

# PC\* 26 - DEVOIR N° 15

corrigé

## Mesure de l'inclinaison d'une bouée

Centrale-Supélec 2022, filière MP

**Q 1.** Le plan  $\mathcal{P} = (\Omega, \vec{u}_1, \vec{u}_3)$  est un plan d'antisymétrie des courants source du champ magnétique. En tout point  $M$  de  $\mathcal{P}$ ,  $\vec{B}(M) \subset \mathcal{P}$  donc en représentant la projection de  $\vec{B}$  dans ce plan, on représente exactement  $\vec{B}$ . Comme la distribution de courant est invariante par rotation autour de l'axe  $(\Omega, \vec{u}_3)$ , les lignes de champ sont identiques dans tous les plans les contenant  $(\Omega, \vec{u}_3)$ . Se limiter au plan  $\mathcal{P}$  ne constitue donc pas une limitation.

Sur la droite  $(\Omega, \vec{u}_3)$ , on se trouve à l'intersection de plusieurs de ces plans contenant  $\vec{B}$ , donc  $\vec{B} = B \vec{u}_3$ .

Le plan  $(\Omega, \vec{u}_1, \vec{u}_2)$ , c'est à dire le plan d'équation  $(x_3 = 0)$ , est un plan de symétrie des courants sources. Donc en tout point de ce plan  $\vec{B} = B \vec{u}_3$ .

Ces propriétés se retrouvent sur la figure D placée plus loin ; on y représente  $\vec{B}$  en quelques points particuliers par une flèche parallèle à  $\vec{u}_3$ .

**Q 2.** L'équation de Maxwell qui exprime la conservation du flux magnétique est  $\text{div } \vec{B} = 0$ . Elle signifie notamment que lorsqu'un tube de champ s'élargit (lorsque les lignes de champ s'écartent), le champ magnétique diminue. Pour l'illustrer sur la figure D, je choisis le tube limité par les disques  $D_1$  et  $D_2$ . Comme le champ est presque uniforme sur  $D_1$ ,  $\Phi_1 = \int_{D_1} \vec{B} \cdot d\vec{S} \simeq B_{\text{axe}}(0) \pi r_1^2$ . Sur la figure E on lit  $B_{\text{axe}}(0) = 4,5 \mu\text{T}$  et sur la figure D,  $r_1 = 3,9 \text{ cm}$ , donc  $\Phi_1 = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ Wb}$ . De même sur  $D_2$ ,  $B_3 \simeq 2,8 \mu\text{T}$  et  $r_2 = r_A = 5 \text{ cm}$  donc  $\Phi_2 = 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ Wb}$ . La conservation du flux est vérifiée.

On peut aussi raisonner sur un rapport de longueur élevé au carré et un rapport de champs.

**Q 3.** Orientons la ligne de champ dans le même sens que le champ. Alors  $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \oint_C |\vec{B}| d\ell$ . Dans cette intégrale, la plus grande contribution provient de la partie où le champ magnétique est intense, compris entre 8 et  $10 \mu\text{T}$  d'après la figure D. J'estime sa valeur moyenne sur cette partie de  $\mathcal{C}$  à  $B_{\text{moy}} = 9 \mu\text{T}$ . Dans ces conditions,  $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} \simeq B_{\text{moy}} \ell$ . Avec  $\ell = 12 \text{ cm}$ , cela donne  $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} \simeq 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ T.m}$ .

Selon le théorème d'Ampère,  $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 N_1 i_1 = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ T.m}$ , valeur pas très éloignée de  $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ T.m}$ . La valeur moyenne du champ lue sur la carte est donc compatible avec l'intensité circulant dans la bobine, compte-tenu du fait qu'on a négligé, dans le premier calcul de la circulation, la petite contribution de la région où le champ est relativement faible. On peut procéder à l'envers et déduire  $B$  de la circulation, puis le comparer à la valeur lue.

**Q 4.** Sur la figure E on lit  $B_3(A) = 2,8 \mu\text{T}$  et  $B_r(A) = 0,45 \mu\text{T}$ . Soit  $\alpha$  l'angle que forme la tangente à la ligne de champ en  $A$  avec  $(A, \vec{u}_3)$ . On a  $\tan \alpha = B_r/B_3 = 0,16$ . Sur la figure D, on trace cette tangente et on calcule  $\tan \alpha = H_1/H_3 = 6/39 = 0,15$  (les notations  $H_1$  et  $H_3$  sont mal choisies!). Compte-tenu de l'imprécision de tracé de la tangente, ces deux valeurs sont cohérentes l'une avec l'autre.

**Q 5.** L'équation de Maxwell  $\text{div } \vec{B}$  s'écrit ici

$$\frac{1}{r'} \frac{\partial (r' B_r(r', x_3))}{\partial r'} = - \frac{\partial B_3(r', x_3)}{\partial x_3} \quad \frac{\partial (r' B_r(r', x_3))}{\partial r'} = -r' \frac{\partial B_3(r', x_3)}{\partial x_3}.$$

Pour  $r' \ll R_1$ , le membre de droite peut être approximé au premier ordre en  $r'$  pour écrire

$$\frac{\partial (r' B_r(r', x_3))}{\partial r'} \simeq -r' \frac{\partial B_3(0, x_3)}{\partial x_3} \simeq -r' \frac{dB_{\text{axe}}}{dx_3}(x_3).$$

En intégrant cette relation par rapport à  $r'$ , entre  $r' = 0$  et  $r' = r$ , on obtient

$$r B_r(r, x_3) \simeq -\frac{r^2}{2} \frac{dB_{\text{axe}}}{dx_3} \quad \text{puis} \quad B_r(r, x_3) \simeq -\frac{r}{2} \frac{dB_{\text{axe}}}{dx_3}(x_3).$$

Bien entendu, il est possible d'obtenir cette relation en exprimant la conservation du flux magnétique au travers d'un cylindre de rayon  $r$  et de longueur infinitésimale  $dx_3$ .

**Q 6.** Sur le graphe supérieur de la figure E, on trace la tangente à la courbe représentant  $B_{\text{axe}}(x_3)$  en  $x_3 = x_{3A}$ . On détermine sa pente  $dB_{\text{axe}}/dx_3 = -16 \mu\text{T.m}^{-1}$ . On calcule

$$-\frac{r_A}{2} \frac{dB_{\text{axe}}}{dx_3}(x_{3A}) = -\frac{0,05}{2} \times (-16) = 0,4 \mu\text{T} \quad .$$

On a déjà lu  $B_r(A) = 0,45 \mu\text{T}$ . Compte-tenu de l'imprécision avec laquelle cette valeur est lue et de celle avec laquelle on détermine graphiquement la dérivée  $dB_{\text{axe}}/dx_3$ , on peut considérer que la relation est satisfaite en A. Il s'agit de plus d'une égalité approximative valable à la limite  $r \ll R_1$ , et ici  $r_A = 5$  n'est que 4 fois plus petit que  $R_1$ .

**Q 7.** On lit  $B_{\text{axe}}(0) = 4,5 \mu\text{T}$  et comme  $N_1 i_1 = 1 \text{ A}$ , on en déduit  $\mu = 4,5 \mu\text{T.A}^{-1}$ .

**Q 8.** Comme  $R_1 = 20 \text{ cm}$ ,  $R_1/4 = 5 \text{ cm}$  et la condition  $|B_3(r_{\text{max}}, R_1/4) - B_{\text{axe}}(0)| = 0,1 B_{\text{axe}}$  donner  $B_3(r_{\text{max}}, 5 \text{ cm}) = 0,9 B_{\text{axe}}(0) = 4,05 \mu\text{T}$ . Sur la courbe en tirets de la partie basse de la figure E, on trouve  $r_{\text{max}} = 0,17 \text{ m}$ . Le cylindre en question est représenté par un rectangle sur la figure D.

**Q 9.** Soit  $\vec{B}$  le champ magnétique créé par  $\mathcal{C}_1$  (c'est le champ étudié dans la sous-partie précédente). Soit  $\Phi_{12}$  le flux de ce champ à travers  $\mathcal{C}_2$ , c'est à dire  $N_2$  fois le flux à travers le disque limité par  $\mathcal{C}_2$  orienté selon  $\vec{u}_z$ . On a par définition  $\Phi_{12} = M i_1$ . Comme  $\mathcal{C}_2$  se trouve dans la région où  $\vec{B}$  est quasi uniforme,

$$\Phi_{12} \simeq N_2 \times \pi R_2^2 \vec{u}_z \cdot B_{\text{axe}}(0) \vec{u}_3 = \pi R_1^2 \mu N_1 N_2 i_1 \cos(\varphi + \pi/2) = -\mu N_1 N_2 \pi R_2^2 \sin \varphi$$

donc  $M = -\mu N_1 N_2 \pi R_2^2 \sin \varphi$ .

**Q 10.**

$$u_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \quad u_2 = L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt}$$

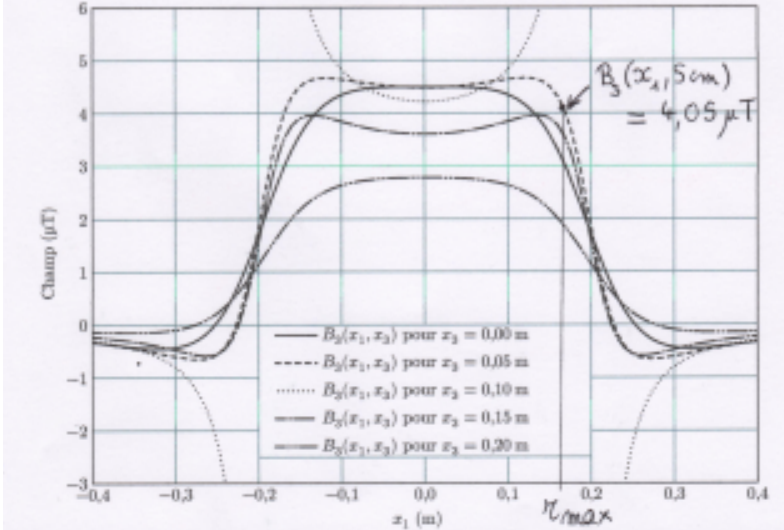
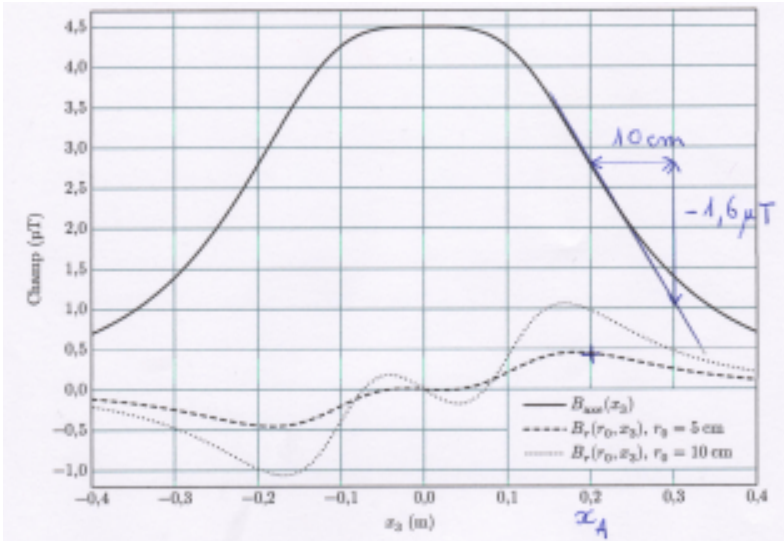
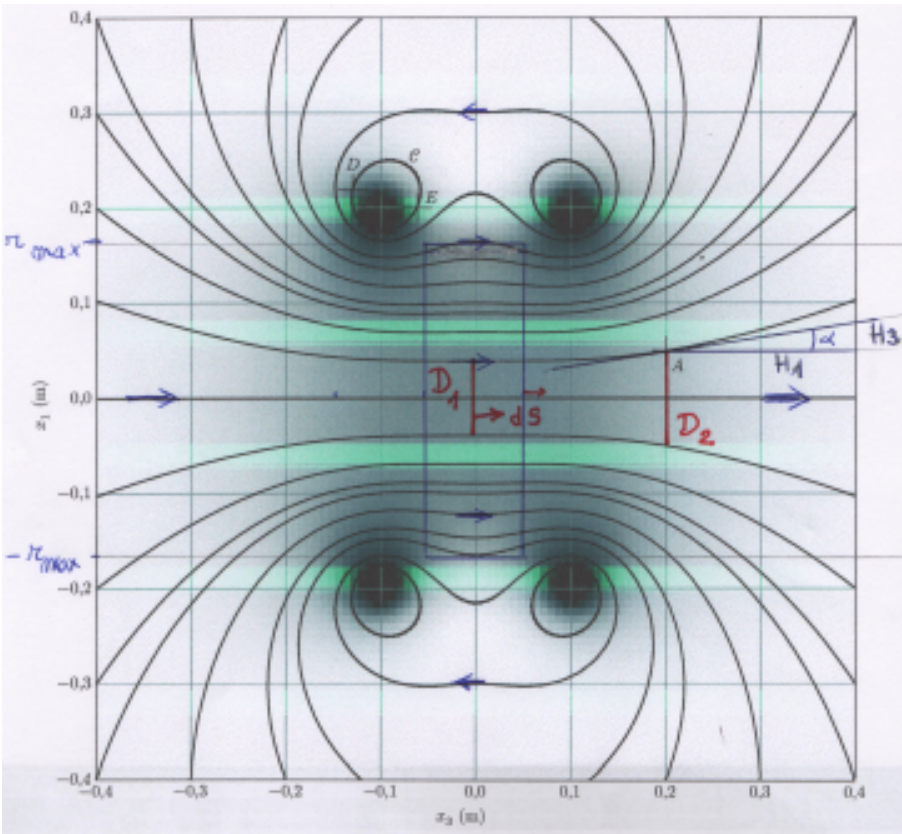
**Q 11.** Comme l'impédance du voltmètre est très élevée,  $i_2$  est très faible et on peut négliger les termes qui le font intervenir. Alors  $u_1 = L_1 di_1/dt$  et  $u_2 = M di_1/dt$  donc

$$u_2 = \frac{M}{L_1} u_1 \quad .$$

**Q 12.** La valeurs de tension données sont des amplitudes donc

$$U_{2m} = \frac{|M|}{L_1} U_{1m} \quad |M| = \frac{U_{2m} L_1}{U_{1m}} \quad |M| = 0,122 \text{ mH} \quad .$$

$$|\sin \varphi| = \frac{M}{\mu N_1 N_2 \pi R_2^2} = 0,346 \quad \varphi = 20,3^\circ$$





# Gravitomagnétisme

I.1  $\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 OM^2} \vec{u}_{OM}$

$$\vec{g} = - \frac{Gm}{OM^2} \vec{u}_{OM}$$

I.2 Maxwell - Gauss :  $\text{div} \vec{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0}$

D'après 1),  $\frac{1}{\epsilon_0}$  a pour analogue  $-4\pi G$ .

$$\text{div} \vec{g} = \frac{\rho}{\epsilon_g} \quad \boxed{\epsilon_g^{-1} = -4\pi G}$$

Intégrons cette relation sur un volume  $V$ .

$$\int_V \text{div} \vec{g} \, d\tau = \int_V \frac{\rho}{\epsilon_g} \, d\tau$$

D'après Green - Ostrogradski, le membre de gauche vaut

$$\oint_S \vec{g} \cdot d\vec{S} \quad \text{où } S \text{ est la surface qui limite } V.$$

Par ailleurs,  $\int_V \rho \, d\tau = M_{\text{int}}$  représente la masse contenue

dans  $V$ . On obtient donc

$$\oint_S \vec{g} \cdot d\vec{S} = -4\pi G M_{\text{int}} = \frac{M_{\text{int}}}{\epsilon_g}$$



I.3  $\vec{r} \otimes \vec{g} = -\frac{\partial \vec{h}}{\partial t}$

$\vec{g}$  est une accélération.

$\frac{1}{L} L T^{-2} = \frac{1}{T} [h]$  donc  $[h] = T^{-1}$

I.4  $\vec{r} \otimes \vec{h} = \mu_g \left( \vec{f} + \epsilon_g \frac{\partial \vec{g}}{\partial t} \right)$

$\underbrace{\text{div}(\vec{r} \otimes \vec{h})}_0 = \mu_g \left( \text{div} \vec{f} + \epsilon_g \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\text{div} \vec{g}}_{\frac{\rho}{\epsilon_g}} \right)$

d'où  $\text{div} \vec{f} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ .

I.5  $c^2 = \frac{1}{\mu_g \epsilon_g}$

$\mu_g = \frac{1}{\epsilon_g c^2} = -\frac{4\pi G}{c^2}$

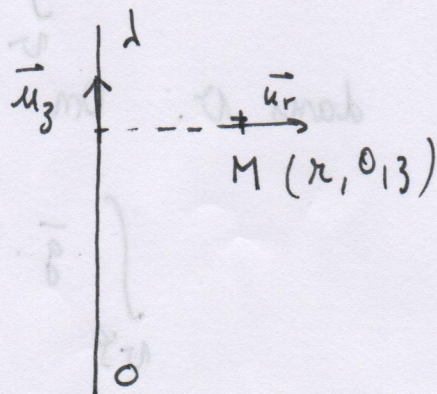
$\mu_g$  est négatif.

I.6  $\vec{F} = q \vec{E}$  a pour analogue  $\vec{F} = m \vec{g}$ .

$\vec{F} = q \vec{v} \wedge \vec{B}$  a pour analogue  $\vec{F} = m \vec{v} \wedge \vec{h}$

I.7 On utilise des coordonnées cylindriques.

$(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$  et  $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$  sont des plans de symétrie de la





répartition de masses sources du champ donc

$$\vec{g} = g \vec{u}_r. \quad \text{À cause des invariances par rotation}$$

et translation,  $E$  ne dépend ni de  $\theta$  ni de  $z$ .

$$\vec{g} = g(r) \vec{u}_r.$$

Le théorème de Gauss appliqué au cylindre de rayon  $r$  et de hauteur  $H$  donne

$$2\pi r H g(r) = \frac{\lambda H}{\epsilon_g}$$

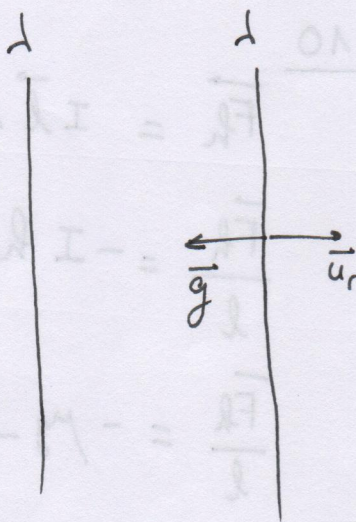
$$g(r) = \frac{\lambda}{2\pi r \epsilon_g} = -\frac{2G\lambda}{r}$$

I.8. Le fil droit subit

$$\vec{F}_2 = \lambda H \vec{g}$$

$$\frac{\vec{F}_2}{H} = \lambda \vec{g} = -\frac{2G\lambda^2}{d} \vec{u}_r$$

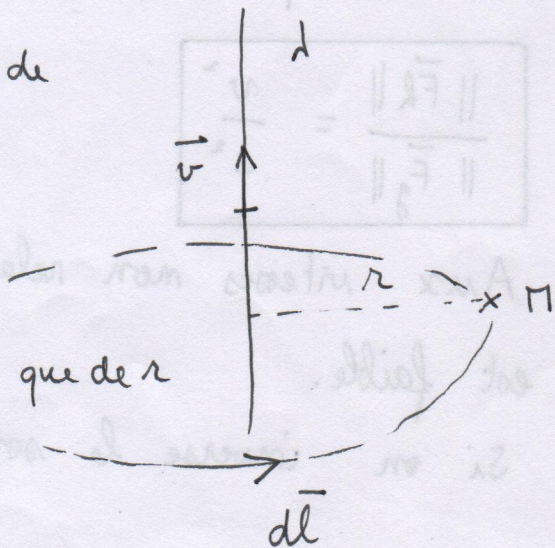
attractive



I.9  $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$  est un plan de symétrie des sources donc

$$\vec{h} = h \vec{u}_\theta.$$

Par invariance  $h$  ne dépend que de  $r$





Le théorème d'Ampère s'écrit  $\oint \vec{h} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enl}}$ .

Sur un cercle de rayon  $r$  tangent à  $\vec{u}_0$ :

$$2\pi r h(r) = \mu_0 I$$

$I$  est ici une masse par unité de temps. Pendant  $\Delta t$ , les charges parcourent  $v \Delta t$  donc  $\Delta m = v \Delta t$  traverse le disque.  $I = \frac{\Delta m}{\Delta t} = v \lambda$

$$h(r) = \frac{\mu_0 v \lambda}{2\pi r} = - \frac{2 \lambda G v}{r c^2}$$

I.10

$$\vec{F}_h = I \vec{l} \wedge \vec{h} = I l \vec{u}_3 \wedge h \vec{u}_0$$

$$\frac{\vec{F}_h}{l} = -I h \vec{u}_r$$

$$\frac{\vec{F}_h}{l} = -\mu_0 \frac{\lambda^2 v^2}{2\pi d} \vec{u}_r = \frac{2 G \lambda^2 v^2}{d c^2} \vec{u}_r$$

Force répulsive.

$$\frac{\|\vec{F}_h\|}{\|\vec{F}_g\|} = \frac{v^2}{c^2}$$

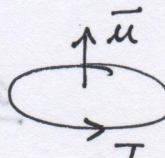
Aux vitesses non relativistes, l'effet « magnétique » est faible.

Si on inverse le sens de la vitesse,  $\vec{F}_g$  reste dans



le même sens alors que  $\vec{F}_h$  devient attractive

I.11  $\vec{\tau} = \pi R^2 I \vec{\omega}$



I.12 Le moment cinétique vaut  $\vec{\sigma} = m R^2 \vec{\omega}$ .

Le moment gravitomagnétique s'obtient par analogie avec celui de M:  $\vec{\tau}_g = \pi R^2 I \vec{\omega}$ .

I est ici la masse passant en un point donné par unité de temps.  $I = \frac{m}{2\pi/\omega} = \frac{m\omega}{2\pi}$

$$\vec{\tau}_g = \frac{m R^2 \omega}{2} \vec{\omega}$$

Ainsi  $\boxed{\vec{\tau}_g = \frac{1}{2} \vec{\sigma}}$

I.13 Par analogie avec  $\vec{\Gamma} = \vec{\tau} \wedge \vec{B}$ , on a ici  $\vec{\Gamma} = \vec{\tau}_g \wedge \vec{h}$ . La suite est une étude détaillée de la précession.

$$\boxed{\vec{\Gamma} = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \wedge \vec{h}}$$

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \vec{\Gamma}$$

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \wedge \vec{h} \quad (1)$$

À partir de (1):  $\vec{\sigma} \cdot \frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \frac{1}{2} (\vec{\sigma} \wedge \vec{h}) \cdot \vec{\sigma}$

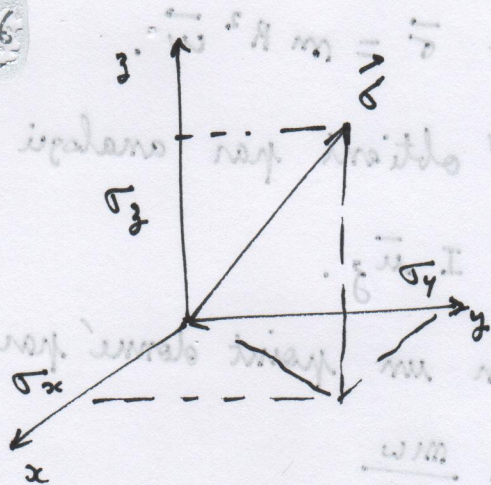
$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \vec{\sigma}^2 \right) = 0$$

Donc  $\vec{\sigma}^2 = \sigma^2$  reste constant; il en est de même pour  $\sigma$ .



À partir de (1):  $\vec{u}_3 \cdot \frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \left( \frac{1}{2} \vec{\sigma} \wedge \hbar \vec{u}_3 \right) \cdot \vec{u}_3$

$\frac{d\vec{\sigma} \cdot \vec{u}_3}{dt} = 0$  :  $\vec{\sigma} \cdot \vec{u}_3$  est constant



$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \wedge \hbar = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \wedge \hbar \vec{e}_z$

se projette en :

$$\begin{cases} \frac{d\sigma_x}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \sigma_y \\ \frac{d\sigma_y}{dt} = -\frac{1}{2} \hbar \sigma_x \end{cases}$$

d'où : 
$$\begin{cases} \frac{d^2\sigma_x}{dt^2} + \frac{1}{4} \hbar^2 \sigma_x = 0 \\ \frac{d^2\sigma_y}{dt^2} + \frac{1}{4} \hbar^2 \sigma_y = 0 \end{cases}$$

$\Omega = \frac{\hbar}{2}$

$$\begin{cases} \sigma_x = A \cos \Omega t + B \sin \Omega t \\ \sigma_y = C \cos \Omega t + D \sin \Omega t \end{cases}$$

$t=0$  :  $\sigma_x = A$   
 $0 = C$

$\frac{d\sigma_x}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \sigma_y \rightarrow \Omega B = 0$

$\frac{d\sigma_y}{dt} = -\frac{1}{2} \hbar \sigma_x \rightarrow \Omega D = -\frac{1}{2} \hbar \sigma_{x0}$

$D = -\sigma_{x0}$

$$\begin{cases} \sigma_x = \sigma_{x0} \cos \Omega t \\ \sigma_y = -\sigma_{x0} \sin \Omega t \end{cases}$$

Le vecteur  $\vec{\sigma}$  tourne sur un cône dans le sens négatif par rapport à  $(Oz)$ .



II.1 La projection du pfd selon  $\vec{u}_r$  donne

$$-m \frac{v^2}{R_\oplus + a} = -\frac{G m \Pi_\oplus}{(R_\oplus + a)^2}$$

$$v = \sqrt{\frac{G \Pi_\oplus}{R_\oplus + a}}$$

$$v = \sqrt{\frac{g R_\oplus^2}{R_\oplus + a}}$$

$$g = \frac{G \Pi_\oplus}{R_\oplus^2}$$

AN.  $v = 7,9 \text{ km.s}^{-1} \quad T = 5,1 \cdot 10^3 \text{ s}$

II.2  $\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2} \vec{u}$

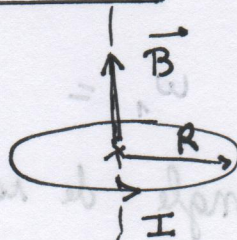
II.3  $I$  est remplacé par

$$\frac{M_\oplus}{T} \text{ et } \mu_0 \text{ par } \mu_g$$

$$\vec{h} = \frac{\mu_g M_\oplus}{2 (R_\oplus + a) T} \vec{u}_z$$

$$\frac{\Pi_\oplus}{R_\oplus + a} = \frac{v^2}{G}$$

$$\mu_g = -\frac{4\pi G}{c^2}$$



$$\vec{h} = -2\pi \frac{v^2}{c^2} \frac{1}{T} \vec{u}_z$$

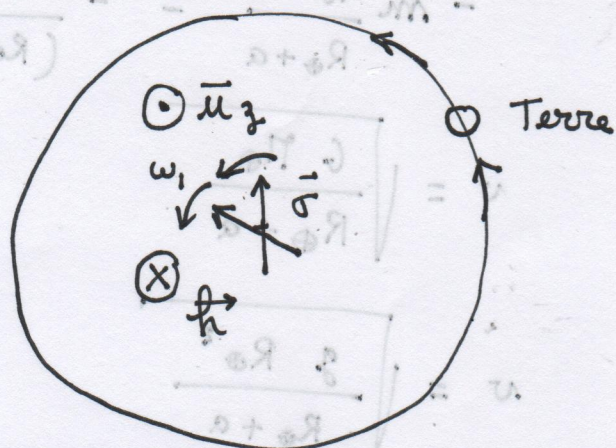
II.4 En utilisant le résultat de I.1, la

vitesse angulaire est  $\omega_1 = \left| \frac{\vec{h}}{2} \right| = \pi \frac{v^2}{c^2} \frac{1}{T} \vec{u}_z$ .



Ici,  $\vec{\sigma}$  n'a pas de composante selon  $\vec{u}_z$  et tourne dans un plan.

D'après 16. la rotation a lieu dans le sens négatif par rapport à  $\vec{h}$ , donc



ici dans le sens positif autour de  $\vec{u}_z$

## II 5.

L'angle de rotation est  $\Theta = \omega \Delta t$   $\Delta t = 1 \text{ an}$

$$\Theta = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$$

On trouve l'ordre de grandeur de la valeur mesurée, avec néanmoins un désaccord significatif.

$$\frac{\vec{u}}{T} \frac{v}{c} \pi \approx \frac{h}{S} = \frac{h}{S}$$

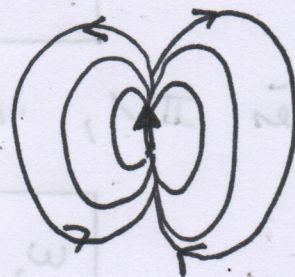
$$\frac{\vec{u}}{T} \frac{v}{c} \pi = \left| \frac{h}{S} \right| = \omega \text{ the involucre section}$$



III 1 Grâce à I.12,  $\vec{r}_g = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$   $\vec{r}_g = \frac{1}{2} \nabla \pi$  9

III 2 On remplace  $\mu_0$  par  $\mu_g = -\frac{4\pi G}{c^2}$

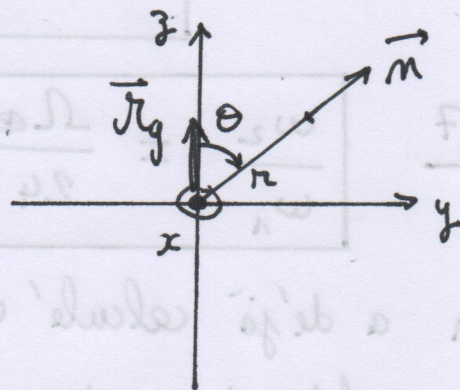
$$\mathcal{H} = -\frac{G}{c^2} \frac{3(\vec{r}_g \cdot \vec{m})\vec{m} - \vec{r}_g \vec{r}_g}{r^3}$$



III 3  $\vec{m} = \cos \theta \vec{e}_z + \sin \theta \vec{e}_\phi$

$$\vec{r}_g \cdot \vec{m} = r_g \cos \theta$$

$$\mathcal{H} = -\frac{G}{c^2} \frac{r_g}{r^3} \left( 3 \cos \theta \sin \theta \vec{u}_\phi + (3 \cos^2 \theta - 1) \vec{u}_z \right)$$



III 4  $\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \wedge \vec{h}$

comme  $\vec{\sigma} \simeq \sigma \vec{e}_z$ ,  $\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \frac{1}{2} \sigma h_z \vec{e}_x$

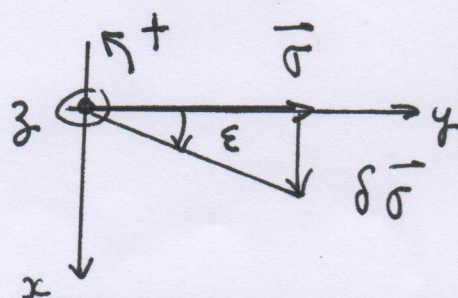
$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = -\frac{G}{2c^2} \frac{r_g}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1) \sigma \vec{e}_x$$

Dans une période,  $\theta$  varie de 0 à  $2\pi$ . Posons  $\theta = \omega t$ .

$$\delta \vec{\sigma} = \int_0^T \frac{d\vec{\sigma}}{dt} dt = -\frac{G}{2c^2} \frac{r_g}{r^3} \sigma \vec{e}_x \int_0^T (3 \cos^2 \omega t - 1) dt$$

On calcule facilement  $\int_0^T (3 \cos^2 \omega t - 1) dt = 3 \frac{T}{2} - T = \frac{T}{2}$

$$\delta \vec{\sigma} = -\frac{G r_g T \sigma}{4 r^3 c^2} \vec{u}_x$$



III 5  $\varepsilon \simeq \tan \varepsilon$   
 $\simeq \frac{\delta \sigma_x}{\sigma} = -\frac{G r_g T}{4 r^3 c^2}$

$$\omega_L = \frac{\varepsilon}{T} = -\frac{G r_g}{4 r^3 c^2}$$



$$^{10} \text{III } 6 \text{ Comme } \mathcal{R}_g = \frac{1}{2} J \Omega_\oplus = \frac{1}{2} \frac{1}{3} M_\oplus R_\oplus^2 \Omega_\oplus,$$

on obtient

$$\omega_2 = - \frac{1}{24} \frac{G M_\oplus \Omega_\oplus}{c^2 R_\oplus}$$

$$\text{D'après II.1, } N^2 = \frac{G M_\oplus}{R_\oplus + a} \approx \frac{G M_\oplus}{R_\oplus}$$

$$\omega_2 = - \frac{1}{24} \frac{v^2}{c^2} \Omega_\oplus$$

III 7

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{\Omega_\oplus T}{24 \pi}$$

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = 4,8 \cdot 10^{-3}$$

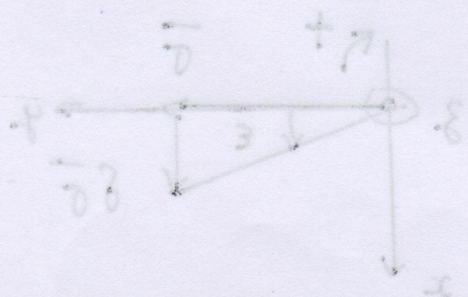
On a déjà calculé  $\omega_1$  dans II.5.  $\omega_2 = 6 \cdot 10^{-8} \text{ rad/an.}$

On obtient environ le tiers de la valeur mesurée.

III 8

La précession géodétique se fait autour de  $\vec{u}_z$ .

Leurre Thirring aussi ???



$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{3}{T} = \omega$$

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{3}{T} = \omega$$