

Lycée Baimbridge, MP 2025-2026

5 mars 2026

Physique Chimie

DS 8

Type CCINP/E3A

Durée : 3 heures

*Calculatrice **autorisée***

Le sujet est constitué de deux parties totalement indépendantes. Il n'est pas nécessaire de les aborder dans l'ordre.

Les réponses doivent systématiquement être justifiées (sauf mention explicite du contraire). La clarté de la rédaction et la justesse du raisonnement mené seront valorisées, même si la tentative de réponse n'est pas aboutie ou si la réponse obtenue à la fin de la question est incorrecte.

Si vous repérez ce qui vous semble être une erreur de sujet, merci de l'indiquer clairement sur votre copie, et de poursuivre votre composition en expliquant les initiatives que vous êtes amené·e à prendre.

Comme au concours, le sujet est long. Il n'est pas nécessaire de tout faire pour avoir une bonne note.

1 Blindage électromagnétique (E3A)

1.1 Préliminaires

1.1.1 Conductivité d'un métal

Conductivité statique

Dans le modèle de Drude, un électron libre de masse m et de charge électrique $-e$, est soumis, d'une part à une force électrique si le métal est plongé dans un champ électrique $\vec{E}$, et d'autre part à une force de frottement dont l'expression phénoménologique est $\vec{f} = -\frac{m}{\tau}\vec{v}$, où $\vec{v}$ désigne la vitesse du porteur de charge dans le référentiel lié au métal supposé galiléen, et τ modélise l'interaction de l'électron avec son environnement (la pesanteur est négligée).

□ 1 – Comment soumettre les porteurs de charge d'un métal à un champ électrique ?

□ 2 – Un électron du métal étant sous l'influence d'un champ électrique statique et uniforme, noté $\vec{E}_0$, écrire, à partir de la relation fondamentale de la dynamique appliquée à ce porteur de charge, une équation différentielle à laquelle obéit le vecteur vitesse.

□ 3 – Grâce à cette équation, faire apparaître d'une part un temps caractéristique dont la signification sera précisée, et d'autre part une expression de la vitesse limite $\vec{v}_0$ de ce porteur en régime permanent.

□ 4 – En désignant par n le nombre d'électrons par unité de volume du conducteur, calculer le vecteur densité volumique de ce courant électrique $\vec{j}_0$ associé au régime permanent et expliciter l'unité de cette grandeur physique.

□ 5 – Montrer que la loi d'Ohm microscopique $\vec{j}_0 = \gamma \vec{E}_0$ est vérifiée, en précisant l'expression de la conductivité électrique γ en fonction des données du problème. Calculer numériquement γ sachant que $n(\text{Al}) = 18.1 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ et que $\tau = 7.27 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ pour l'aluminium. Il est rappelé que $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ et $m = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

Conductivité dynamique

Le champ électrique est désormais supposé uniforme mais il dépend du temps de manière harmonique à la pulsation ω . Ce champ s'écrit alors $\vec{E}(i\omega) = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ avec $i^2 = -1$.

□ 6 – En reprenant la démarche précédente, évaluer en formalisme complexe, pour un régime harmonique établi, l'expression de la conductivité dynamique complexe $\underline{\Gamma}(i\omega)$.

□ 7 – Comment évolue le module de $\underline{\Gamma}(i\omega)$ en fonction de la pulsation ? Analyser qualitativement les comportements à basses et à hautes fréquences puis représenter le graphe de $|\underline{\Gamma}(i\omega)|$ en fonction de ω en faisant intervenir une pulsation de coupure Ω_C à préciser de manière littérale puis numérique, toujours pour l'aluminium. A quel système physique le conducteur est-il équivalent pour $\omega \gg \Omega_c$?

1.1.2 Effet de peau

Afin d'étudier la protection offerte par une paroi métallique, il convient d'étudier la pénétration d'une onde électromagnétique, notée OEM, à l'intérieur d'un conducteur ohmique. Le métal occupe le demi-espace $z > 0$, l'autre partie de l'espace étant vide et parcourue par une OEM plane progressive monochromatique et polarisée rectilignement selon une direction appelée Ox . L'abréviation utilisée dans la suite pour désigner cette onde est la suivante : OEMPPM. Le champ électrique de l'onde incidente s'écrit, en formalisme complexe et en appelant $\vec{k}_0$ le vecteur d'onde dans le vide :

$$\vec{E}_i = E_0 e^{i(\omega t - k_0 z)} \vec{u}_x \quad (1)$$

Cette onde arrive en incidence normale sur la surface d'un métal situé au plan ($\mathcal{P}$) d'équation $z = 0$. La conductivité statique finie de ce métal, notée γ , prend l'expression obtenue à partir du modèle de Drüde. Les pulsations envisagées vérifient d'une part $\omega \ll \Omega_c$ et d'autre part $\gamma \gg \epsilon_0 \omega$. En arrivant sur ($\mathcal{P}$), l'onde incidente donne naissance à une onde réfléchie et une onde transmise.

Le champ électrique de l'onde réfléchie s'écrit, à l'aide du coefficient de réflexion en amplitude complexe $\underline{r}$:

$$\vec{E}_r = \underline{E}_r e^{i(\omega t + k_0 z)} \vec{u}_x = \underline{r} E_0 e^{i(\omega t + k_0 z)} \vec{u}_x \quad (2)$$

Le champ électrique de l'onde transmise s'écrit :

$$\vec{E}_t = \underline{E}_t e^{i(\omega t - \underline{k} z)} \vec{u}_x = \underline{t} E_0 e^{i(\omega t - \underline{k} z)} \vec{u}_x \quad (3)$$

où $\vec{k} = \underline{k} \vec{u}_x$ est le vecteur d'onde complexe de l'onde transmise et $\underline{t}$ le coefficient de transmission en amplitude complexe.

Dans tout le problème, les matériaux ont une perméabilité magnétique confondue avec celle du vide $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$.

Equations de Maxwell et relations de passage

□ 8 – Écrire les quatre équations de Maxwell dans le milieu métallique. Simplifier deux de ces équations en tenant compte de l'hypothèse $\gamma \gg \epsilon_0 \omega$. A quel régime de l'électromagnétisme ce modèle correspond-il ?

Les relations de passage du champ électromagnétique à la traversée d'une distribution de sources surfaciques caractérisée par une densité surfacique de charges σ et une densité surfacique de courants $\vec{j}_s$ sont, conformément au schéma suivant :

$$\vec{E}_2(0^+) - \vec{E}_1(0^-) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{1 \rightarrow 2} \quad (4)$$

$$\vec{B}_2(0^+) - \vec{B}_1(0^-) = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}_{1 \rightarrow 2} \quad (5)$$

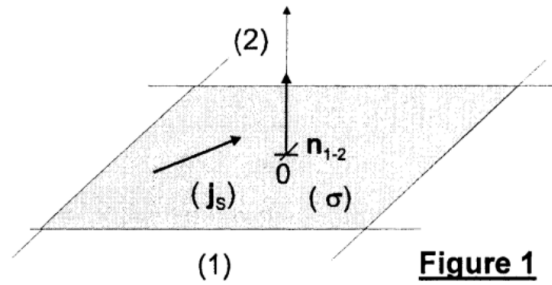


Figure 1

□ **9** – Que dire, de manière qualitative, à propos de l'existence de sources surfaciques de courant dans le modèle considéré ? Conclure quant à la continuité du champ magnétique.

Onde transmise

□ **10** – Soit $\vec{E}_t(z, t) = \underline{E}_t(z, t) \vec{u}_x = f(z) e^{i\omega t} \vec{u}_x$ le champ électrique dans le métal. A quelle équation aux dérivées partielles $\vec{E}_t$ obéit-il ? En déduire l'équation différentielle vérifiée par la fonction $\underline{f}(z)$.

□ **11** – Résoudre cette équation et montrer, en revenant aux notations réelles, que le champ transmis est de la forme :

$$\vec{E}_t(z, t) = E_{t,0} e^{-z/\delta} \cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta} + \varphi\right) \vec{u}_x \quad (6)$$

où δ est une grandeur à préciser en fonction de γ , μ_0 et ω . ($E_{t,0}$ est une amplitude qu'il n'est pas nécessaire de déterminer ici). Quelle est la dimension de δ et sa signification physique ? Evaluer numériquement δ pour l'aluminium, dans le cas d'une onde incidente de fréquence 1 MHz.

□ **12** – Etudier brièvement l'évolution de δ en fonction de la pulsation. Quelle est, par ailleurs, la limite obtenue pour un conducteur parfait ?

□ **13** – En revenant à la notation ondulatoire complexe du champ transmis, proposer une expression du vecteur d'onde complexe $\underline{k}(\omega) = \underline{k}'(\omega) + i\underline{k}''(\omega)$ en identifiant les parties réelle et imaginaire, tout en spécifiant le contenu physique.

□ **14** – Calculer la vitesse de phase et la vitesse de groupe dans le métal et conclure sur le caractère dispersif ou non de la propagation des OEMPPM dans un tel milieu.

□ **15** – Grâce aux relations de passage, calculer les coefficients de réflexion et de transmission complexes définis plus haut, en fonction de ω, δ et c , pour un conducteur réel. Exprimer le coefficient de réflexion en puissance $R = |\underline{r}|^2$. Commenter les cas limites $\delta \rightarrow 0$ et $\delta \rightarrow \infty$.

Étude énergétique

□ **16** – Calculer le vecteur de Poynting associé à l'onde incidente dans le vide. En déduire la puissance surfacique moyenne P_i transportée par l'onde incidente.

On notera P_r et P_t les puissances réfléchie et transmise.

□ **17** – En admettant la conservation de l'énergie lors du processus de réflexion-transmission, calculer la puissance cédée par le champ électromagnétique à la matière dans le métal, ramenée à l'unité de surface de $(\mathcal{P})$. Simplifier cette expression en se souvenant que l'une des hypothèses du modèle est que $\gamma \gg \epsilon_0 \omega$. Que devient ensuite cette puissance ? Conclure quant à la pénétration de l'énergie dans le métal et la pertinence du choix de ce type de matériau dans les dispositifs de blindage électromagnétique.

1.1.3 Rappels sur le solénoïde long

Bobine en régime continu

Une bobine réelle de résistance R et d'auto-inductance L possède les caractéristiques d'un solénoïde long, d'axe Oz , de rayon r , de longueur $\mathcal{D}$ et comportant N spires. Tous les effets de bord sont négligés dans cette étude.

□ **18** – Déterminer l'expression du champ magnétique à l'intérieur d'un solénoïde, supposé infini, lorsqu'il est parcouru par un courant continu d'intensité I . On supposera le champ magnétique nul à l'extérieur.

□ **19** – En négligeant les effets de bord, évaluer le flux propre de ce solénoïde puis déterminer l'expression de son auto-inductance L en fonction de $N, \mathcal{D}, r$ et de la constante μ_0 .

A l'intérieur de la première bobine est placée une deuxième bobine plus petite, coaxiale, de rayon $r' < r$ et de longueur $\mathcal{D}' < \mathcal{D}$, comportant N' spires.

□ **20** – Quel est le flux du champ magnétique de la grande bobine à travers la plus petite ? Montrer que le coefficient de mutuelle inductance entre les bobines, noté M , vaut $M = \mu_0 \alpha \pi r'^2 / \mathcal{D}$ où le coefficient α sera explicité en fonction de N et N' .

□ **21** – Comment les résultats sont-ils modifiés si le courant varie dans le temps, tout en restant dans le domaine des régimes quasi stationnaires ?

Bobine en régime variable

Cette bobine réelle est à présent alimentée par un générateur de tension dit "basses fréquences" de force électromotrice $e(t) = E_m \cos(\omega t + \varphi_e)$ et de résistance interne R_G , comme indiqué sur la figure 2.

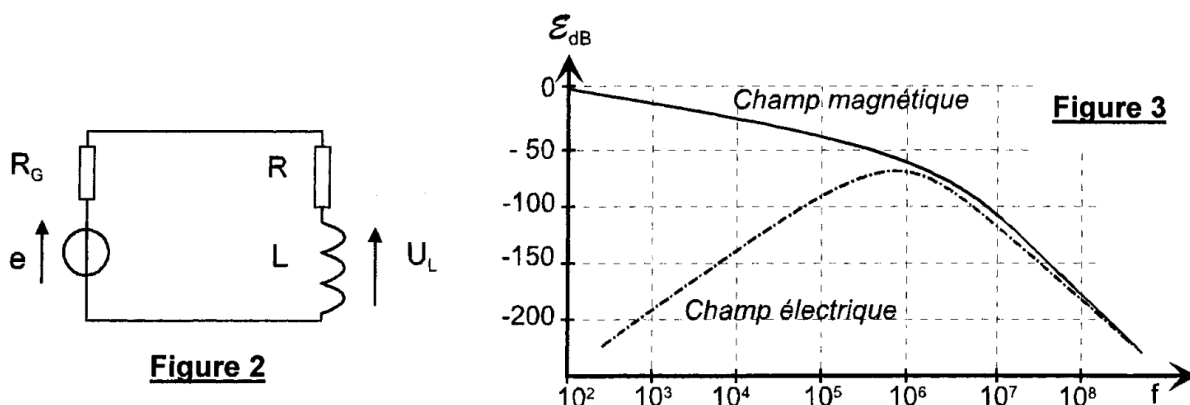
□ **22** – Montrer qu'un choix convenable de φ_e , à préciser, permet d'obtenir une expression de l'intensité du courant dans la bobine :

$$i(t) = \frac{E_m \cos \omega t}{\sqrt{(R + R_G)^2 + L^2 \omega^2}} \quad (7)$$

□ **23** – En formalisme complexe, en notant $\underline{U}_L$ la f.e.m schématisée ci-dessous et $\underline{E}$ la f.e.m complexe du générateur, montrer que :

$$\frac{\underline{U}_L}{\underline{E}} = \frac{i(\omega/\omega_c)}{1 + i(\omega/\omega_c)} \quad (8)$$

où ω_c est une pulsation de coupure à expliciter en fonction de R, R_G et L . En déduire la nature du filtrage en tension obtenu aux bornes de la bobine.



1.2 Etude du blindage

Les hypothèses concernant les métaux réels donnés en préliminaires s'appliquent au métal (aluminium) constituant les systèmes considérés dans cette question. Le graphe ci-dessus (figure 3) est obtenu expérimentalement à partir d'une cavité sphérique d'aluminium d'épaisseur égale à environ 0.2 mm. En ordonnées, sont portées les efficacités de blindage, pour les champs électrique et magnétique, définies par $\mathcal{E}_E = 20 \log \frac{E_{\text{int}}}{E_{\text{ext}}}$ et $\mathcal{E}_B = 20 \log \frac{B_{\text{int}}}{B_{\text{ext}}}$. Les grandeurs indicées "ext" et "int" font référence respectivement à l'extérieur et à l'intérieur de la cavité.

□ **24** – Commenter le graphe de la figure 3 à hautes fréquences.

Afin d'interpréter la différence de comportement à basse fréquence entre le champ électrique et le champ magnétique, une modélisation simple est présentée. Pour des raisons de simplicité, la cavité étudiée est une enceinte parallélépipédique réalisée à partir de plaques d'épaisseur h d'aluminium de conductivité γ . (Si vous n'avez pas calculé cette valeur dans les questions précédentes, prendre $\gamma \sim 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$).

En notations complexes, le champ magnétique extérieur $\vec{B}_{\text{ext}} = B_0 e^{i\omega t} \vec{u}_y$, variable dans le temps, induit des courants de densité volumique $\vec{j}$ à l'intérieur des parois. Dans la cavité, les champs sont appelés $\vec{E}_{\text{int}}$ et $\vec{B}_{\text{int}}$. Le champ magnétique intérieur est colinéaire à $\vec{B}_{\text{ext}}$ et est supposé uniforme. La continuité du champ électrique à l'interface des parois métalliques impose aux lignes de champ d'épouser les contours de la cavité. A l'intérieur de l'enceinte et au voisinage immédiat des parois, le champ électrique qui, lui, ne peut pas être considéré comme uniforme, est noté $\vec{E}_{\text{int,v}}$.

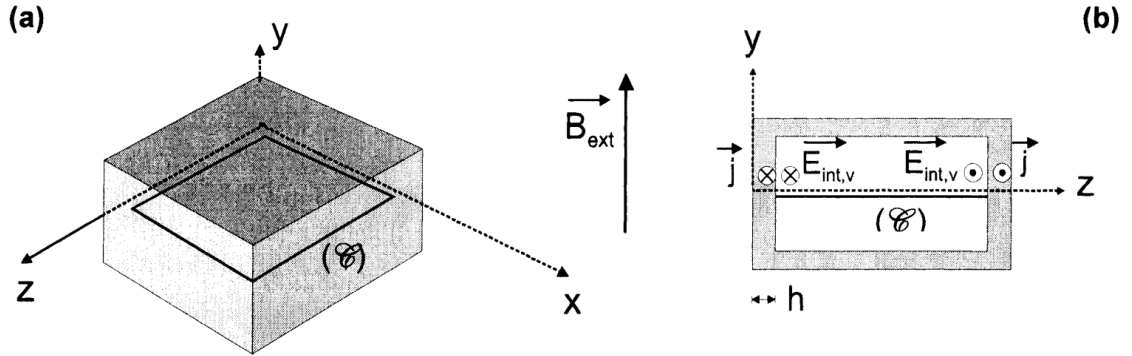


Figure 4 : Cavity métallique parallélépipédique

□ **25** – En utilisant l'équation de Maxwell-Faraday intégrée sur le contour $(\mathcal{C})$ de périmètre $\mathcal{L}$ délimitant une surface fictive d'aire S_L , établir la relation suivante entre les champs internes au voisinage des parois :

$$\vec{E}_{\text{int,v}} \cdot \vec{\mathcal{L}} + i\omega S_L \vec{B}_{\text{int}} = 0 \quad (9)$$

A très basse fréquence les courants dans les parois peuvent être considérés comme uniformes. Ainsi, dans la paroi gauche de la figure 4b, située entre les coordonnées $z = 0$ et $z = h$, ces courants valent $\vec{j} = j_0 \vec{u}_x$.

A l'aide de l'équation de Maxwell-Ampère ainsi que des relations de continuité des champs, il est possible d'établir les résultats suivants :

$$\vec{E}_{\text{int,v}} = \frac{i\omega S_L B_0}{i\gamma\omega\mu_0 h S_L - \mathcal{L}} \quad ; \quad \vec{B}_{\text{int}} = \frac{-\mathcal{L} B_0}{i\gamma\omega\mu_0 h S_L - \mathcal{L}} \quad (10)$$

Dans la cavité, le champ électrique est supposé essentiellement dû aux variations temporelles du champ magnétique intérieur.

□ **26** – A partir des relations précédentes, étudier qualitativement l'efficacité du blindage électrique et magnétique à basse fréquence.

□ **27** – Représenter en échelle logarithmique les différents comportements obtenus en faisant apparaître des fréquences de coupure, exprimées littéralement puis numériquement, en considérant une cavité cubique d'aluminium de 30 cm de côté et d'épaisseur de paroi de l'ordre de 0.2 mm.

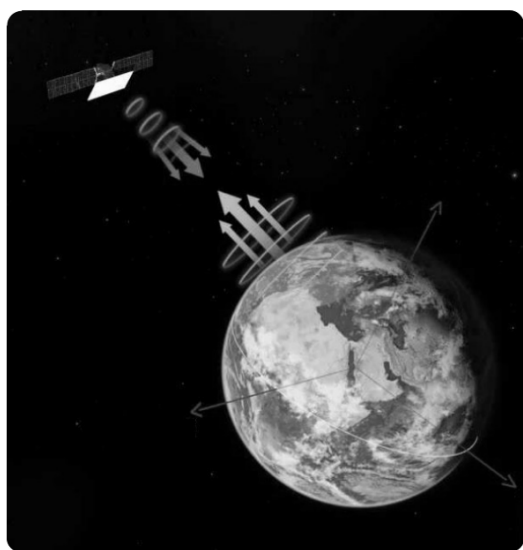
□ 28 – Confronter les résultats de cette étude aux courbes expérimentales qui avaient été obtenues à partir de l'étude d'une cavité sphérique de même épaisseur.

2 Mesure du niveau des océans

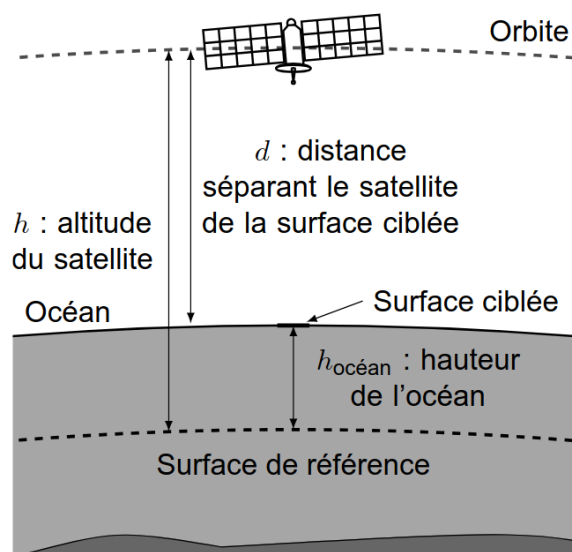
Les altimètres radars dédiés à l'observation de la Terre utilisent des techniques radars dites actives dont le principe est illustré figure 5 : le dispositif envoie lui-même une onde électromagnétique pour sonder son environnement et traite ensuite son écho pour analyser la surface ciblée. La mesure de la distance d entre le satellite et la surface ciblée permet de déterminer la hauteur du niveau des océans par rapport à une surface de référence (figure 5b). Cette surface correspond à une bonne approximation de la forme de la surface de la Terre. Ainsi, la hauteur du niveau de l'océan, ici notée h_{ocean} , s'obtient en calculant la différence entre l'altitude h du satellite et la distance d séparant le satellite de la surface de l'océan :

$$h_{\text{ocean}} = h - d \quad (11)$$

L'altitude h du satellite, définie par rapport à la surface de référence, est connue grâce à un récepteur GPS avec une précision meilleure que le centimètre.



(a) Principe. Vue d'artiste. Crédit : CNES



(b) Le radar mesure la distance d le séparant de la surface ciblée

Figure 5 - Illustration du principe d'une mesure radar active

Le type de radar utilisé pour mesurer la distance entre le satellite et l'océan est un radar à impulsions. Son principe de fonctionnement repose sur l'envoi d'une impulsion et la détection de l'écho produit en retour par la surface ciblée. La mesure de la durée entre l'émission d'une impulsion et la réception de son écho permet de connaître la distance d séparant le satellite de la surface ciblée.

La mesure de la distance entre le satellite et la surface des océans doit être corrigée des variations d'indice de l'ionosphère, qui joue un rôle crucial dans la transmission des

ondes électromagnétiques. L'ionosphère est la partie de l'atmosphère terrestre située entre environ 80 km et 1000 km d'altitude. Elle se caractérise par la présence d'un plasma fait de cations et d'électrons libres résultant de l'interaction entre le rayonnement solaire et les molécules de l'atmosphère. Pour simplifier, nous considérons que ce plasma est constitué d'électrons de masse m_e , de charge $-e$ et de densité particulière n d'une part et de cations de masse m_c , de charge $+e$ et de densité particulière n d'autre part. Jusqu'à la question 38 incluse, on suppose n uniforme et constante.

On s'intéresse ici à la propagation d'une onde envoyée vers la surface d'un océan depuis un satellite situé à l'altitude $h \approx 1366$ km. On définit un repère orthonormé $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ dont l'origine coïncide avec le centre du satellite et dont l'axe Oz est vertical descendant. Dans l'ionosphère, on cherche l'onde électromagnétique, produite à la fois par l'émetteur du radar et par les particules chargées du plasma, sous la forme d'une pseudo onde plane progressive harmonique, décrite en un point $M(x, y, z)$ à l'instant t par le champ électrique complexe

$$\vec{E}(M, t) = E_0 e^{i(\omega t - k(z - z_0))} \vec{e}_x \quad (12)$$

avec ω la pulsation de l'onde, E_0 l'amplitude réelle de l'onde à l'entrée dans l'ionosphère en $z = z_0$ et k le nombre d'onde, éventuellement complexe. Dans le plasma, les particules chargées ne sont soumises qu'à la force de Lorentz associée à l'onde électromagnétique. On considérera par ailleurs que la vitesse des particules ne comporte pas de partie thermique fluctuante. Enfin, on admettra que l'ordre de grandeur du rapport des amplitudes du champ magnétique et du champ électrique dans le plasma est similaire à celui dans le vide.

- **29** – Identifier la direction de propagation éventuelle et la polarisation de l'onde.
- **30** – Déterminer la condition pour laquelle la composante magnétique de la force de Lorentz exercée par l'onde sur les charges peut être négligée devant la composante électrique. On supposera cette condition respectée dans la suite du sujet.
- **31** – En utilisant le principe fondamental de la dynamique appliqué à un électron puis à un cation, exprimer en notation complexe les vitesses $\vec{v}_e$ et $\vec{v}_c$ dont sont respectivement animés les électrons et les cations en régime sinusoïdal forcé, en fonction de $e, \omega, E(M, t)$ et de la masse m_e ou m_c de la particule considérée.
- **32** – En utilisant le fait que la masse des cations est bien plus grande que celle des électrons, montrer à partir de la question précédente que la conductivité complexe $\gamma(\omega)$ du plasma peut s'écrire de façon approchée :

$$\underline{\gamma}(\omega) = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega} \quad (13)$$

où la grandeur ω_p , appelée pulsation plasma, est à exprimer en fonction de n, e, m_e et ϵ_0 .

- **33** – Le plasma est localement neutre avant le passage de l'onde. Expliquer quelle caractéristique de l'onde électromagnétique permet d'écrire que la densité volumique de charge ρ reste nulle même en présence de l'onde.

□ **34** – Écrire les équations de Maxwell dans le plasma sous forme complexe. Montrer que la relation de dispersion peut s'écrire :

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2} \quad (14)$$

On suppose la pulsation ω telle que $\omega < \omega_p$.

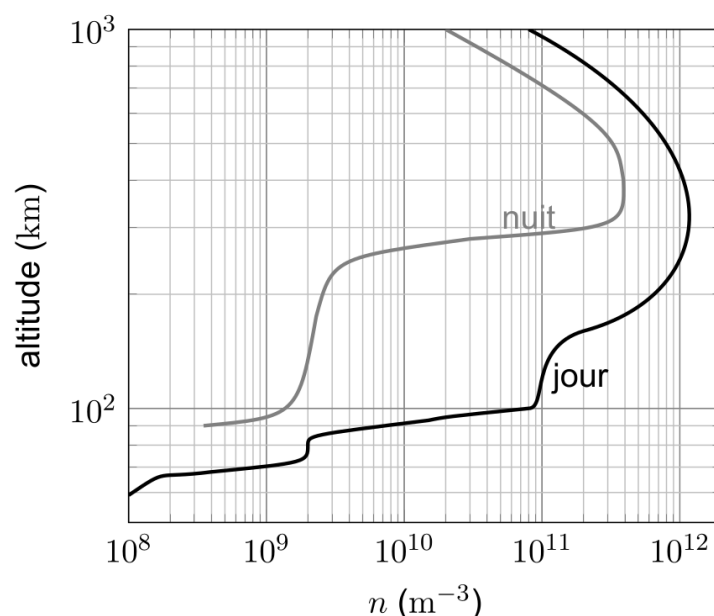
□ **35** – Donner l'expression de k en fonction de ω , ω_p et de c , en justifiant soigneusement le choix de la solution de l'équation de dispersion. Établir les expressions des champs réels $\vec{E}(M, t)$ et $\vec{B}(M, t)$, en faisant apparaître une distance caractéristique δ dont on donnera l'expression en fonction de ω , ω_p et de c . Indiquer le nom donné à ce type d'onde.

□ **36** – Déterminer la moyenne du vecteur de Poynting de cette onde. Commenter.

On suppose désormais la pulsation ω telle que $\omega > \omega_p$.

□ **37** – Établir les expressions des champs réels $\vec{E}(M, t)$ et $\vec{B}(M, t)$ en fonction notamment de k dont on donnera l'expression, en justifiant soigneusement le choix de la solution de l'équation de dispersion. Préciser quelle est la nature de l'onde.

□ **38** – En déduire que le plasma se comporte comme un filtre pour la propagation des ondes électromagnétiques, en précisant sa nature et l'expression littérale de sa pulsation de coupure.



□ **39** – Le profil de la densité particulaire, qui dépend de l'alternance des jours et des nuits, est représenté ci-dessus. En déduire le domaine de fréquences que l'on doit choisir pour que l'onde puisse atteindre la surface de l'océan. Commenter le choix de la bande de fréquences utilisée par les satellites Jason, sachant que celle-ci est caractérisée par une fréquence centrale $f_0 = 13.6$ GHz et par une largeur $B = 320$ MHz.

□ 40 – Exprimer la vitesse de phase v_φ et la vitesse de groupe v_g en fonction de ω , ω_p et de c . Représenter v_φ/c et v_g/c en fonction de ω .

□ 41 – Indiquer si l'ionosphère est dispersive pour les ondes électromagnétiques. Justifier.

Du fait de la présence de l'ionosphère, il est nécessaire d'apporter une correction au calcul de la distance entre le satellite et la surface de l'océan. Les satellites altimétriques utilisent une deuxième impulsion, de fréquence centrale $f_1 = 5.3$ GHz, en parallèle de la première impulsion de fréquence centrale $f_0 = 13.6$ GHz. Pour la suite de l'énoncé, on considère l'ionosphère comme une couche d'épaisseur $\ell = 500$ km et de densité d'électrons uniforme $n = 5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$. La partie de l'atmosphère qui n'est pas l'ionosphère est assimilée au vide.

□ 42 – Les deux impulsions, associées aux fréquences centrales f_0 et f_1 , sont émises par le satellite à l'instant $t = 0$ et leurs échos sont détectés respectivement aux instants t_0 et t_1 . Déterminer une expression approchée du décalage temporel $\Delta t = t_1 - t_0$ en fonction de ℓ , c , ω_p , ω_0 et de ω_1 . On pourra utiliser le développement limité en 0 : $(1+x)^\alpha = 1 + \alpha x$ à l'ordre 1 en x .

□ 43 – En déduire que la distance d entre le satellite et la surface de l'océan peut s'écrire approximativement :

$$d \approx \frac{ct_0}{2} - \varepsilon \quad (15)$$

où ε est un terme correctif, appelé correction ionosphérique, que l'on exprimera en fonction de c , Δt , ω_0 et de ω_1 .

□ 44 – Déterminer, en fonction de ℓ , n , e , ϵ_0 , m_e et de ω_0 , l'erreur que l'on commettrait sur la mesure, faite à partir de l'impulsion de fréquence centrale f_0 , si l'on considérait la vitesse de groupe égale à c . Faire l'application numérique et commenter la valeur obtenue.

Données

- intensité de la pesanteur à la surface de la Terre : $g = 9,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$;
- charge élémentaire : $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$;
- masse de l'électron : $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$;
- permittivité diélectrique du vide : $\epsilon_0 = 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$;
- célérité des ondes électromagnétiques dans le vide : $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.