

ICNA - SESSION 2005

ÉPREUVE COMMUNE DE PHYSIQUE

ÉNONCÉ

Questions liées.

[1,2,3,4,5] [6,7,8,9,10] [11,12,13] [14,15,16] [17,18,19,20] [21,22,23,24,25]
 [26,27,28,29,30,31] [32,33,34,35,36,37,38] [39,40]

Données numériques nécessaires pour les questions 1 à 5.

Masse volumique de l'eau solide (supposée constante) : $\rho_s = 910 \text{ kg.m}^{-3}$

Masse volumique de l'eau liquide (supposée constante) : $\rho_\ell = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$

Capacité thermique massique de l'eau solide (supposée constante) : $c_s = 2,10 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Capacité thermique massique de l'eau liquide (supposée constante) : $c_\ell = 4,18 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Pente de la courbe de fusion de l'eau (supposée constante) : $\left(\frac{dp}{dT}\right)_f = -124.10^5 \text{ Pa.K}^{-1}$

Pente de la courbe de vaporisation de l'eau à 373 K : $\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = 0,036.10^5 \text{ Pa.K}^{-1}$

Pression de vapeur saturante de l'eau pure à 373 K : $p_s(373\text{K}) = 1,0132.10^5 \text{ Pa}$

Masse molaire de l'eau : $M_e = 18.10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$

Constante des gaz parfaits : $R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$

1. Calculer la chaleur latente de fusion de l'eau à 273 K, $L_f(273\text{K})$, ainsi que la chaleur latente de vaporisation de l'eau à 373 K, $L_v(373\text{K})$. On supposera pour cela que la vapeur d'eau peut être assimilée à un gaz parfait.

a) $L_f(273\text{K}) = 58 \text{ kJ.kg}^{-1}$ et $L_v(373\text{K}) = 1,52.10^3 \text{ kJ.kg}^{-1}$

b) $L_f(273\text{K}) = 335 \text{ kJ.kg}^{-1}$ et $L_v(373\text{K}) = 2,28.10^3 \text{ kJ.kg}^{-1}$

c) $L_f(273\text{K}) = 335 \text{ kJ.kg}^{-1}$ et $L_v(373\text{K}) = 1,52.10^3 \text{ kJ.kg}^{-1}$

d) $L_f(273\text{K}) = 58 \text{ kJ.kg}^{-1}$ et $L_v(373\text{K}) = 2,28.10^3 \text{ kJ.kg}^{-1}$

2. On rappelle que le titre massique en vapeur d'un système liquide/vapeur est égal au rapport de la masse de vapeur sur la masse totale de fluide.

On considère un système constitué d'un bloc de glace de masse $m = 0,5 \text{ kg}$ pris à la température de 255 K sous la pression de $p_{\text{ref}} = 1,0132.10^5 \text{ Pa}$. Par une transformation monobare sous la pression p_{ref} , on effectue un échauffement du système jusqu'à obtenir un état d'équilibre liquide/vapeur (noté B) de titre massique en vapeur $x_B = 0,1$ et de température T_B . A cette pression, la température de fusion de l'eau pure est proche de 273 K et la température de vaporisation de l'eau proche de 373 K.

Calculer la quantité d'énergie reçue sous forme de chaleur par l'eau au cours de cette transformation.

a) 186,4 kJ

b) 1307,5 kJ

c) 509,4 kJ

d) 327,8 kJ

3. Le système liquide/vapeur étant dans l'état B défini ci-dessus, on effectue une transformation adiabatique réversible jusqu'à obtention d'un système constitué uniquement de liquide dans les conditions de saturation à la température T_C (état C). On note $L_v(T_B)$ la chaleur latente massique de vaporisation à la température T_B . Quelle est l'expression de la température T_C ?

a) $T_C = T_B \exp\left(1 + \frac{x_B L_v(T_B)}{c_\ell T_B}\right)$

b) $T_C = T_B \exp\left(1 - \frac{x_B L_v(T_B)}{c_\ell T_B}\right)$

c) $T_C = T_B \exp\left(\frac{x_B L_v(T_B)}{c_\ell T_B} - 1\right)$

d) $T_C = T_B \exp\left(\frac{x_B L_v(T_B)}{c_\ell T_B}\right)$

4. On cherche à déterminer la pression p_C de l'état C défini ci-dessus. Pour cela, on suppose que la chaleur latente de vaporisation de l'eau pure obéit à une loi linéaire du type $L_v(T) = a + bT$. La vapeur d'eau saturante sera assimilée à un gaz parfait et on négligera le volume massique de la phase liquide devant celui de la vapeur.

a) $p_C > p_{\text{ref}}$

b) $p_C < p_{\text{ref}}$

c) $p_C = p_{\text{ref}} \left(\frac{T_C}{T_B} \right)^{\frac{R}{bM_e}} \exp \left[\frac{aM_e}{R} \left(\frac{1}{T_C} - \frac{1}{T_B} \right) \right]$

d) $p_C = p_{\text{ref}} \left(\frac{T_C}{T_B} \right)^{\frac{bM_e}{R}} \exp \left[\frac{aM_e}{R} \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_C} \right) \right]$

5. On néglige toujours le volume massique de la phase liquide devant celui de la vapeur. On cherche à estimer l'énergie W_{BC} reçue sous forme de travail par le système au cours de la transformation définie dans la question 3, pour aller de l'état B à l'état C. On note U et H , respectivement, les fonctions thermodynamiques énergie interne et enthalpie.

a) $W_{BC} = H_C - H_B$

b) $W_{BC} = U_C - U_B$

c) $W_{BC} = m \frac{x_B R T_B}{M_e}$

d) $W_{BC} = m \left[\frac{x_B R T_B}{M_e} - x_B L_v(T_B) + c_\ell (T_C - T_B) \right]$

6. On considère un dispositif expérimental constitué d'un cylindre vertical de section S fermé aux deux extrémités, dont les parois sont adiabatiques et indéformables. L'ensemble du dispositif est positionné dans une ambiance à température constante T_{atm} .

Un piston adiabatique, de masse μ , mobile à l'intérieur du cylindre avec des frottements négligeables sépare (*du fait de la force de pesanteur*) le cylindre en deux compartiments A et B. Le compartiment du bas, noté B, contient une masse m de gaz parfait dans l'état (1) défini par la pression p_1 , le volume V_1 et la température $T_1 = T_{\text{atm}}$. On note R la constante des gaz parfaits, γ le rapport des capacités thermiques du gaz et M_g sa masse molaire. Le compartiment du haut, noté A, est parfaitement vide. On note g l'intensité du champ de pesanteur.

A l'aide d'un système que l'on peut commander à distance, on rajoute progressivement, sur le dessus du piston, de petites masses, de sorte que la transformation subie par le gaz peut être considérée comme réversible. La transformation se termine lorsque la somme des masses rajoutées vaut M ; le gaz est alors dans un nouvel état d'équilibre que l'on note (2), défini par la pression p_2 , le volume V_2 et la température T_2 . On cherche à estimer W_{12} , énergie reçue sous forme de travail par le gaz au cours de cette transformation.

a) $W_{12} = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{\mu}{M + \mu} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 1 \right]$

b) $W_{12} = \frac{mR}{M_g (\gamma - 1)} (T_2 - T_1)$

c) $W_{12} = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left(\frac{\mu}{M + \mu} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$

d) $W_{12} = p_1 V_1 \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)$

7. En pratique, les parois ne sont pas adiabatiques, et on note une évolution très lente de la température du gaz après que ce dernier ait atteint l'état d'équilibre (2) (*Remarque : cela ne contredit pas le fait que l'on ait pu dans la question précédente supposer les parois adiabatiques sur des durées de temps courtes devant le temps caractéristique du transfert thermique*). Le gaz atteint un nouvel état d'équilibre, que l'on note (3), défini par la pression p_3 , le volume V_3 et la température T_3 .

On cherche à estimer les caractéristiques de ce nouvel état. On note S_2 et S_3 , respectivement, l'entropie du gaz dans les états d'équilibre (2) et (3).

a) $T_3 = T_{\text{atm}}$ et $V_3 = V_2$

b) $p_3 = p_2$ et $S_3 = S_2$

c) $p_3 = p_2$ et $S_3 = S_2 + \frac{mR\gamma}{M_g (\gamma - 1)} \ln \left(\frac{T_3}{T_2} \right)$

d) $T_3 = T_{\text{atm}}$ et $V_3 = V_2 \frac{T_3}{T_2}$

8. On note W_{23} et Q_{23} , respectivement, l'énergie reçue sous forme de travail et de chaleur au cours de la transformation qui fait passer le gaz de l'état (2) à l'état (3). On note U_2 et U_3 , respectivement, l'énergie interne du gaz dans les états d'équilibre (2) et (3).

$$\text{a) } W_{23} = \frac{mR}{M_g}(T_2 - T_3) \text{ et } Q_{23} = \frac{mR\gamma}{M_g(\gamma-1)}(T_3 - T_2)$$

$$\text{b) } W_{23} = \frac{mR\gamma}{M_g}(T_2 - T_3) \text{ et } Q_{23} = \gamma(U_3 - U_2)$$

$$\text{c) } W_{23} = 0 \text{ et } Q_{23} = \frac{mR}{M_g(\gamma-1)}(T_3 - T_2)$$

$$\text{d) } W_{23} = -Q_{23} \text{ et } Q_{23} = T_2(S_3 - S_2)$$

9. On imagine maintenant une autre transformation à partir de l'état d'équilibre (1). La masse M est, cette fois déposée d'un seul coup sur le piston. On considère de nouveau toutes les parois parfaitement adiabatiques. Cette manœuvre fait évoluer, de façon irréversible, le gaz de l'état (1) à l'état (4) défini par la pression p_4 , le volume V_4 et la température T_4 . On cherche, dans cette question, à exprimer la température T_4 .

$$\text{a) } T_4 < T_1 \qquad \text{b) } T_4 = T_1 \left(\frac{p_1}{p_4} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$\text{c) } T_4 = \frac{T_1}{\gamma} \left[(\gamma-1) \frac{M+\mu}{\mu} + 1 \right] \qquad \text{d) } T_4 = \frac{T_1}{\gamma} \left[(\gamma-1) + \frac{M+\mu}{\mu} \right]$$

10. On note ΔS_{14} la variation d'entropie du gaz entre l'état (4) et l'état (1).

$$\text{a) } \Delta S_{14} = \frac{mR}{M_g} \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \ln \left(\frac{T_4}{T_1} \right) - \ln \left(\frac{M+\mu}{\mu} \right) \right] \qquad \text{b) } \Delta S_{14} = 0$$

$$\text{c) } \Delta S_{14} = -\frac{mR}{M_g} \ln \left(\frac{M+\mu}{\mu} \right) \qquad \text{d) } \Delta S_{14} = \frac{mR}{M_g(\gamma-1)} \ln \left(\frac{T_4}{T_1} \right)$$

11. On considère une sphère fixe de centre O et de rayon R , contenant une charge électrique Q répartie de manière uniforme dans le volume. On cherche dans un premier temps à déterminer le vecteur champ électrostatique $\mathbf{E}(P)$ créé en un point P de l'espace situé à la distance r de O . On envisagera les cas $r > R$ et $r < R$. On note ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide.

$$\text{a) } \mathbf{E}(P) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{R^3} \frac{\mathbf{OP}}{\|\mathbf{OP}\|} \text{ pour } r < R \qquad \text{b) } \mathbf{E}(P) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \frac{\mathbf{OP}}{\|\mathbf{OP}\|} \text{ pour } r < R$$

$$\text{c) } \mathbf{E}(P) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \frac{\mathbf{OP}}{\|\mathbf{OP}\|} \text{ pour } r > R \qquad \text{d) } \mathbf{E}(P) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{OP}}{\|\mathbf{OP}\|^2} \text{ pour } r > R$$

12. A partir de l'expression de la densité volumique de l'énergie électrostatique, déterminer l'expression de l'énergie W de cette distribution de charge.

$$\text{a) } W = \frac{7Q^2}{20\pi\epsilon_0 R} \qquad \text{b) } W = \frac{-Q^2}{20\pi\epsilon_0 R} \qquad \text{c) } W = \frac{Q^2}{20\pi\epsilon_0 R} \qquad \text{d) } W = \frac{3Q^2}{20\pi\epsilon_0 R}$$

13. On suppose qu'un opérateur extérieur amène lentement une charge électrique ponctuelle Q d'une distance très grande - que l'on supposera infinie - à une distance r_1 de O . Déterminer la valeur de r_1 qui correspond à la distance telle que le travail dépensé par l'opérateur soit égal à l'énergie W déterminée dans la question précédente.

$$\text{a) } r_1 = \frac{5}{7}R \qquad \text{b) } r_1 = \frac{5}{3}R \qquad \text{c) } r_1 = 5R \qquad \text{d) } r_1 = R$$

14. On considère un conducteur cylindrique, d'extension infini selon l'axe $z'z$ et de rayon R . Un courant d'intensité I , de densité volumique uniforme, parcourt le cylindre. Tous les points de l'espace sont repérés par leurs coordonnées (ρ, θ, z) dans le repère cylindro-polaire $(O, \mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z)$. Calculer le champ magnétique $\mathbf{B}(M)$ en un point M quelconque à l'intérieur du conducteur cylindrique. On note μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

$$\text{a) } \mathbf{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{\pi R^2} \rho \mathbf{e}_\theta \quad \text{b) } \mathbf{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{\pi R^2} \rho \mathbf{e}_z \quad \text{c) } \mathbf{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{2R^2} \rho \mathbf{e}_\theta \quad \text{d) } \mathbf{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} \rho \mathbf{e}_\theta$$

15. En prenant l'origine du potentiel-vecteur sur l'axe z/z du conducteur, quelle est l'expression du potentiel-vecteur $\mathbf{A}(M)$ en un point M quelconque à l'intérieur du conducteur cylindrique ?

$$\text{a) } \mathbf{A}(M) = \frac{-\mu_0 I}{4\pi R^2} \rho^2 \mathbf{e}_z \quad \text{b) } \mathbf{A}(M) = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \rho^2 \mathbf{e}_z \quad \text{c) } \mathbf{A}(M) = \frac{-\mu_0 I}{2\pi R^2} \rho^2 \mathbf{e}_z \quad \text{d) } \mathbf{A}(M) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} \rho^2 \mathbf{e}_z$$

16. On suppose maintenant que le courant est variable dans le temps selon la loi $I = I_0 \cos(\omega t)$. On fait l'hypothèse que la densité de courant reste uniforme à l'intérieur du conducteur. Calculer le champ électrique d'induction $\mathbf{E}_i(M)$ à l'intérieur du cylindre, dû à la variation du courant dans le temps.

$$\begin{aligned} \text{a) } \mathbf{E}_i(M) &= \frac{-\mu_0 I_0 \omega}{4\pi R^2} \rho^2 \sin(\omega t) \mathbf{e}_z & \text{b) } \mathbf{E}_i(M) &= \frac{\mu_0 I_0 \omega}{4\pi R^2} \rho^2 \sin(\omega t) \mathbf{e}_z \\ \text{c) } \mathbf{E}_i(M) &= \frac{-\mu_0 I_0 \omega}{2\pi R^2} \rho^2 \sin(\omega t) \mathbf{e}_z & \text{d) } \mathbf{E}_i(M) &= \frac{\mu_0 I_0 \omega}{2\pi R^2} \rho^2 \sin(\omega t) \mathbf{e}_z \end{aligned}$$

17. On étudie la superposition de deux ondes planes progressives sinusoïdales, indicées respectivement par 1 et 2. Les deux ondes, polarisées parallèlement à Oz , se propagent symétriquement par rapport à l'axe Ox dans le plan xOy du repère orthonormé (O,xyz) . La direction de propagation de l'onde 1 fait un angle θ ($0 \leq \theta \leq \pi/2$) par rapport à l'axe Ox . Soit k la norme du vecteur d'onde et ω la pulsation.

En un point $M(x,y,z)$ quelconque de l'espace et à un instant t , les champs électriques de ces deux ondes (amplitude E_0) peuvent s'explicitier sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \text{a) } \mathbf{E}_1(M,t) &= E_0 \cos(\omega t - kx \cos \theta) \mathbf{e}_z \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_2(M,t) = E_0 \cos(\omega t - kx \sin \theta) \mathbf{e}_z \\ \text{b) } \mathbf{E}_1(M,t) &= E_0 \cos(\omega t - kz) \cos \theta \mathbf{e}_x \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_2(M,t) = E_0 \cos(\omega t - kz) \sin \theta \mathbf{e}_y \\ \text{c) } \mathbf{E}_1(M,t) &= E_0 \cos(\omega t - k(x \cos \theta + y \sin \theta)) \mathbf{e}_z \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_2(M,t) = E_0 \cos(\omega t - k(x \cos \theta - y \sin \theta)) \mathbf{e}_z \\ \text{d) } \mathbf{E}_1(M,t) &= E_0 \cos(\omega t) \cos(kz) \cos \theta \mathbf{e}_x \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_2(M,t) = E_0 \cos(\omega t) \cos(kz) \sin \theta \mathbf{e}_y \end{aligned}$$

18. Soit $\mathbf{E}(M,t)$ le champ électrique résultant de la superposition. Dans le cas général :

- L'onde est polarisée rectilignement parallèlement à Oz .
- L'onde résultante est plane progressive sinusoïdale.
- L'onde résultante a la même vitesse de propagation que les ondes incidentes.
- L'amplitude de l'onde résultante est $2E_0$.

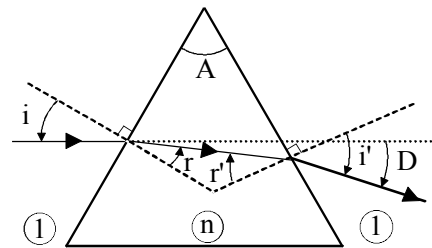
19. On considère le cas particulier où $\theta = 0$.

- L'onde résultante est stationnaire.
- $\mathbf{E}(M,t)$ est indépendant de la variable y .
- La vitesse de propagation de l'onde est ω/k .
- La direction de propagation de l'onde est Oz .

20. On appelle $\mathbf{B}(M,t)$ le champ magnétique associé à $\mathbf{E}(M,t)$.

- Si $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\mathbf{B}(M,t)$ est polarisé elliptiquement.
- Si $\theta = \frac{\pi}{4}$, $\mathbf{B}(M,t)$ est polarisé rectilignement.
- Si $\theta = 0$, $\mathbf{B}(M,t)$ est polarisé circulairement.
- Si $\theta = 0$, l'onde résultante est plane progressive sinusoïdale.

21. On considère un prisme en flint, d'indice n , d'angle au sommet $A = 60^\circ$, placé dans l'air et éclairé par un faisceau de lumière parallèle, issu d'une lampe à vapeur de mercure (source de lumière blanche). Un rayon incident pénétrant dans le milieu sous l'angle i émerge suivant l'angle i' . Soit r et r' les angles d'émergence et d'incidence respectivement sur les faces d'entrée et de sortie du prisme, et soit D l'angle de déviation entre rayon incident et rayon



transmis.

Les relations fondamentales valables pour cette expérience sont :

- a) $\sin i = -n \sin r$ b) $n \sin i' = \sin r'$ c) $A = r + r'$ d) $D = i + i' - A$

22. Concernant le faisceau transmis par le prisme :

- a) C'est un faisceau coloré. b) C'est un faisceau convergent.
 c) La longueur d'onde correspondant à la couleur rouge sera plus déviée que celle correspondant à la couleur verte.
 d) La longueur d'onde correspondant à la couleur violette sera plus déviée que celle correspondant à la couleur indigo.

23. On suppose que $n = 1,6201$. Pour que la mesure de D soit possible, les angles i et i' doivent vérifier :

- a) $i \leq 37,15^\circ$ b) $37,15^\circ \leq i \leq 90^\circ$ c) $i' \leq 37,15^\circ$ d) $37,15^\circ \leq i' \leq 90^\circ$

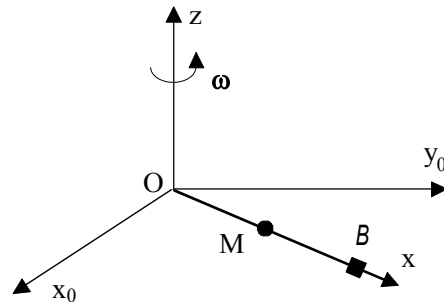
24. Il existe des valeurs maximale D_M et minimale D_m de l'angle de déviation, telles que :

- a) $D_m = 37,15^\circ$ b) $D_m = 48,2^\circ$ c) $D_M = 48,2^\circ$ d) $D_M = 90^\circ$

25. Sachant que l'incertitude de mesure de l'angle au sommet A et de l'angle D_m est de 1 minute d'angle, l'incertitude sur n est de :

- a) $1,40 \cdot 10^{-2}$ b) $0,47 \cdot 10^{-2}$ c) $0,04 \cdot 10^{-2}$ d) $0,02 \cdot 10^{-2}$

26. Une masselotte ponctuelle M , de masse m , peut glisser sans frottement sur une tige T perpendiculaire en O à un axe vertical Oz . L'axe z/z est entraîné par un moteur qui fait tourner la tige T à la vitesse angulaire constante ω dans le plan horizontal x_0Oy_0 d'un repère galiléen fixe orthonormé direct (O, x_0y_0z) . Soient $(\mathbf{e}_{x_0}, \mathbf{e}_{y_0}, \mathbf{e}_z)$ les vecteurs unitaires de chacun des axes du repère galiléen \mathcal{R}_0 , et $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ les vecteurs unitaires du repère orthonormé direct $\mathcal{R}(O, xyz)$ lié à T . La tige est portée par l'axe Ox . La masselotte est repérée par ses coordonnées cylindro-polaires (ρ, φ, z) liées à \mathcal{R}_0 .



A l'instant initial $t = 0$, la tige T est confondue avec l'axe

Ox_0 , et la masselotte est lancée depuis le point O avec une vitesse initiale $\mathbf{v}_0 = v_0 \mathbf{e}_x$ où $v_0 > 0$.

On note g l'intensité du champ de pesanteur terrestre.

On réalise alors le bilan des forces dans le repère \mathcal{R} . On appelle \mathbf{P} , \mathbf{R} , \mathbf{F}_{ic} , \mathbf{F}_{ic} , les forces respectivement de pesanteur, de réaction de la tige, d'inertie d'entraînement et d'inertie de Coriolis subies par M .

- a) $\mathbf{R} = \mathbf{0}$ b) $\mathbf{F}_{ic} = m\omega^2 \rho \mathbf{e}_x$ c) $\mathbf{F}_{ic} = 2m\omega \dot{\rho} \mathbf{e}_y$
 d) D'après le principe fondamental de la dynamique, $\mathbf{P} + \mathbf{R} + \mathbf{F}_{ic} + \mathbf{F}_{ic} = \mathbf{0}$

27. L'équation horaire du mouvement est :

- a) $\rho(t) = \frac{v_0}{\omega} \cos(\omega t)$ b) $\rho(t) = \frac{v_0}{\omega} \sin(\omega t)$ c) $\rho(t) = \frac{v_0}{\omega} \operatorname{ch}(\omega t)$ d) $\rho(t) = \frac{v_0}{\omega} \operatorname{sh}(\omega t)$

28. La vitesse de M dans le repère \mathcal{R}_0 s'écrit :

- a) $\mathbf{v}(M/\mathcal{R}_0) = v_0 [\cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \sin(\omega t) \mathbf{e}_y]$ b) $\mathbf{v}(M/\mathcal{R}_0) = v_0 \cos(\omega t) \mathbf{e}_x$
 c) $\mathbf{v}(M/\mathcal{R}_0) = v_0 [\operatorname{ch}(\omega t) \mathbf{e}_x + \operatorname{sh}(\omega t) \mathbf{e}_y]$ d) $\mathbf{v}(M/\mathcal{R}_0) = v_0 \operatorname{ch}(\omega t) \mathbf{e}_x$

29. A la distance D de O , on place au point B de la tige une butée \mathbf{B} solidaire de T . A l'instant t_0 la masselotte vient buter sur \mathbf{B} .

Si la tige effectue un tour complet en 16 s, avec $v_0 = 0,393 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $D = 2,3 \text{ m}$, alors t_0 est égal à :

- a) 0,62 s b) 2,3 s c) 3,76 s d) 4 s

30. La masselotte décrit :

- a) à $0 < t < t_0$ et dans \mathcal{R} , un cercle b) à $0 < t < t_0$ et dans \mathcal{R}_0 , une spirale
 c) à $t > t_0$ et dans \mathcal{R} , une droite d) à $t > t_0$ et dans \mathcal{R}_0 , une cycloïde

$$\text{a) } i_N = -\frac{2}{R_2} u_e \quad \text{b) } i_N = -\frac{2}{R_1} u_e \quad \text{c) } R_2 = R_1 + R_3 \quad \text{d) } G_N = \frac{2}{R_3}$$

38. A l'instant $t = 0$ on alimente l'association des deux montages par un échelon de tension $u_e(t)$ d'amplitude $E = 10 \text{ V}$. On donne : $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$.

La tension de sortie $u_s(t)$ est alors caractérisée par :

- a) Un régime permanent atteint au bout de $0,5 \text{ ms}$.
- b) Un régime transitoire dont la constante de temps caractéristique est $\tau = R_2 C$.
- c) $u_2(t) = 2(11 + 10 \cos(t))$, où t est exprimé en ms, pendant le régime permanent.
- d) $u_2(t) = -2(11 - 10 \exp(-t))$, où t est exprimé en ms, pendant le régime transitoire.

39. On réalise des phénomènes de diffraction de Fraunhofer à l'aide d'une fente diffractante (*largeur a et longueur b* $\gg a$), et d'une fente source infiniment mince émettant une lumière blanche. Les deux fentes sont parallèles, et l'observation à l'infini est ramenée à distance finie sur un écran, grâce à une lentille mince convergente de distance focale f' .

- a) Les raies observées sont toutes équidistantes.
- b) Les raies observées sont parallèles à la direction de la fente source.
- c) Au phénomène de diffraction se superpose un phénomène de dispersion de la lumière.
- d) On observe une teinte uniforme sur l'écran.

40. On incline, perpendiculairement à l'axe optique, l'axe de la fente diffractante d'un angle θ par rapport à l'axe de la fente source, immobile, et on place devant la fente diffractante un filtre ne laissant se propager que les radiations monochromatiques de longueur d'onde $\lambda = 546 \text{ nm}$.

- a) Sur l'écran, la raie présentant un maximum d'intensité lumineuse a une largeur de $2 \frac{\lambda f'}{a}$.
- b) La figure de diffraction est indépendante de la longueur b ($b \gg a$) de la fente diffractante.
- c) Les raies de diffraction et la fente diffractante s'inclinent symétriquement par rapport à l'axe de la fente source.
- d) Les raies observées sont de couleur verte.