

Polytechnique, Physique 1 MP

Quelques aspects de la fusion contrôlée par confinement magnétique

Concours 2007

I. Cinématique de la réaction

1. Notant \vec{v}_n et \vec{v}_α les vitesses du neutron et de la particule α , la conservation de la quantité de mouvement impose $m_n \vec{v}_n + m_\alpha \vec{v}_\alpha = \vec{0}$; comme $m_\alpha \simeq 4m_n$, on a aussi $\vec{v}_n = -4\vec{v}_\alpha$. Les énergies cinétiques vérifient alors $E_c^n = \frac{1}{2}m_n \vec{v}_n^2$ et $E_c^\alpha = \frac{1}{2}m_\alpha \vec{v}_\alpha^2$ soit $E_c^n = 4E_c^\alpha$ d'où enfin $E_c^n = \frac{4}{5}E_f = 14,1 \text{ eV}$ et

$$E_c^\alpha = \frac{1}{5}E_f = 3,5 \text{ eV}.$$

2. On en déduit $v_n = \sqrt{\frac{2E_c^n}{m_n}} = 5,20 \times 10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $v_\alpha = \frac{1}{4}v_n = 1,30 \times 10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

II. Pression et densité du plasma

1. $\vec{j} = e(2n_D \vec{v}_D - n_e \vec{v}_e)$ puisque la charge d'un ion deutérium est $+2e$.
2. (a) Dans un plasma neutre ($\rho = 2n_D e - n_e e = 0$), la partie électrique de la force de Lorentz est nulle et seules subsistent la partie magnétique de la force de Lorentz et les forces de pression (on néglige les forces de pesanteur), donc $\frac{d\vec{F}}{d\tau} = \vec{j} \wedge \vec{B} - \overrightarrow{\text{grad}} P$. En régime permanent, les particules du plasma ont des vitesses indépendantes du temps et leurs accélérations sont donc nulles d'où $\vec{j} \wedge \vec{B} = \overrightarrow{\text{grad}} P$.
- (b) Une ligne de courant est colinéaire à \vec{j} , donc perpendiculaire à $\vec{j} \wedge \vec{B}$ et à $\overrightarrow{\text{grad}} P$; il s'agit donc d'un élément d'une surface **isobare** puisque, le long de cette ligne, $dP = \overrightarrow{\text{grad}} P \cdot d\vec{r} = 0$. Le même raisonnement s'applique aux lignes de champ, colinéaires à \vec{B} .
3. (a) Tout plan contenant l'axe (Oz) est plan de symétrie positive des courants, donc le champ magnétique additionnel \vec{B}' est orthogonal à ces plans de symétrie : $\vec{B}' = B' \vec{e}_\varphi$ en coordonnées cylindriques. Les courants vérifient l'invariance par translation le long de (Oz) et par rotation autour de (Oz) donc $B' = B'(\rho)$. On peut donc écrire le théorème d'Ampère sur un cercle d'axe (Oz) et de rayon ρ , $2\pi\rho B'(\rho) = \mu_0 j_z \pi \rho^2$, d'où enfin $\vec{B}' = \frac{\mu_0 j_z \rho}{2} \vec{e}_\varphi$.
- (b) Puisque $\overrightarrow{\text{grad}} P = \vec{j} \wedge \left(B_z \vec{e}_z + \frac{\mu_0 j_z \rho}{2} \vec{e}_\rho \right) = -\frac{\mu_0 j_z^2 \rho}{2} \vec{e}_\rho$, la pression ne dépend que de ρ et vérifie $\frac{dP}{d\rho} = -\frac{\mu_0 j_z^2 \rho}{2}$ qui s'intègre ici en $P(\rho) = \frac{\mu_0 j_z^2}{4} (a^2 - \rho^2)$ avec $P(a) = 0$.
- (c) $P(0) = \frac{\mu_0 j_z^2}{4} = \frac{B'(a)^2}{\mu_0}$ donc $P(0) \simeq 1,27 \text{ bar}$ avec $B'(a) \simeq 0,4 \text{ T}$.
4. (a) $T = 1,16 \times 10^8 \text{ K}$; la densité particulaire totale n^* vérifie la loi des gaz parfaits $P = n^* k_B T$, avec $n^* = n_D + n_e = 3n_D$ donc $n_D = \frac{P}{3k_B T} = 2,65 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

(b) On en déduit immédiatement $\tau > \tau_{\min} = 37,7 \text{ s}$.

III. Chauffage du plasma

1. (a) Adoptant l'expression $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} \Phi$ (en l'absence de tout potentiel vecteur \vec{A}), on peut écrire

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = qk\Phi_0 \sin(\omega_1 t - kx) \vec{e}_x \text{ en négligeant toute force non électromagnétique.}$$

(b) Considérons le référentiel (R') en translation relativement à (R) à la vitesse constante $c_\Phi \vec{e}_x$, où $c_\Phi = \frac{\omega_1}{k}$; dans ce référentiel (galiléen), on peut écrire $x' = x - c_\Phi t$ donc $\omega_1 t - kx = -kx'$ et la nouvelle équation du mouvement est $m \frac{d\vec{v}'}{dt'} = -qk\Phi_0 \sin(kx') \vec{e}_x$: le mouvement se fait dans le champ de forces $\vec{F} = -qk\Phi_0 \sin(kx') \vec{e}_x$ indépendant du temps.

Comme $\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}} (-q\Phi_0 \cos(kx'))$ est conservative, l'énergie mécanique de la particule dans ce référentiel (R'), $E = \frac{1}{2} m \vec{v}'^2 - q\Phi_0 \cos(kx')$ est une constante du mouvement.

(c) Puisque $E + q\Phi_0 \cos(kx') \geq 0$, on pourra observer :

- Si $E/q\Phi_0 < 1$, un mouvement **borné** limité par les positions extrêmes, solutions de l'équation $\cos(kx') = -E/q\Phi_0$. Si on choisit l'origine des axes de sorte que le mouvement se fait de part et d'autre de $x' = 0$, le mouvement sera limité à l'intervalle $kx' \in \left[-\arccos \frac{E}{q\Phi_0}, \arccos \frac{E}{q\Phi_0} \right]$.

Le portrait de phase est une courbe fermée du plan (x', \dot{x}') .

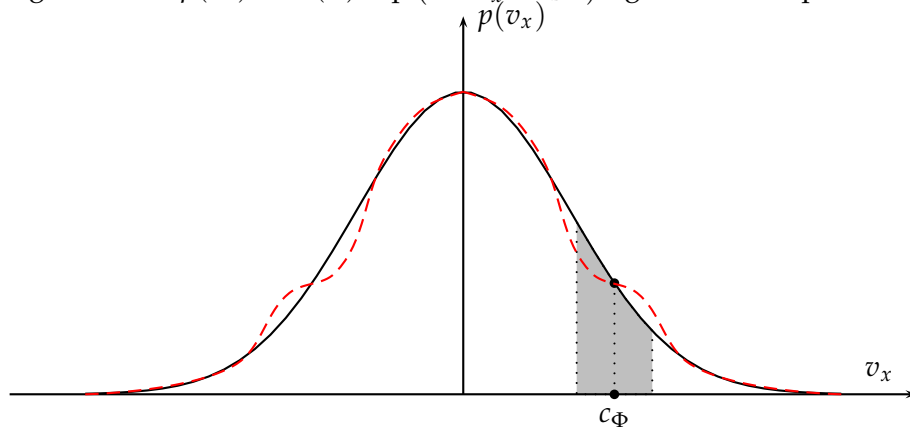
- Si $E/q\Phi_0 > 1$, l'équation précédente n'a pas de solution et la vitesse ne s'annule pas; on observera un mouvement **non borné** avec pour portrait de phase une courbe située entièrement du même côté de l'axe x' (puisque \dot{x}' ne s'annule pas)

- Enfin, le cas limite $E/q\Phi_0 = 1$ correspond à une trajectoire bornée comprise dans l'intervalle $x' \in \left[-\frac{\pi}{k}, \frac{\pi}{k} \right]$.

La courbe associée au cas limite est donnée par l'équation $\dot{x}'^2 = \frac{2q\Phi_0}{m} (1 + \cos(kx'))$ ou encore $\dot{x}' = \pm 2\sqrt{\frac{q\Phi_0}{m}} |\cos(2kx')|$; on a donc pour courbes limites $\dot{x}' = \pm \delta \cos(2kx')$.

(d) Pour être piégée, une particule doit être à l'intérieur des courbes $\dot{x}' = \pm \delta \cos(2kx')$, donc doit vérifier $|\dot{x}'| \leq \delta$. La vitesse de cette particule dans (R) vérifiant $\dot{x} = \dot{x}' + \Phi$, la condition de piégeage est donc bien $\dot{x} \in]c_\Phi - \delta, c_\Phi + \delta[$. Enfin, dans (R'), le mouvement de la particule est une oscillation avec une valeur moyenne de \dot{x}' nulle; la composante $v_x = \dot{x}' + \Phi$ dans (R) a donc pour moyenne, sur une durée assez longue devant la période d'oscillation de \dot{x}' , $\langle v_x \rangle = c_\Phi$.

2. (a) Le tracé de la gaussienne $p(v_x) = A(T) \exp(-mv_x^2/2k_B T)$ figure en traits pleins ci-dessous.



(b) Les particules piégées ayant leur vitesse dans (R) répartie dans un petit intervalle autour de c_Φ , elles sont représentées par la zone grisée ci-dessus. Ces particules ont alors après application de l'onde pendant une durée suffisante, une vitesse moyenne égale à c_Φ ; les particules plus rapides sont ralenties, celles qui sont plus lentes sont accélérées et la distribution des vitesses prend la

forme modifiée représentée ci-dessus en pointillés (pour les vitesses $v_x > 0$). L'élargissement de la distribution se traduit par une augmentation de la vitesse quadratique moyenne, donc par un **chauffage du plasma**. Notons que cet élargissement sera deux fois plus efficace avec une onde stationnaire ($\Phi(x) = \Phi_0 \{ \exp(i[\omega_1 t - kx]) + \exp(i[\omega_1 t + kx]) \}$), la distribution des vitesses étant alors élargie de manière symétrique, comme sur la figure.

- (c) Le nombre de particules « chauffées » étant proportionnel à la proportion de particules comprises dans l'intervalle $[c_\Phi - \delta, c_\Phi + \delta]$, il faut choisir la zone où l'étalement de la distribution des vitesses sera le plus efficace, donc où la pente de la courbe de distribution est la plus élevée (point d'inflexion). Puisque $\frac{d^2 p}{dv_x^2} = \frac{mA(T)}{k_B T} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right) \left[\frac{mv_x^2}{k_B T} - 1\right]$, la situation la plus favorable

(chauffage résonant) correspond à $c_\Phi = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$.

IV. Confinement magnétique

1. (a) La force magnétique $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ ne travaille pas avec $\vec{F} \cdot \vec{v} = 0$ dont l'énergie de la particule **reste constante**.

- (b) Puisque $\vec{F} \cdot \vec{e}_z = 0$, la composante e_z de la vitesse reste constante. On peut alors écrire les projections dans le plan (xOy) de l'équation du mouvement $\dot{v}_x = -\Omega v_y, \dot{v}_y = +\Omega v_x$, avec pour pulsation

$$\Omega = -\frac{qB}{m}$$

(le signe est arbitraire). Une première intégration (utilisant la variable complexe $w = v_x + iv_y$ et l'équation $\dot{w} = i\Omega w$) mène à $v_x = u_\perp^0 \cos(\Omega t), v_y = u_\perp^0 \sin(\Omega t)$. Comme $v_x = \dot{x}$ et $v_y = \dot{y}$, une seconde intégration mène à

$x = \frac{u_\perp^0}{\Omega} \sin(\Omega t)$ et $y = \frac{u_\perp^0}{\Omega} [1 - \cos(\Omega t)]$ tandis que

$z = e_z t$. La trajectoire est une hélice circulaire de rayon $r_L = \frac{u_\perp^0}{\Omega}$. Notons que ces résultats ne

s'interprètent directement que si $q < 0$; sinon, on poserait plutôt $\Omega = \left| \frac{qB}{m} \right|$ et $r_L = \left| \frac{mu_\perp^0}{qB} \right|$.

- (c) On a immédiatement $\Omega = 7,03 \times 10^{11} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons et (avec pour masse des ions $m = m_n + m_p$) $\Omega = 1,91 \times 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les ions.

Avec une énergie $E_c = \frac{m}{2} (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)$ équirépartie pour les trois composantes de la vitesse, on peut estimer $u_\perp^2 \simeq \frac{2}{3} (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)$ donc $u_\perp^0 \simeq 2\sqrt{\frac{E_c}{3m}}$ donc $u_\perp^0 = 4,84 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ donc

$r_L = 6,89 \times 10^{-5} \text{ m}$ pour les électrons. De même, on trouve $u_\perp^0 = 8,00 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et donc

$r_L = 4,19 \times 10^{-3} \text{ m}$ pour les ions.

- (d) Pour une charge négative par exemple, le courant électrique $i = \frac{|q|}{T} = -\frac{\Omega q}{2\pi} > 0$ circule dans le sens trigonométrique du plan (Oxy) et correspond donc à un moment dipolaire $\vec{\mu} = +i\pi r_L^2 \vec{e}_z$ ou encore

$$\vec{\mu} = -\frac{qu_\perp^2}{2\Omega} \vec{e}_z.$$

- (e) On peut encore écrire $\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\frac{qu_\perp^2 B}{2\Omega}$ donc $\frac{mu_\perp^2}{2} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$.

2. (a) Calculons par exemple $F_x = -\mu \vec{b} \cdot \frac{\partial(B\vec{b})}{\partial x} = -\mu \left(\frac{\partial B}{\partial x} + \vec{b} \cdot \frac{\partial \vec{b}}{\partial x} \right)$; le second terme s'identifie à $\frac{1}{2} \frac{\partial \vec{b}^2}{\partial x}$ mais $\vec{b}^2 = 1$ est constant et il reste $F_x = -\mu \frac{\partial B}{\partial x}$, identique à la première composante de $-\mu \vec{\nabla} B$. Par permutation des indices on en déduit $\vec{F} = -\mu \vec{\nabla} B$.

- (b) L'équation du mouvement lent s'écrit naturellement $m \frac{d\vec{U}}{dt} = -\mu \vec{\nabla} B$. Le mouvement lent de dérive se fait le long des lignes de champ de \vec{B} , dans le sens de la décroissance du module de B (si $\mu > 0$). On peut la considérer comme une projection de $m \frac{d}{dt} (\vec{U} + \vec{u}_\perp) = q (\vec{U} + \vec{u}_\perp) \wedge \vec{B} - \mu \vec{\nabla} B$ sur la direction \vec{b} ; celui-ci est parallèle à \vec{B} (donc $\vec{b} \cdot (\vec{U} + \vec{u}_\perp) \wedge \vec{B} = 0$) et perpendiculaire à \vec{u}_\perp (puisque le mouvement de giration est localement orthogonal à \vec{B}).
- (c) Seul le champ B dépend implicitement de t , selon $\frac{dB}{dt} = \vec{U} \cdot \vec{\nabla} B$; par ailleurs, le théorème de l'énergie cinétique affirme $\frac{dK}{dt} = \vec{U} \cdot \frac{d\vec{U}}{dt}$ soit $\frac{dK}{dt} = -\mu \vec{U} \cdot \vec{\nabla} B = -\mu \frac{dB}{dt}$, qui montre le résultat demandé, $\frac{dK}{dt} + \mu \frac{dB}{dt} = 0$. Le mouvement de dérive suit une loi de conservation avec une énergie potentielle effective $-\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \mu B$ (on va montrer que μ est constant) et on retrouve le fait que le mouvement se fait dans le sens de la diminution de B si $\mu > 0$.
- (d) L'énergie cinétique globale est $E_c = \frac{m}{2} (\vec{U} + \vec{u}_\perp)^2 = \frac{m}{2} (\vec{U}^2 + \vec{u}_\perp^2)$ puisque $\vec{U} \cdot \vec{u}_\perp = 0$; on peut donc écrire, en l'absence de tout travail des forces magnétiques lors du mouvement de la particule, $\frac{dE_c}{dt} = 0$ donc $\frac{m}{2} \frac{d\vec{u}_\perp^2}{dt} = -\frac{dK}{dt} = \mu \frac{dB}{dt}$ avec aussi $\frac{m\vec{u}_\perp^2}{2} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = +\mu B$ donc $\frac{d(\mu B)}{dt} = \mu \frac{dB}{dt}$ qui impose comme demandé $\frac{d\mu}{dt} = 0$. Si B diminue au cours du mouvement, U augmente mais u_\perp diminue de sorte que $\mu = \frac{m\vec{u}_\perp^2}{2B}$ reste constant.
- (e) On a maintenant $m \frac{d}{dt} (\vec{U}_\parallel \vec{b} + \vec{U}_\perp + \vec{u}_\perp) = q (\vec{U}_\perp + \vec{u}_\perp) \wedge \vec{B} - \mu \vec{\nabla} B$ puisque $U_\parallel \vec{b} \wedge \vec{b} = \vec{0}$; on notera, en ne conservant que les termes à variation lente, $m \frac{d\vec{U}}{dt} = q \vec{U}_\perp \wedge \vec{B} - \mu \vec{\nabla} B$. Le mouvement de dérive lent dû à $\vec{\nabla} B$ s'accompagne d'une faible rotation de la composante transverse de \vec{U} .
- (f) Calculons $\vec{b} \wedge \frac{d\vec{U}}{dt} = \frac{qB}{m} \vec{b} \wedge (\vec{U}_\perp \wedge \vec{b}) - \frac{\mu}{m} \vec{b} \wedge \vec{\nabla} B$; le double produit vectoriel peut être développé selon $\vec{b} \wedge (\vec{U}_\perp \wedge \vec{b}) = \vec{U}_\perp - \vec{b} (\vec{b} \cdot \vec{U}_\perp) = \vec{U}_\perp$. Par ailleurs, on fait l'hypothèse que les variations temporelles de \vec{U}_\perp sont négligeables devant celles de \vec{U}_\parallel donc $\frac{d(U_\parallel \vec{b})}{dt} \simeq \frac{dU_\parallel}{dt} \vec{b} + \frac{U_\parallel^2}{R} \vec{n}$, le vecteur unitaire tangent à la trajectoire lente étant ici $\vec{b} = \frac{d\vec{r}}{ds}$. Il reste enfin $\frac{U_\parallel^2}{R} \vec{b} \wedge \vec{n} \simeq \Omega \vec{U}_\perp - \frac{\mu}{m} \vec{b} \wedge \vec{\nabla} B$ qu'on écrit aussi $\vec{U}_\perp \simeq \frac{U_\parallel^2}{\Omega R} \vec{b} \wedge \vec{n} + \frac{\mu}{m\Omega} \vec{b} \wedge \vec{\nabla} B$.

3. (a) Les N spires étant supposées réparties de manière continue sur la surface du tore, tout plan contenant l'axe de révolution (Oz) du tore est plan de symétrie matérielle des courants et le champ \vec{B} , perpendiculaire à ces plans, vérifie $\vec{B} = B \vec{e}_\theta$. La même invariance de révolution permet d'affirmer que $\frac{\partial B}{\partial \theta} = 0$, donc $\vec{B} = B(r, z) \vec{e}_\theta$. On applique alors le théorème d'Ampère à un cercle d'axe (Oz) et de rayon r , menant à $2\pi r B(r, z) = \mu_0 i(r, z)$ où $i(r, z)$ est le courant qui traverse un disque de rayon r et d'axe (Oz), dans le sens de \vec{e}_z .

Si ce cercle est intérieur au tore, le disque associé est coupé par les N spires, une seule fois pour chaque spire et dans le sens de (Oz), donc $i(r, z) = NI$ et $B_{\text{int}} = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r} \vec{e}_\theta$. Si le cercle est extérieur au tore, le disque associé n'est traversé par aucun courant, ou bien coupé par chacune des N spires deux fois en sens inverse, donc $i(r, z) = 0$ et $B_{\text{ext}} = \vec{0}$.

- (b) On a ici $B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r}$ donc $\vec{\nabla} B = -\frac{\mu_0 NI}{2\pi r^2} \vec{e}_r$, tandis que $\vec{b} = \vec{e}_\theta$ et \vec{n} , dirigé selon la normale à une trajectoire circulaire (selon \vec{b}) se confond avec $-\vec{e}_r$. Enfin, $r = R$ pour cette trajectoire et il vient donc

$$\frac{\vec{U}_\parallel^2}{\Omega R} \vec{b} \wedge \vec{n} = 2 \frac{K_\parallel}{\alpha} \vec{e}_z \quad \text{avec } K_\parallel = \frac{m}{2} U_\parallel^2 \quad \text{tandis que } \frac{\mu}{m\Omega} \vec{b} \wedge \vec{\nabla} B = -\frac{\mu}{qR} \vec{e}_z \quad \text{soit } \frac{\mu}{m\Omega} \vec{b} \wedge \vec{\nabla} B = -\frac{K_\perp}{\alpha} \vec{e}_z$$

avec $K_{\perp} = \frac{m}{2}u_{\perp}^2$. L'existence d'une vitesse de dérive transverse constante, $\vec{U}_{\perp} = \frac{2K_{\parallel} - K_{\perp}}{\alpha} \vec{e}_z$, aussi faible soit-elle, se traduit par une fuite des particules selon l'axe vertical : le confinement n'est pas indéfini.

(c) $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q\mu_0 NI}{2\pi r} \vec{e}_{\theta} \wedge \vec{v}$ avec $\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_{\theta} + \dot{z}\vec{e}_z$ et $\frac{d\vec{v}}{dt} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\vec{e}_r + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\vec{e}_{\theta} + \ddot{z}\vec{e}_z$, d'où les trois équations $m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = \frac{q\mu_0 NI}{2\pi r} \dot{z}$, $2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = 0$ et $m\ddot{z} = -\frac{q\mu_0 NI}{2\pi r} \dot{r}$.

(d) La relation $2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = 0 = \frac{1}{r} \frac{d(r^2\dot{\theta})}{dt}$ montre la conservation de $mr^2\dot{\theta} = \vec{\sigma}_O \cdot \vec{e}_z$, composante axiale du moment cinétique de la particule chargée.

(e) L'intégration de $m\ddot{z} = -\frac{q\mu_0 NI}{2\pi r} \dot{r}$ mène à $m\dot{z} = \frac{q\mu_0 NI}{2\pi r}(r_0 - r)$ où r_0 est la valeur de r lorsque $z = 0$. On peut alors reprendre $m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = \frac{q\mu_0 NI}{2\pi r} \dot{z}$ sous la forme $m\ddot{r} - \frac{\sigma_{Oz}^2}{mr^3} = \left(\frac{q\mu_0 NI}{2\pi}\right)^2 \frac{r_0 - r}{m}$

qui, après multiplication par \dot{r} , s'intègre selon $E = \frac{1}{2}m \left[\dot{r}^2 + \frac{\sigma_{Oz}^2}{m^2 r^2} + \left(\frac{q\mu_0 NI}{2\pi m}\right)^2 (r^2 - 2r_0 r) \right]$;

où l'énergie mécanique E est une constante du mouvement. On aurait pu aussi l'obtenir directement sous la forme $E_c = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + \dot{z}^2)$ (conservation de l'énergie cinétique) avec une autre origine des énergies, $E = E_c - \frac{1}{2}m\left(\frac{q\mu_0 NI}{2\pi m}\right)^2 r_0^2$.

(f) Si r est constant, on trouve une vitesse de dérive $\vec{U}_{\perp} = r\dot{\theta}\vec{e}_{\theta} + \dot{z}\vec{e}_z$ soit $\vec{U}_{\perp} = \frac{\sigma_{Oz}}{mr} \vec{e}_{\theta} - \frac{2\pi\sigma_{Oz}^2}{q\mu_0 NI m r^2} \vec{e}_z$;

on ne retrouve la même direction de dérive que si $1 \ll \frac{2\pi\sigma_{Oz}}{q\mu_0 NI r}$ ou $\dot{\theta} = \frac{\sigma_{Oz}}{mr^2} \gg \Omega = \frac{q\mu_0 NI}{2\pi r m}$.

4. (a) Le champ magnétique total est la somme du champ créé par le courant toroïdal NI (champ orthoradial) et du champ créé localement par le courant injecté $j_{\theta}\vec{e}_{\theta}$ (lignes de champ circulaires autour de la direction \vec{e}_{θ}) : les lignes de champ sont des hélices s'enroulant autour des cercles entourés par le tore.
- (b) La force principale exercée sur le mouvement lent des particules la guide le long des lignes de champ pseudo-hélicoïdales ; une composante supplémentaire de la force $-\mu\vec{\nabla}B$ apparaît alors qui vient compenser la dérive transverse \vec{U}_{\perp} et le confinement est amélioré.