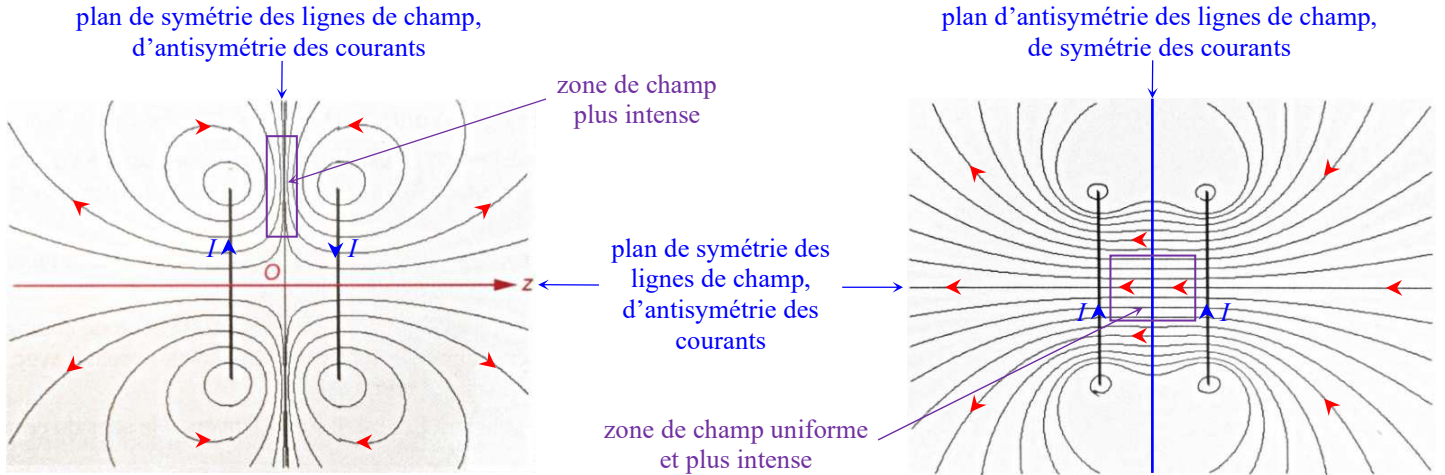


Ém4 – Corrigé des exercices 1, 3, 4

□ Exercice 1



□ Exercice 2 (fin)

c)
$$\Phi_1 = \frac{\mu_0 N I a}{2\pi} \ln \frac{R+a}{R}$$

d) $\Phi = N\Phi_1 = LI$ donc $L = \frac{\mu_0 N^2 a}{2\pi} \ln \left(1 + \frac{a}{R}\right)$. Si $a \ll R$, $L \approx \frac{\mu_0 N^2 a}{2\pi} \frac{a}{R} \approx \frac{\mu_0 N^2 S}{\ell}$, formule identique à celle du solénoïde.

□ Exercice 3

a) $\epsilon_p = -\vec{m}_2 \cdot \vec{B}(M) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\vec{m}_1 \cdot \vec{e}_r)(\vec{m}_2 \cdot \vec{e}_r) - \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2}{r^3}$. La force subie par \vec{m}_2 est $\vec{F} = -\text{grad } \epsilon_p$, gradient calculé au point M .

b) – Cas 1 : $\epsilon_p = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3m_1 m_2 - m_1 m_2}{r^3} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{m_1 m_2}{r^3}$ donc $\vec{F} = -\frac{3\mu_0}{2\pi} \frac{m_1 m_2}{r^4} \vec{e}_r$ (force attractive : le pôle nord attire le pôle sud).

– Cas 2 : $\epsilon_p = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3m_1(-m_2) - m_1(-m_2)}{r^3} = +\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{m_1 m_2}{r^3}$ donc $\vec{F} = +\frac{3\mu_0}{2\pi} \frac{m_1 m_2}{r^4} \vec{e}_r$ (force répulsive : les pôles nord se repoussent).

– Cas 1 : $\epsilon_p = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3 \times 0 - m_1 m_2}{r^3} = +\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m_1 m_2}{r^3}$ donc $\vec{F} = +\frac{3\mu_0}{4\pi} \frac{m_1 m_2}{r^4} \vec{e}_r$ (force répulsive : les pôles se repoussent deux à deux).

c) $m_1 \sim m_2 \sim \mu_B$ et $r \sim 10^{-10}$ m, d'où $\epsilon_p \sim \frac{\mu_0 \mu_B^2}{r^3} \sim 10^{-22}$ J. Énergie moyenne d'agitation thermique : $\epsilon_c \sim k_B T \sim 10^{-21}$ J.

L'énergie cinétique d'agitation thermique, qui tend à orienter les dipôles aléatoirement, est généralement plus grande que l'énergie potentielle d'interaction, qui tend à les aligner : le désordre l'emporte, et la matière ne reste pas aimantée en général, en l'absence de champ extérieur.

□ Exercice 4

a) Inégalité de Heisenberg spatiale en ordre de grandeur : $\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \hbar$. La constante \hbar a donc la dimension $[\hbar] = M \cdot L^2 \cdot T^{-1}$ (celle d'un moment cinétique).

b) Le magnéton de Bohr (moment magnétique) a la dimension $[\mu_B] = I \cdot L^2$, la charge élémentaire $[e] = I \cdot T$, et la masse est une grandeur de base $[m_e] = M$. La combinaison donnant μ_B est donc $\mu_B \sim \frac{e \hbar}{m_e}$. AN $\mu_B \sim 2 \cdot 10^{-23}$ A · m².

c) Nombre de groupements Nd₂Fe₁₄B (17 atomes) par unité de volume : $\frac{\mathcal{N}_A \rho}{M} = \frac{\mathcal{N}_A \rho}{2M(\text{Nd}) + 14M(\text{Fe}) + M(\text{B})}$. Le nombre d'atomes

par unité de volume est donc $n^* = \frac{17 \mathcal{N}_A \rho}{2M(\text{Nd}) + 14M(\text{Fe}) + M(\text{B})}$. AN $n^* \sim 7 \cdot 10^{28}$ m⁻³.

Quand tous les moments de ces atomes sont alignés, $\mathcal{M}_{\text{max}} \sim n^* \mu_B \sim 1 \cdot 10^6$ A · m⁻¹.

d) On cherche une force surfacique $\sigma = F \cdot L^{-2}$, et on connaît par exemple l'expression de la force de Lorentz $F = I \cdot L \cdot B$, donc $\sigma = F \cdot L^{-2} = I \cdot L^{-1} \cdot B$. La dimension de μ_0 est donnée par $B = \mu_0 n I = \mu_0 \cdot I \cdot L^{-1}$, donc celle de σ peut s'écrire $\sigma = \mu_0 \cdot I^2 \cdot L^{-2}$.

Connaissant celle de $\mathcal{M}_{\text{max}} = I \cdot L^{-1}$, on peut proposer $\sigma \sim \mu_0 \mathcal{M}_{\text{max}}^2$. AN $\sigma \sim 1 \cdot 10^6$ Pa = 10 bar, valeur que l'on peut comparer à la pression atmosphérique usuelle de 1 bar : la force surfacique entre aimants peut être 10 fois plus grande.