd.s^{-1}$

AI2b L'équation du mouvement fournit en régime stationnaire : $e\mathbf{E} = -e\mathbf{v}\wedge\mathbf{B} - \alpha\mathbf{v}$ que l'on développe, et on substitue $v = -\frac{1}{ne}J$ et $\frac{\alpha}{ne^2} = \frac{1}{\gamma}$

AI2c $E_y = 0$ donne $J_y = \gamma\frac{B}{ne}J_x$ puis $E_x = \frac{1}{\gamma}(1 + (\gamma\frac{B}{ne})^2)J_x$ que l'on peut écrire $E_x = \frac{1}{\gamma_1}J_x$ (γ_1 au lieu de γ); alors $R = \frac{1}{\gamma}\frac{L}{al}$ devient $R_1 = \frac{1}{\gamma_1}\frac{L}{al}$ d'où $\boxed{\frac{\Delta R}{R} = \frac{\gamma}{\gamma_1} - 1 = (\gamma\frac{B}{ne})^2 \simeq +3,9.10^{-7}}$

AI2d $E_y = -\frac{B}{ne}J$ et $V_H = \int_0^l E_y dy$ *<u>à x fixé</u>*; soit $\boxed{V_H = \frac{BI}{nea} \simeq 0,62\ mV}$

L'effet Hall a des intérêts théoriques (mesure de n) et pratiques (sonde pour teslamètre).

AI2e $\boxed{R_K = h/e^2 \simeq 25,9\ k\Omega}$ qui ne contient que des constantes fondamentales.

AII1a $\boxed{m\frac{d}{dt}\mathbf{v} = (-e)\mathbf{v}\wedge(\mathbf{B}+\mathbf{B}') - e\mathbf{E} - \alpha\mathbf{v}}$ l'effet de **B'** est négligeable pourvu que $v \ll c$ en admettant que $B' \sim E/c$ et en outre $B' \ll B$, hypothèses raisonnables.

En développant et substituant on arrive à:

$$-\tau\frac{d}{dt}J_x = \tau\omega_c J_y - \gamma E_x + J_x$$
$$-\tau\frac{d}{dt}J_y = -\tau\omega_c J_x - \gamma E_y + J_y$$

AII1b $\frac{d}{dt} = -i\omega*$ donne le système:

$$\boxed{\begin{array}{ll}(1-i\omega\tau)\underline{J}_{0x} + \omega_c\tau\underline{J}_{0y} = \gamma\underline{E}_{0x} & (1)\\ (1-i\omega\tau)\underline{J}_{0y} - \omega_c\tau\underline{J}_{0x} = \gamma\underline{E}_{0y} & (2)\end{array}}$$

Les combinaisons linéaires (1)±(2)*i donnent le résultat voulu avec $A = \gamma$.

AII2a Maxwell: $\mathbf{k}\bullet\underline{\mathbf{E}}_0 = \mathbf{0}$ $\quad \mathbf{k}\wedge\underline{\mathbf{E}}_0 = \omega\underline{\mathbf{B}}'_0$ où $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$ (*réel* si k est la norme...).

$\mathbf{k}\bullet\underline{\mathbf{B}}'_0 = \mathbf{0}$ $\quad \mathbf{k}\wedge\underline{\mathbf{B}}'_0 = -i\mu_0\underline{\mathbf{J}}_0 - \frac{\omega}{c^2}\underline{\mathbf{B}}'_0$

On élimine $\underline{\mathbf{B}}'_0$ en utilisant $\mathbf{e}_z\wedge(\mathbf{e}_z\wedge\underline{\mathbf{E}}_0) = -\underline{\mathbf{E}}_0$ et on obtient: $(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2})\underline{\mathbf{E}}_0 = i\omega\underline{\mathbf{J}}_0$ puis, par combinaisons: $(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - i\omega\mu_0\gamma_\pm)\underline{\mathbf{E}}_\pm = \mathbf{0}$

AII2b La relation de dispersion est donc $\boxed{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - i\omega\mu_0\gamma_\pm = 0}$ dans laquelle (avec $\omega_c\tau \gg \omega\tau$ et $\omega_c\tau \gg 1$) on a $\gamma_\pm \simeq \pm i\frac{\gamma}{\omega_c\tau}$ d'où $k_\pm^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mp \frac{\mu_0\gamma\omega}{\omega_c\tau}$ Donc $\boxed{K = \sqrt{\mu_0 e\frac{n\omega}{B}}}$

AII2c Pour $\omega < \omega_0 = \mu_0 c^2 e\frac{n\omega}{B}$ l'onde k_+ n'existe pas; on voit alors par $\underline{\mathbf{E}}_{0+} = \mathbf{0}$ que $\underline{E}_{0y} = i\underline{E}_{0x}$ et donc que la polarisation est $\boxed{\textit{circulaire}}$.

B1b vert; $\nu_0 = c/\lambda_0 \simeq 5,45.10^{14}\ Hz$

B1b Différence de marche $\delta = 2x$; on a (cf Cours): $I = \frac{I(0)}{2}(1+\cos(2\pi\frac{\delta}{\lambda_0}))$ donc $\boxed{\tau = \frac{2x}{c}}$

B2a $\nu_0 = 4,66.10^{14}\ Hz$, rouge

B2b Sommation des intensités $dI = (cte)(1+\cos(2\pi\nu\tau))d\nu$ sur l'intervalle donné. Après calcul et simplification on obtient $\boxed{\gamma_t(\tau) = \frac{\sin(\pi\tau\Delta\nu_{1/2})}{\pi\tau\Delta\nu_{1/2}}} = \sin c(\pi\tau\Delta\nu_{1/2})$

B2c $\boxed{V = |\gamma_t(\tau)|}$ (voir figures)

B2d $\Delta\nu_{1/2} = 1/\tau_1 = c/2x_1 \simeq 9,43.10^8 Hz$, $L_t = 2x_1 = 31,8cm$, $\Delta\lambda \simeq \lambda_0\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq 1,30pm$

B3a $\nu_0 \simeq 5,19.10^{14} Hz$, jaune

B3b $I = (cte)\left[2+\cos\left(2\pi\tau(\nu_0 - \Delta\nu_{1/2})\right) + \cos(2\pi\tau(\nu_0+\Delta\nu_{1/2}))\right]$

. donne après calcul $\boxed{\gamma_t(\tau) = \cos(\pi\tau\Delta\nu_{1/2})}$

B3c (voir figures)

B3d donc $\tau_1\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{2}$ et $\tau_2\Delta\nu_{1/2} = \frac{3}{2}$ d'où $\tau_2 - \tau_1 = 1/\Delta\nu_{1/2} = 278/\nu_0$,qui donne $\Delta\nu_{1/2} = 1,87.10^{12}\ Hz$, $L_t = c/\Delta\nu_{1/2} \simeq 0,161\ mm$ et $\Delta\lambda \simeq \lambda/278 \simeq 2,1\ nm$

B3e chaque composante a une largeur propre qui altère le contraste comme en **B2.**

B4a On obtient l'identification en prenant $\boxed{C_1 = \frac{1}{1+\mu} \qquad C_2 = \frac{\mu}{1+\mu}}$

B4b Re($\gamma_t(\tau)) = \cos(\pi\tau\Delta\nu_{1/2})$, Im($\gamma_t(\tau)) = \frac{\mu-1}{\mu+1}\sin(\pi\tau\Delta\nu_{1/2})$ $|\gamma_t(\tau)| = \sqrt{\mathrm{Re}^2 + \mathrm{Im}^2}$, $\tan(\alpha_t) = \frac{\mu-1}{\mu+1}\tan(\pi\tau\Delta\nu_{1/2})$

B4c I peut s'écrire $\frac{I(0)}{2}\left[1+|\gamma_t(\tau)|\cos(\pi\tau\Delta\nu_{1/2}+\alpha_t)\right]$

. on a donc $\boxed{V = |\gamma_t(\tau)| = \left[\left(\frac{1-\mu}{1+\mu}\right)^2 + \frac{4\mu}{(1+\mu)^2}\cos^2(\pi\tau\Delta\nu_{1/2}+\alpha_t)\right]^{1/2}}$

B4d $V_m = \frac{|1-\mu|}{1+\mu}$, $V_M = 1$ (voir figures)

B4e $\mu = 0$ correspond à une raie unique, on a $V = 1$ constant et $\alpha_t = -\pi\tau\Delta\nu_{1/2}$ (?)

. $\mu = 1$ correspond au cas du 3° avec $\alpha_t = 0$

B5a $\nu_0 \simeq 4,57.10^{14}\ Hz$, rouge

B5b $\Delta\nu_{1/2} = 1/2\tau_1 = c/4x_1 \simeq 8,82.10^9\ Hz$, $\Delta\lambda_{1/2} \simeq \lambda\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq 12,7\ pm$

B5c $\frac{\mu-1}{\mu+1} = 0,15$ donne $\mu \simeq 1,35$ (α_t demandé mais dépend de τ ?)

figures du B2c, contraste puis intensité:

figures du B3c:

figures du B4d, faites pour $\mu = 0.5$: