

Révisions

Correction – physique-chimie – CCP TSI 2019

Partie I – La marche à pied

I.1 – Marcher en montagne

1 - La puissance est donnée par $\mathcal{P} = \vec{R} \cdot \vec{v}$, avec \vec{v} la vitesse du point d'application de la force \vec{R} . Cette vitesse étant nulle, la puissance est nulle.

2 - À une constante près, $E_p = mgz_I$ (signe + car axe z vers le haut).

3 - Elle est nulle.

4 - $E_m = E_c + E_p$. Ici, $\Delta E_m = mg\Delta z_I = mgh$.

5 - A.N. : $\Delta E_m = 6 \times 10^5 \text{ J}$.

6 - Pour une marche à l'horizontale, $\Delta E_m = 0$.

On voit donc bien, comme le souligne avec pertinence l'introduction, qu'il est plus facile de marcher à plat qu'en montée.

(Rq : on a négligé toute dissipation interne au corps et liée aux mouvements de la marche, qui sont à l'origine du fait que marcher à plat n'est pas non plus sans effort !)

7 - L'énergie dépensée pour la montée de 1 km de dénivelée est de 0.6 MJ, soit une fraction $0.6/12 = 5\%$ de l'énergie d'une journée normale. C'est significativement plus.

8 - 12.6 MJ.

I.2 – Le champ de pesanteur et l'altitude

9 - On raisonne sur les symétries de la distribution de masse, comme en électrostatique. Soit donc un point $M(r, \theta, \varphi)$. Tous les plans passant par M et T sont plans de symétrie de la distribution de masse, donc le champ de gravitation est contenu dans tous ces plans.

C'est donc que $\vec{\mathcal{G}}$ est selon \vec{e}_r .

10 - On raisonne sur les invariances de la distribution de masse, comme en électrostatique. La distribution de masse est invariante par rotation d'angle θ et φ autour du point T , donc les composantes de $\vec{\mathcal{G}}$ ne dépendent pas de ces angles, donc ne dépendent que de r .

11 - Le théorème de Gauss de l'électrostatique s'écrit $\oiint_S \vec{E} \cdot \vec{dS} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$.

L'analogie de $\vec{\mathcal{G}}$ est le champ électrostatique \vec{E} , celui de m est la charge intérieure Q_{int} , et celui de G est $-1/(4\pi\epsilon_0)$ avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide.

12 - En utilisant le théorème de Gauss pour la gravitation, on voit que $[G] = [\mathcal{G}] \times \text{m}^2 \times \text{kg}^{-1}$.

Or $m\mathcal{G}$ est une force, d'unité $\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ (une masse fois une accélération). Donc $[\mathcal{G}] = \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$.

Finalement, $[G] = \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{kg}^{-1}$.

13 - Il faut appliquer le théorème de Gauss, sachant que $\vec{\mathcal{G}} = \mathcal{G}(r)\vec{e}_r$.

Soit donc un point $M(r, \theta, \varphi)$ situé hors de la Terre ($r \geq R_T$), seul cas qui nous intéresse ici.

La surface de Gauss S considérée est une sphère de centre T passant par M , donc de rayon r .

On a

$$\begin{aligned} \oiint_S \vec{g} \cdot d\vec{S} &= \oiint_S \mathcal{G}(r) \vec{e}_r \cdot dS \vec{e}_r \\ &= \mathcal{G}(r) \oiint_S dS \\ &= \mathcal{G}(r) 4\pi r^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Et la masse intérieure est la totalité de la masse de la Terre (car $r \geq R_T$), donc $m = M_T$.

On a donc $\mathcal{G}(r) 4\pi r^2 = -4\pi GM_T$, d'où $\mathcal{G}(r) = -\frac{GM_T}{r^2}$, et $\vec{\mathcal{G}}(r) = -\frac{GM_T}{r^2} \vec{e}_r$.

Rq : On peut très bien ne pas utiliser le théorème de Gauss, mais l'expression (connue) de la force d'attraction gravitationnelle entre la Terre et un objet test de masse m .

14 -

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(R_T + 0) - \mathcal{G}(R_T + a) &= -\frac{GM_T}{R_T^2} + \frac{GM_T}{(R_T + a)^2} \\ &= -\frac{GM_T}{R_T^2} \left(1 - \frac{1}{(1 + a/R_T)^2} \right) \\ &\simeq -\frac{GM_T}{R_T^2} (1 - (1 - 2a/R_T)) \\ &= -\frac{2aGM_T}{R_T^3}. \end{aligned} \quad (2)$$

D'où $|\Delta\mathcal{G}| = \frac{2aGM_T}{R_T^3}$.

15 - A.N. : $|\Delta\mathcal{G}| = 4 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

Il faut comparer ceci à la valeur moyenne de \mathcal{G} à la surface de la Terre, c'est-à-dire approximativement à $g = 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. La variation est donc bien négligeable.

I.3 – Marcher à son rythme pour aller loin

16 - $L_{Ox} = J\dot{\gamma}$ (solide en rotation autour d'un axe fixe, γ est dans le sens direct).

17 - Le moment en O fait intervenir le vecteur \overrightarrow{OM} avec M le point d'application de la résultante. Or pour la résultante des actions de la liaison pivot, $O = M$, donc ce vecteur est nul, donc le moment aussi.

18 -

$$\begin{aligned} \Gamma_{Ox} &= (\overrightarrow{OH} \wedge m_0 \vec{g}) \cdot \vec{e}_x \\ &= (d'[-\cos \gamma \vec{e}_z + \sin \gamma \vec{e}_y] \wedge -m_0 g \vec{e}_z) \cdot \vec{e}_x \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Gamma_{Ox} = -m_0 g d' \sin \gamma.$$

19 - Référentiel d'étude galiléen, système {jambe idéale}, on applique le théorème du moment cinétique :

$$\frac{L_{Ox}}{dt} = \Gamma_{Ox}, \quad (4)$$

car le seul moment non nul est celui du poids. On a donc

$$J\ddot{\gamma} = -m_0 g d' \sin \gamma, \quad (5)$$

$$\ddot{\gamma} + \frac{m_0 g d'}{J} \sin \gamma. \quad (6)$$

20 - $E_c = \frac{1}{2} J \dot{\gamma}^2$ (solide en rotation autour d'un axe fixe).

21 - La liaison pivot est supposée parfaite, donc la puissance associée est nulle. Ainsi toutes les actions (il ne reste que le poids) sont conservatives, donc l'énergie mécanique se conserve.

22 - Référentiel d'étude galiléen, système {jambe idéale}, on applique le théorème de l'énergie mécanique :

$$\begin{aligned} \frac{E_m}{dt} &= 0 \\ J \ddot{\gamma} \dot{\gamma} + m_0 g d' \dot{\gamma} \sin \gamma &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

$$\boxed{\ddot{\gamma} + \frac{m_0 g d'}{J} \sin \gamma = 0.}$$

On a bien la même chose que via le TMC.

23 - Petites oscillations ($\gamma \ll 1$) : on a $\sin \gamma \sim \gamma$. L'équation devient celle de l'oscillateur harmonique,

$$\ddot{\gamma} + \frac{m_0 g d'}{J} \gamma. \quad (8)$$

La pulsation propre est $\omega_0^2 = \frac{m_0 g d'}{J}$, et la période propre $T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{m_0 g d'}}$.

24 - $T = 2\pi \sqrt{\frac{k m_0 d^2}{m_0 g d / 2}} = 2\pi \sqrt{\frac{2 k d}{g}},$

$$\boxed{T = 2\pi \sqrt{\frac{2 k d}{g}}.} \quad (9)$$

25 - T est en \sqrt{d} , donc $T_{\text{enfant}} = T_{\text{adulte}} \times \sqrt{\frac{40 \text{ cm}}{90 \text{ cm}}} = 1.1 \text{ s}.$

26 - La période du pas est proportionnelle à \sqrt{d} : $T = a\sqrt{d}$ avec a constante indépendante de d .

Pour obtenir la vitesse de marche, il faut diviser la longueur d'un pas par sa période.

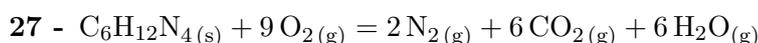
Or la longueur d'un pas est également proportionnelle à la longueur de la jambe (multipliée par un facteur géométrique qui fait notamment intervenir l'angle d'ouverture du pas, que l'on peut supposer identique chez tous) : $L = b \times d$.

On a donc une vitesse $v = \frac{bd}{a\sqrt{d}} = \frac{b}{a} \sqrt{d}$. On a bien une vitesse de marche proportionnelle à la racine carrée de la longueur d de la jambe.

Or $\sqrt{90/40} \simeq 1.5$, donc l'affirmation de l'énoncé est correcte : l'enfant avance naturellement 1.5 fois plus lentement que l'adulte.

Partie II – Le repas en altitude

II.1 – La combustion des tablettes d'hexamine solide



28 - Elles sont nulles car les constituants physico-chimiques $\text{O}_2(\text{g})$ et $\text{N}_2(\text{g})$ sont les états standards de référence des éléments oxygène et azote respectivement.

29 - Loi de Hess : $\Delta_r H^0 = 6 \times (-400) + 6 \times (-250) - 123 = -3777 \text{ kJ/mol}.$

Cette valeur est négative, donc la réaction est exothermique, ce qui est cohérent avec le fait qu'il s'agit d'une combustion.

- 30** - On considère le système fermé {constituants physico-chimiques de la tablette}, qui évolue selon une réaction chimique, de façon isobare et isotherme. On lui applique le premier principe version isobare :

$$\Delta H = Q_{\text{reçu}} \quad (10)$$

(pas d'autres travaux que les forces de pression ici donc le terme en W' est nul).

Or pour une transformation chimique isotherme à T , d'avancement ξ , on a $\Delta H = \xi \times \Delta_r H^0(T)$.

Un avancement ξ correspond à une quantité de matière d'héxamine consommée qui vaut ξ , donc à une masse $m = \xi M_h$.

Le pouvoir calorifique est donc $PC = \frac{Q_{\text{cédé}}}{m} = -\frac{Q_{\text{reçu}}}{m} = -\frac{\xi \Delta_r H^0}{\xi M_h}$.

On a bien
$$PC = -\frac{\Delta_r H^0}{M_h}.$$

- 31** - A.N. : $PC = 27 \text{ MJ/kg}$, ce qui est proche de la valeur de 31 MJ/kg annoncée par le constructeur (les données de l'énoncé sont arrondies pour pouvoir se passer de calculatrice).

- 32** - On utilise le principe de Le Chatelier pour la pression. Une diminution de pression déplace l'équilibre dans le sens qui augmente la quantité de matière totale de gaz.

Or ici, ce sens correspond au sens direct.

L'équilibre est donc déplacé dans le sens direct. La réaction est donc favorisée, et le réchaud reste performant.

- 33** - L'énergie libérée pour 8 g de combustible est $E = 8 \text{ g} \times 31 \text{ kJ/g} = 248 \text{ kJ}$.

- 34** - Système fermé $\{V = 0.25 \text{ L d'eau}\}$, transformation monobare de $T_1 = 20^\circ\text{C}$ à $T_2 = 100^\circ\text{C}$.

On applique le premier principe version monobare : $\Delta H = Q_{\text{reçu}}$.

Or $\Delta H = (\mu_{\text{eau}} V) c_{\text{eau}} (T_2 - T_1)$ (phase condensée incompressible indilatable).

D'où un transfert thermique reçu $Q_{\text{reçu}} = (\mu_{\text{eau}} V) c_{\text{eau}} (T_2 - T_1) = 84 \text{ kJ}$.

Rq : un raisonnement plus propre consisterait à considérer le système {eau+récipient}, on a en fait ici négligé la capacité thermique du récipient.

- 35** - Le rendement attendu est donc $\eta = \frac{84}{248} = 0.3$. Seule 30% de la chaleur dégagée par la combustion est transmise à l'eau.

- 36** - Système fermé {volume V d'eau}, transformation monobare et isotherme qui consiste en l'évaporation d'un volume $V' < V$ d'eau.

On applique le premier principe version monobare : $\Delta H = Q_{\text{reçu}}$.

Or $\Delta H = \mu_{\text{eau}} V' l_V$ (changement d'état monobare).

D'où un transfert thermique reçu $Q_{\text{reçu}} = \mu_{\text{eau}} V' l_V = 115 \text{ kJ}$.

C'est du même ordre que ce qui était nécessaire au chauffage de 0 à 100 °C d'un volume d'eau 5 fois plus important.

- 37** - Le rôle du couvercle est d'une part d'éviter l'évaporation de l'eau, et d'autre part de réduire les pertes thermiques par convection (le couvercle réduit les mouvements d'air, qui sont efficaces pour transférer de la chaleur).

II.2 – Utilisation du réchaud en altitude

38 - L'air est constitué en quasi totalité de dioxygène et de diazote, qui sont diatomiques.

39 - On utilise le modèle du gaz parfait, qui pour un volume V renfermant une quantité de matière indique que : $pV = nRT_0 = \frac{m}{M_{\text{air}}}RT_0$.

$$\text{Or } \mu_{\text{air}} = \frac{m}{V}, \text{ d'où } \boxed{\mu_{\text{air}} = \frac{pM_{\text{air}}}{RT_0}}.$$

40 - On part de la donnée $\frac{dp}{dz} = -\mu_{\text{air}}g$ et on remplace $\mu_{\text{air}} = \frac{pM_{\text{air}}}{RT_0}$ pour obtenir

$$\boxed{\frac{dp}{dz} + \frac{p}{D} = 0 \quad \text{avec} \quad D = \frac{RT_0}{M_{\text{air}}g}}. \quad (11)$$

41 - On voit avec l'équation différentielle que D est homogène à dz , donc à des mètres : $[D] = \text{m}$.

On peut retrouver ceci via l'expression, bien que ce ne soit pas très malin...

$$\begin{aligned} [D] &= \frac{\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \times \text{K}}{\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1} \times \text{m} \cdot \text{s}^{-2}} \\ &= \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}} \\ &= \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}}{\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}} \\ &= \text{m}. \end{aligned} \quad (12)$$

(Pour les joules on a utilisé $E_c = \frac{1}{2}mv^2$.)

42 - La solution de l'équation ci-dessus est $p(z) = A \exp\{-z/D\}$, et on détermine la constante A à l'aide de la condition $p(z=0) = p_0$, d'où $A = p_0$ et donc $\boxed{p(z) = p_0 \exp\{-z/D\}}$, ce qui confirme que la pression décroît avec l'altitude.

43 - À $z = 2 \text{ km}$, $\boxed{p = p_0 \exp\{-2/8\} \simeq 0.75 \text{ bar}}$ d'après le graphique de la fonction exponentielle en annexe.

44 - À gauche : solide ; en bas : gaz ; le reste est du liquide. Le point d'intersection est le point triple.

45 - La température d'ébullition $T_{\text{éb}}(p)$ dépend de la pression de la façon indiquée sur le diagramme p - T : il s'agit de la courbe entre les domaines liquide et gaz. On voit que cette température diminue si p diminue.

Or p diminue avec l'altitude, donc la température d'ébullition diminue avec l'altitude.

46 - À 2 km d'altitude, la pression est de 0.75 bar environ, et la température d'ébullition de 92 °C environ.

La cuisson dans l'eau bouillante sera plus longue qu'en $z = 0$ où elle a lieu à 100 °C.

II.3 – Rendre l'eau potable

47 - On pèse 1.00 g de diiode à l'aide d'une coupelle placée sur une balance. De même pour les 0.60 g d'iodure de potassium. On pèse 54.7 g d'alcool à 96% en plaçant un bécher sur une balance.

On prend un bécher que l'on place sur une balance, on fait la tare. On ajoute le diiode et l'iodure de potassium dans ce même bécher. On prélève 5 mL d'eau distillée à l'aide d'une pipette jaugée, que l'on vide dans ce bécher. On ajoute l'alcool. Enfin, on complète avec de l'eau distillée jusqu'à obtenir 100 g.

- 48 - 1/ L'ébullition est un changement d'état. C'est en fait la température élevée qui élimine les bactéries et virus.
 2/ L'iode agit via une réaction d'oxydoréduction, I_2 étant un oxydant puissant. D'autres désinfectants impliquent une réaction chimique avec des agents dérivées du chlore, typiquement ClO^- comme dans l'eau de javel, qui est un oxydant puissant.
 3/ Le filtrage n'est pas une réaction chimique.

49 - La vitesse de réaction peut être lente, et il faut donc attendre.

La température est un facteur cinétique, qui influe sur la constante cinétique de réaction k .

50 - Le nombre d'oxydation de l'élément I dans I_2 est de 0, alors qu'il est de -I dans I^- . Le diiode I_2 est donc un oxydant dans le couple I_2/I^- .

51 - Schéma classique avec un bécher dans lequel on place la solution d'alcool iodé à doser (et l'ajout d'eau distillée et d'acide sulfurique et d'amidon), placé sur un agitateur magnétique, et au-dessus une burette graduée dans laquelle on a la solution de thiosulfate de sodium.

52 - Couple I_2/I^- : $I_2 + 2e^- = 2I^-$.

Couple $S_4O_6^{2-}/S_2O_3^{2-}$: $2S_2O_3^{2-} = S_4O_6^{2-} + 2e^-$.

Réaction du dosage obtenue en sommant les deux demi-équations pour éliminer les électrons :



Pour justifier du caractère total de la réaction, on peut tracer l'échelle verticale des E^0 : placer les oxydants à gauche, les réducteurs à droite, on voit ensuite que la réaction ci-dessus correspond à un γ tracé dans le sens direct, donc la constante thermodynamique de la réaction est grande devant 1 et la réaction peut être supposée totale.

53 - C'est la présence d'amidon qui sert à repérer l'équivalence : lorsque le réactif I_2 est entièrement consommé (équivalence), alors l'amidon passe de bleu à incolore.

54 - À l'équivalence les réactifs sont versés en proportions stœchiométriques, donc on a $\frac{n_{I_2, \text{initial}}}{1} = \frac{n_{S_2O_3^{2-}, \text{vers}}}{2}$.

Or $n_{S_2O_3^{2-}, \text{versé}} = C \times V'$, d'où $\boxed{n_{I_2, \text{initial}} = \frac{CV'}{2}}$.

55 - $\boxed{m' = n_{I_2, \text{initial}} \times 2M(I)}$.

56 - Évaluons la fraction massique $t' = \frac{m'}{m} = \frac{CV'/2 \times 2M(I)}{m}$, soit donc $\boxed{t' = \frac{CV'M(I)}{m}}$.

Le reste est affaire d'unités et n'est pas très élégant. On veut que la teneur donne un pourcentage (des g pour 100g), donc on souhaite en fait évaluer $t' = t \times 100$. Et dans le document le volume V est à prendre en mL, donc en réalité $V' = V/1000$. Ainsi $t' = 100 \times \frac{CV/1000 \times M(I)}{m} = \frac{CV \times 12.69}{m}$ à condition de bien prendre V en mL, C en mol/L, m en gramme, t' étant un pourcentage.

57 - On a $m' = CV'M(I) = 0.1 \text{ mol/L} \times 10.1 \times 10^{-3} \text{ L} \times 126.9 \text{ g/mol}$, soit $\boxed{m' = 0.13 \text{ g}}$.

58 - La question précédente donne la masse m' de diiode dans $m = 10.0 \text{ g}$ de solution, donc la fraction massique est $t' = 0.13/10 = 0.013$.

La masse de 10 gouttes est $10V_g \times \mu_{\text{eau}}$, à multiplier par t' pour avoir la masse de diiode dans les dix gouttes.

On obtient $m' = 0.013 \times 0.5 \text{ mL} \times 1 \text{ g/mL}$, Donc $\boxed{m' = 0.06 \text{ g}}$.

Partie III – Beauté de la nature

59 - Loi de Descartes pour la réflexion : $\boxed{\beta = \alpha}$.

60 - Il s'agit d'une réfraction lors du passage d'un milieu d'un indice n_0 à un milieu d'indice n différent.

61 - Les rayons (a) et (b) proviennent d'une même source primaire, tout se passe donc comme s'ils provenaient de deux sources cohérentes et synchrones. Ils vont donc interférer, c'est-à-dire que l'intensité totale sera différente de la somme des intensités observées si (a) (ou si (b)) était seul.

62 - Formule de Fresnel pour deux sources cohérentes et synchrones de même intensité I_0 :

$$I(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta \right) \right), \quad (14)$$

avec δ la différence de marche au point M : si S est la source, $\delta = (SIM) - (SIJKM)$ (ou l'opposé, peu importe car c'est dans un cosinus).

63 - On a $\delta = 2ne \cos \varphi + \frac{\lambda}{2}$.

Or d'après la loi de Descartes, $n_0 \sin \alpha = n \sin \varphi$.

$$\text{Donc } \cos \varphi = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n} \sin \alpha \right)^2}.$$

D'où finalement

$$\delta = 2ne \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n} \sin \alpha \right)^2} + \frac{\lambda}{2} \quad (15)$$

$$\boxed{\delta = 2e \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}}.$$

64 - Les interférences sont constructives (intensité maximale) lorsque le cosinus de la formule de Fresnel vaut $+1$, donc lorsque $\delta/\lambda = p \in \mathbb{Z}$, donc si β est tel que

$$\boxed{\delta = p\lambda, p \in \mathbb{N}.} \quad (16)$$

(δ est positif ici.)

Rq : On voit en fait de la lumière pour d'autres β , mais pas de façon maximale. En réalité il n'y a pas que deux rayons qui interfèrent : il y a des réflexions multiples et il s'agit donc d'interférences à $N \gg 1$ ondes, et on a bien lumière uniquement dans ces directions là. Mais le sujet n'est pas très clair.

65 - $\alpha = \beta$, donc on voit de la lumière (de façon maximale) dans les directions β telles que $\delta = p\lambda$, $p \in \mathbb{N}$, soit donc uniquement pour les longueurs d'onde qui vérifient :

$$\lambda_p = \frac{2e}{p - 1/2} \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \beta}, \quad p \in \mathbb{N} \quad (\text{intensité maximale}). \quad (17)$$

D'autre part, les longueurs d'onde telles que $\delta = (k+1/2)\lambda$, $k \in \mathbb{N}$ sont en interférence destructive et sont donc éteintes. Ces longueurs d'onde sont :

$$\lambda_k = \frac{2e}{k} \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \beta}, \quad k \in \mathbb{N} \quad (\text{intensité nulle}). \quad (18)$$

Ainsi pour une direction d'observation β donnée, il y a des longueurs d'onde éteintes ou maximales, et il en résulte une certaine couleur observée par l'œil.

Si l'angle d'observation β change, alors les longueurs d'onde maximales ou éteintes changent également, donc la couleur aussi.

- 66** - Plonger l'ensemble dans l'eau revient à changer n_0 . Les longueurs d'ondes maximales ou éteintes vont donc changer également (car l'expression de δ fait intervenir n_0), donc la couleur perçue aussi.
- 67** - Il faut supposer que dans l'air l'aile est perçue bleue car seule la longueur d'onde λ du bleu est passante (ce qui suppose que ce n'est pas simplement des interférences à 2 ondes, mais à $N \gg 1$ ondes, de plus il pourrait en être autrement : le bleu perçu pourrait être la superposition de plusieurs radiations monochromatiques). On a donc, en notant $\beta = 30^\circ$ l'angle d'observation et p l'entier correspondant au passage de λ :

$$\left(p - \frac{1}{2}\right) \lambda = 2e\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \beta}. \quad (19)$$

Même hypothèse pour la couleur verte perçue dans l'acétone : c'est un vert monochromatique. On note λ' la longueur d'onde correspondante. β est le même que ci-dessus. L'entier p' est a priori différent (sauf si le décalage est faible?). On a donc

$$\left(p' - \frac{1}{2}\right) \lambda' = 2e\sqrt{n^2 - n_a^2 \sin^2 \beta}, \quad (20)$$

avec cette fois n_a l'indice optique de l'acétone.

De ces deux équations on ne peut pas en déduire e ... La question est mal posée.

- 68** - Si e devient grand devant la longueur de cohérence de la source, alors ce ne sont plus les mêmes trains d'onde qui interfèrent et donc les interférences n'ont plus lieu.

Pour de la lumière blanche il faut donc une épaisseur d'une centaine de nanomètres au maximum.

(Cette question est plutôt hors programme de TSI2.)