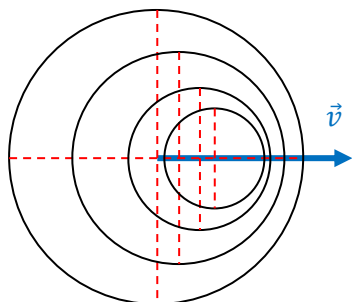


**CONCOURS GÉNÉRAL DES LYCÉES
SESSION 2019
COMPOSITION DE PHYSIQUE-CHIMIE
PROPOSITION DE CORRECTION**

Partie I – L’effet Doppler classique

I.A. Explication théorique de l’effet Doppler

1 Pour déterminer la vitesse de la lampe il faut étudier les surfaces d’onde. Comme l’onde se déplace à vitesse constante dans toutes les directions, elle a été émise au centre du cercle qui représente la surface d’onde. Il suffit donc d’étudier le déplacement du centre des surfaces d’onde.



On voit sur le schéma que les centres se déplacent horizontalement de la gauche vers la droite. Le vecteur vitesse \vec{v} est donc de direction horizontale, dirigé vers la droite.

2 L’onde parcourt la distance $RL(0)$ à la célérité c . Le flash sera donc reçu par le récepteur à l’instant $t_1 = \frac{RL(0)}{c}$. On rappelle que la célérité de la lumière dans le vide (ou dans l’air) ne dépend pas du référentiel (cf. question **56**).

3 Le deuxième flash est émis lorsque l’émetteur est à la distance $RL(T_\ell)$ et l’onde se déplace toujours à la célérité c . Le deuxième flash est émis à l’instant $t = T_\ell$ et mettra la durée $\frac{RL(T_\ell)}{c}$ pour arriver au récepteur. Le deuxième flash sera donc reçu par le récepteur à l’instant $t_2 = T_\ell + \frac{RL(T_\ell)}{c}$.

4 L’émetteur se déplace à la vitesse v sur l’axe RL en se rapprochant du récepteur. Entre sa position $RL(0)$ et $RL(T_\ell)$, l’émetteur s’est déplacé durant une durée T_ℓ . On a donc : $RL(T_\ell) = RL(0) - v \times T_\ell$.

5 La durée séparant deux flashes successifs reçus par l’émetteur est : $T_r = t_2 - t_1$.
En utilisant les expressions précédentes : $T_r = T_\ell + \frac{RL(T_\ell)}{c} - \frac{RL(0)}{c} = T_\ell + \frac{RL(0) - v \times T_\ell}{c} - \frac{RL(0)}{c} = T_\ell \times \left(1 - \frac{v}{c}\right)$.
D’où : $T_r = T_\ell \times (1 - \beta)$ avec $\beta = \frac{v}{c}$.

Si $v = c$, alors $T_r = T_\ell$, ce qui est bien cohérent car sans mouvement il n’y a pas d’effet Doppler.

Si $v < c$, alors $T_r < T_\ell$, on a alors la période de réception plus petite que la période d’émission.

Comme on étudie la propagation d’une onde lumineuse la vitesse de la lampe est obligatoirement inférieure à la célérité de la lumière dans le vide.

Remarque : dans le cas d’un son on pourrait avoir le cas $v > c$, ce qui donnerait $T_r < 0$. Cette valeur négative correspond au fait que lorsque l’émetteur va plus vite que le son, c’est l’onde émise en dernier qui arrivera avant les précédentes.

6 Si la lampe s’éloigne au lieu de se rapprocher, la durée reçue sera plus grande au lieu d’être plus petite. L’expression devient alors : $T_r = T_\ell \times (1 + \beta)$ avec $\beta = \frac{v}{c}$.

7 L’expression fournie est : $T_r = T_\ell \times (1 - \beta \cos \theta)$.

Dans la question **5** on est dans le cas où $\theta = 0$, ce qui donne : $T_r = T_\ell \times (1 - \beta \cos 0) = T_r = T_\ell \times (1 - \beta)$.
Ce qui correspond bien au résultat trouvé.

Dans la question **6** on est dans le cas où $\theta = \pi$, ce qui donne : $T_r = T_\ell \times (1 - \beta \cos \pi) = T_r = T_\ell \times (1 + \beta)$.
Ce qui correspond bien au résultat trouvé.

8 La longueur d'onde mesurée se calcule par la relation : $\lambda = cT$.

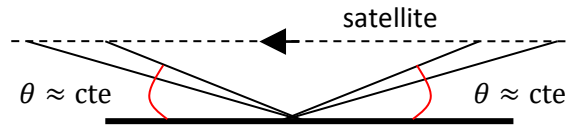
On a donc : $\Delta\lambda_+ = \lambda_+ - \lambda_\ell = cT_+ - \lambda_\ell = c \times T_\ell \times (1 + \beta) - \lambda_\ell = \lambda_\ell \times (1 + \beta - 1) = +\beta\lambda_\ell$.

Et de même : $\Delta\lambda_- = \lambda_- - \lambda_\ell = cT_- - \lambda_\ell = c \times T_\ell \times (1 - \beta) - \lambda_\ell = \lambda_\ell \times (1 - \beta - 1) = -\beta\lambda_\ell$.

I.B. Application à l'étude du mouvement du satellite LO-19

9 Les deux portions de courbe à justifier correspondent à des fréquences captées constantes. Cela ne peut s'expliquer que par un angle θ constant puisque la vitesse du satellite sur une orbite circulaire est constante.

Pour pouvoir considérer que l'angle ne varie pas il faut que le satellite soit à basse altitude et, de ce fait, on peut considérer être dans le cas de la question **5** pour la courbe entre 16h48 et 16h52 et le cas de la question **6** pour la courbe entre 17h00 et 17h03.

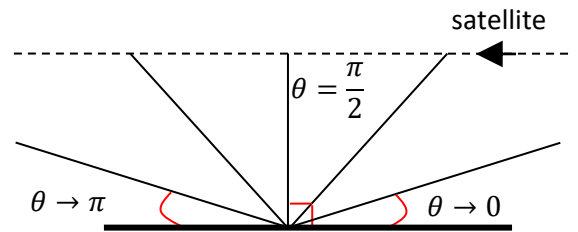


10 Sur la courbe entre 16h54 et 16h57 on a une diminution de la fréquence reçue en fonction du temps.

Lors de l'orbite du satellite, ce dernier se rapproche de l'émetteur et la fréquence reçue est donc supérieure à la fréquence émise.

Mais au fur et à mesure qu'il se rapproche l'angle θ croit de la valeur 0 à la valeur $\frac{\pi}{2}$ qui correspond au satellite se trouvant à l'aplomb de la position du récepteur. On a bien une décroissance jusqu'à la valeur réelle d'émission.

Ensuite le satellite s'éloigne du récepteur et l'angle continue à croître de la valeur $\frac{\pi}{2}$ jusqu'à la valeur π . On a donc bien une nouvelle décroissance jusqu'au plateau correspondant à l'éloignement constant du satellite.



11 Pour déterminer la fréquence émise par le satellite on part du principe que son mouvement est parfaitement symétrique. On peut alors considérer que la vitesse d'approche est exactement la même que la vitesse d'éloignement.

La fréquence lors de l'approche est de 437,137 MHz.

La fréquence lors de l'éloignement est de 437,117 MHz.

On détermine la fréquence d'émission comme étant la moyenne de ces deux fréquences : 437,127 MHz.

12 En faisant l'hypothèse que le mouvement du satellite est parfaitement circulaire et régulier, on peut déterminer la période de l'orbite du satellite comme le temps séparant deux réceptions identiques sur le récepteur.

On prend, par exemple la valeur d'émission de 437,127 MHz.

On lit sur les graphiques que le récepteur reçoit cette fréquence à 15h15,5min et à 16h55,5min.

On en déduit donc une période d'orbite du satellite de 1h40min, donc de 100 minutes.

13 La troisième loi de Kepler appliquée au satellite en orbite autour de la Terre permet d'écrire : $\frac{T^2}{R^3} = \frac{4\pi^2}{GM_{\text{Terre}}}$.

Le rayon de l'orbite est donc : $R = \sqrt[3]{\frac{GM_{\text{Terre}}T^2}{4\pi^2}}$.

AN. $R = \sqrt[3]{\frac{6,67 \cdot 10^{-11} \times 5,97 \cdot 10^{24} \times (100 \times 60)^2}{4\pi^2}} = 7,13 \cdot 10^6 \text{ m.}$

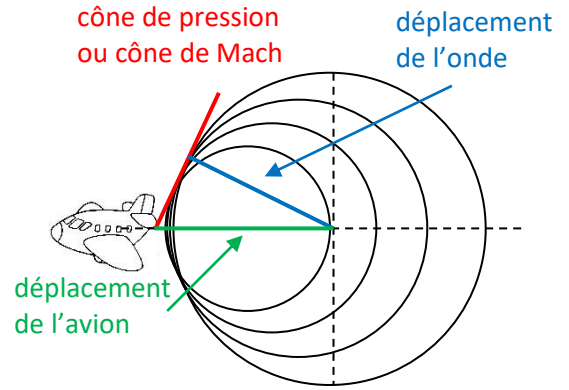
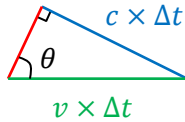
Remarque : le rayon de la Terre étant de $6,4 \cdot 10^6 \text{ m}$, le satellite LO-19 est donc à une altitude de $0,73 \cdot 10^6 \text{ m}$. Cela fait un peu plus de 700 km, ce qui est bien une orbite basse et qui corrobore bien l'hypothèse faite à la question **9**.

I.C. Vitesse d'un avion supersonique

14 On peut lire sur le schéma ci-contre que le cône de pression correspond à la superposition des ondes sonores arrivant au même moment au même endroit.

On peut alors faire un lien entre le cône de pression, le déplacement de l'avion et le déplacement de l'onde.

On peut alors considérer le triangle rectangle suivant.



L'onde se déplace à la célérité c depuis le point central, elle s'est donc déplacée de $c\Delta t$.

L'avion se déplace à la vitesse v depuis le point central, il s'est donc déplacé de $v\Delta t$.

Comme le triangle est rectangle, on peut écrire : $\sin \theta = \frac{c\Delta t}{v\Delta t} = \frac{c}{v}$.

D'où la vitesse recherchée : $v = \frac{c}{\sin \theta}$.

La mesure de l'angle se fait sur la photographie fournie : $\theta = 65^\circ$.

La célérité du son dans l'air est de $340 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

AN. $v = \frac{340}{\sin 65^\circ} = 3,8 \cdot 10^2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Ainsi la vitesse de l'avion par rapport à l'air est de $3,8 \cdot 10^2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Partie II – Expérience de Ives-Stilwell

II.A. Raies d'émission atomique

15 On connaît l'expression de la force de Coulomb : $F = k \cdot \frac{q_1 q_2}{d^2}$ où k est une constante, q_1 et q_2 les charges mises en jeu et d la distance entre les deux charges.

L'expression de la force est donnée dans l'énoncé : $F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^\alpha}$.

On a $q_1 q_2$ qui correspond à la grandeur e^2 (on a attraction d'un proton et d'un électron, tous les deux de norme de charge e). La constante k est $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$.

Et on en déduit donc que le terme de distance d^2 correspond au terme r^α .

Donc on a au final : $\alpha = 2$ et la formule : $F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$.

Remarque : il est également possible d'établir ce résultat par analyse dimensionnelle, mais le calcul est assez long en raison des différentes dimensions qui interviennent dans la permittivité diélectrique du vide ϵ_0 .

16 La force gravitationnelle est donnée par : $F_G = G \cdot \frac{m_p \cdot m_e}{r^2}$ et la force électrostatique par : $F_E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$.

On calcule le rapport des deux : $\frac{F_E}{F_G} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 G m_p m_e}$.

AN. $\frac{F_E}{F_G} = \frac{(1,602 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \times 8,854 \cdot 10^{-12} \times 6,67 \cdot 10^{-11} \times 1,67 \cdot 10^{-27} \times 9,109 \cdot 10^{-31}} = 10^{39}$.

On peut constater que l'intensité de la force électrostatique est très supérieure à celle de la force gravitationnelle. On peut donc négliger cette dernière dans l'étude de l'atome d'hydrogène.

Remarque : on peut aussi calculer directement l'ordre de grandeur de chaque force en prenant le rayon de l'atome d'hydrogène de l'ordre de l'angström ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$).

17 On nous donne l'expression de l'énergie potentielle de l'électron : $E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$.

L'énergie mécanique est définie par : $E_m = E_c + E_p$.

Par la deuxième loi de Newton appliquée à l'électron dans le référentiel galiléen du laboratoire on obtient

l'expression : $m_e a = F_E$ (on écrit la loi directement projetée). D'où l'on tire : $a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2 m_e}$.

Comme il n'y a qu'une force centrale, on sait que l'accélération est purement centripète, ce qui implique que comme le mouvement est circulaire, il est obligatoirement uniforme.

Or comme le mouvement est circulaire uniforme, le lien entre accélération et vitesse est donné par : $a = \frac{v^2}{r}$.

En combinant ces différentes formules on trouve : $E_c = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} m_e r a = \frac{1}{2} m_e a \times \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2 m_e} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$.

D'où finalement : $E_m = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$.

On retrouve bien l'expression demandée.

18 On nous donne l'expression : $r_n v_n = \frac{n\hbar}{m_e} = \frac{n\hbar}{2\pi m_e}$. Ce qui donne : $r_n^2 v_n^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m_e^2}$.

La vitesse est donnée par : $v_n^2 = r_n a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n m_e}$.

D'où : $r_n^2 \times \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n m_e} = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m_e^2}$.

D'où encore : $r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m_e^2} \times \frac{4\pi\epsilon_0 m_e}{e^2}$.

Et au final : $r_n = \frac{n^2 \hbar^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2}$.

On en déduit alors : $r_1 = \frac{\hbar^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2}$ et $r_n = n^2 \times r_1$.

19 Le rayon r_1 correspond au rayon le plus petit d'un électron autour du proton dans l'atome d'hydrogène. Il correspond donc au rayon de l'atome dans son état fondamental ou non-excité.

Sachant que le rayon de l'atome d'hydrogène est de l'ordre de l'angström (0,1 nm), on peut déterminer l'ordre de grandeur de la constante de Planck par l'expression : $h = e \times \sqrt{\frac{\pi m_e r_1}{\epsilon_0}}$.

En utilisant la formule de Planck-Einstein $E = h \times f$, on sait que la constante de Planck est homogène à une énergie multipliée par un temps.

AN. $h = 1,602 \cdot 10^{-19} \times \sqrt{\frac{\pi \times 9,109 \cdot 10^{-31} \times 10^{-10}}{8,854 \cdot 10^{-12}}} = 10^{-33} \text{ J}\cdot\text{s}$.

20 On repart de l'expression de l'énergie mécanique précédente : $E_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}$.

En transformant l'expression on trouve : $E_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 n^2 r_1} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_1} \times \frac{1}{n^2}$.

On a donc bien : $E_n = -\frac{\mathcal{E}}{n^2}$ avec $\mathcal{E} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_1}$.

21 On s'intéresse à un électron passant du niveau d'énergie E_p au niveau d'énergie E_n avec $p > n$.

Le photon émis a donc l'énergie : $E_p - E_n = -\frac{\mathcal{E}}{p^2} + \frac{\mathcal{E}}{n^2} = \mathcal{E} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)$.

Par la relation de Planck-Einstein on détermine la fréquence du photon : $f = \frac{\mathcal{E}}{h} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)$.

On détermine la longueur d'onde du photon par la relation $\lambda = \frac{c}{f} = \frac{hc}{\mathcal{E} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)} = \frac{hc}{\mathcal{E}} \cdot \frac{n^2 p^2}{p^2 - n^2}$.

22 Une lumière de longueur d'onde 656 nm dans le vide est de couleur rouge.

Une lumière de longueur d'onde 486 nm dans le vide est de couleur bleue.

23 Les longueurs d'onde proposées correspondent à la désexcitation d'un électron depuis un état p inconnu vers l'état $n = 2$.

On sait également que les quatre longueurs d'onde fournies sont dans le visible et qu'il n'y en a aucune autre dans ce domaine-là. Cela implique que les quatre niveaux excités que l'on recherche se suivent.

Le niveau le moins énergétique correspond à la longueur d'onde la plus grande.

On peut alors proposer $p = 3$ pour $\lambda = 656,3 \text{ nm}$; $p = 4$ pour $\lambda = 486,1 \text{ nm}$; $p = 5$ pour $\lambda = 434,0 \text{ nm}$ et $p = 6$ pour $\lambda = 410,2 \text{ nm}$.

Remarque : ces quatre valeurs sont les bonnes et correspondent bien aux quatre premières raies de la série de Balmer (raies $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ et $H\delta$). Cependant il n'est pas possible de confirmer ces valeurs avec les données de l'énoncé. Il faudrait pouvoir assurer qu'il n'y a aucune raie de longueur d'onde plus grande que le visible. On pourrait également faire un tracer de $\frac{1}{p^2}$ en fonction de $\frac{1}{\lambda}$ pour montrer que $\frac{1}{p^2} = -\frac{hc}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{n^2}$ est bien une droite, mais même si la droite est parfaite pour les bonnes valeurs, on a également des droites pour d'autres séries de valeurs de p . Enfin il resterait le calcul exact pour déterminer ces valeurs, mais en travaillant uniquement avec des ordres de grandeur pour h et ε qui ne sont pas fournis, il n'est pas possible d'obtenir un résultat correct.

24 On peut réécrire l'égalité $\lambda = \frac{hc}{\varepsilon} \cdot \frac{n^2 p^2}{p^2 - n^2}$ sous la forme : $\lambda = h \times \frac{c}{\varepsilon} \cdot \frac{n^2 p^2}{p^2 - n^2}$.

On trace alors les points $\left(\frac{c}{\varepsilon} \cdot \frac{n^2 p^2}{p^2 - n^2} ; \lambda\right)$ qui devraient alors former une droite dont le coefficient directeur est la constante de Planck h en utilisant l'expression de ε trouvée à la question **20**.

En faisant une régression linéaire sur ces points on trouve un coefficient directeur de $3 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$.

On a donc un facteur 10 sur l'ordre de grandeur trouvé dans la question **19**.

Remarque : ici il est normal de trouver une valeur fautive pour la constante de Planck car en réalisant l'application numérique pour ε on trouve un ordre de grandeur à 10^{-18} J contre la vraie valeur de $13,6 \text{ eV} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J}$. On trouve alors bien environ un facteur 2 avec la vraie valeur de la constante de Planck : $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$.

II.B. Description de l'expérience de Ives-Stilwell

25 Le montage ne permet de faire une mesure via le spectromètre que pour les photons émis dans le même sens que la vitesse des ions (vers la droite sur le schéma). L'ajout du miroir permet de renvoyer les photons émis dans le sens contraire vers le spectromètre et donc de les mesurer également.

26 Le document fournit la formule : $\Delta\lambda_1 = \pm\lambda_0 \frac{v}{c}$.

Dans la question **8** on avait trouvé l'expression : $\Delta\lambda_{\pm} = \pm\beta\lambda_{\ell}$ avec $\beta = \frac{v}{c}$.

Dans le cas qui nous intéresse la longueur d'onde émise n'est pas notée λ_{ℓ} mais λ_0 .

La formule proposée est donc bien en accord avec notre résultat précédent.

27 On voit dans le document que les deux plaques encadrant la zone d'accélération sont soumises à une différence de potentiel de 30 kV. Les ions sont donc accélérés par force électrostatique.

28 On s'intéresse à la grandeur $D_{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\lambda_+ - \Delta\lambda_-}{2} = \frac{\lambda_0 \frac{v}{c} - (-\lambda_0 \frac{v}{c})}{2} = \lambda_0 \frac{v}{c}$.

Il faut déterminer l'expression de la vitesse des ions à la sortie de l'accélérateur.

On considère que les ions ont une vitesse négligeable à l'entrée de la zone d'accélération. Dans la zone en question la totalité de l'énergie potentielle électrique va être convertie en énergie cinétique d'après le théorème de l'énergie mécanique.

On a donc : $E_{cf} = E_{p \text{ élec}}$. D'où : $\frac{1}{2}mv^2 = qU$ avec m la masse des ions et $q = e$ la charge des ions.

D'où finalement : $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$.

En bilan on obtient : $D_{\Delta\lambda} = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2eU}{m}} = a\sqrt{U}$ avec $a = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}}$ qui est bien l'expression demandée.

29 Afin d'enregistrer également les raies d'émission d'ions au repos il suffit que ceux-là ne soient pas accélérés. Il suffit donc de supprimer la différence de potentiel entre les deux grilles accélératrices $U = 0$. Les raies d'émission obtenues vont donc se superposer avec l'enregistrement dans le cas où les ions sont accélérés.

II.C. Analyse des résultats

30 On a montré à la question **28** la formule $D_{\Delta\lambda} = a\sqrt{U}$.

$D_{\Delta\lambda} = f(\sqrt{U})$ est donc représentée par une droite passant par l'origine.
Les courbes obtenues sont donc bien en accord avec le modèle théorique.

31 Les pentes des droites obtenues sont données par l'expression $a = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}}$.

Dans le cas des deux ions H_2^{+*} et H_3^{+*} seule la masse change.

H_2^{+*} a une masse plus faible que H_3^{+*} et donc le premier correspond à une pente plus élevée que le second.

Ainsi H_2^{+*} correspond à l'ensemble de données \bullet et H_3^{+*} correspond à l'ensemble de données \square .

32 Appelons a_2 la pente pour le cas de H_2^{+*} et a_3 la pente pour le cas de H_3^{+*} .

Théoriquement on a : $\frac{a_2}{a_3} = \sqrt{\frac{m_{H_3^{+*}}}{m_{H_2^{+*}}}} = \sqrt{\frac{3m_p}{2m_p}} = \sqrt{\frac{3}{2}}$. AN. $\frac{a_2}{a_3} = \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,2$.

On trace les droites passant au plus près des mesures pour chaque série et on mesure :

$a_2 = 0,152 \cdot 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1/2}$ et $a_3 = 0,120 \cdot 10^{-10} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1/2}$.

Le rapport des pentes mesurées donne donc : $\frac{a_2}{a_3} = \frac{0,15}{0,12} = 1,3$.

Le modèle théorique est donc bien en accord avec les mesures obtenues.

33 On s'intéresse maintenant à la grandeur $S_{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\lambda_+ + \Delta\lambda_-}{2} = \frac{\lambda_0 \frac{v}{c} + (-\lambda_0 \frac{v}{c})}{2} = 0$.

Si le décalage des raies avait été purement dû à l'effet Doppler classique on devrait avoir une constante nulle pour la grandeur $S_{\Delta\lambda}$ en fonction de β .

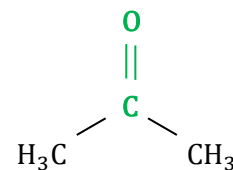
Ce n'est pas ce que l'on observe sur le graphique où l'on a la grandeur $S_{\Delta\lambda}$ qui augmente avec β . Le décalage des raies n'est donc pas purement dû à l'effet Doppler classique.

34 Pour déterminer si les valeurs de $S_{\Delta\lambda}$ sont le fruit d'imprécisions sur les mesures il faudrait connaître la précision du spectromètre utilisé pour mesurer les longueurs d'onde.

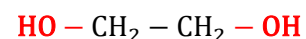
Afin de réduire les imprécisions de l'appareil de mesure, on effectue habituellement plusieurs mesures afin de réaliser une moyenne des résultats.

Partie III – Chimie en milieu interstellaire

35 Dans l'acétone on note un groupe caractéristique **carbonyle**, on a donc une molécule de la famille des **cétones**.



Dans l'éthylène glycol on note deux groupes caractéristiques **hydroxyle**, on a donc une molécule de la famille des **alcools**.



36 La grandeur m/z correspond au rapport de la masse exprimée en unité de masse atomique par le nombre de charge de l'ion.

Dans le cas de H_3^+ , sa masse est $m = 3 u$ et sa charge $z = 1$. On a donc $m/z = \frac{3}{1} = 3$.

Dans le cas de C^{4+} , sa masse est $m = 12 u$ et sa charge $z = 4$. On a donc $m/z = \frac{12}{4} = 3$.

Un pic $m/z = 3$ peut donc bien être associé à la fois à l'ion H_3^+ et à l'ion C^{4+} .

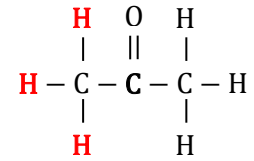
37 La présence de l'ion C^{4+} implique la présence de l'ion C^{3+} .

Dans le cas de C^{3+} , sa masse est $m = 12 u$ et sa charge $z = 3$. On a donc $m/z = \frac{12}{3} = 4$.

Or on ne note pas la présence d'un pic $m/z = 4$ dans les deux spectres de masse. Il n'y a donc pas présence de l'ion C^{3+} et de fait il n'y a pas non plus d'ion C^{4+} .

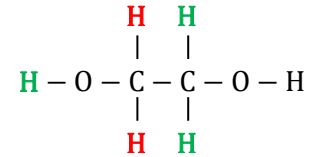
38 Considérons la molécule d'acétone.

On voit qu'il y a bien trois hydrogènes (ceux en rouge) qui permettent la voie de synthèse a. Par contre il n'y a pas d'hydrogène sur le carbone central (en gras), et la voie de synthèse b n'est donc pas possible.



Considérons la molécule d'éthylène glycol.

On voit qu'il n'y a aucun carbone portant trois hydrogènes, la voie de synthèse a n'est donc pas possible. Par contre il y a bien deux hydrogènes portés par un carbone (ceux en rouge) qui peuvent réagir avec un hydrogène porté par un atome voisin (un des trois en vert), la voie de synthèse b est donc possible.



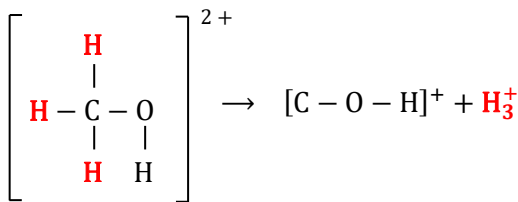
39 L'acétone ne permet que la synthèse par voie a. Comme il y a bien présence d'ions H_3^+ avec l'acétone, cela confirme la formation par la voie a.

L'éthylène glycol ne permet que la synthèse par voie b. Comme il y a bien présence d'ions H_3^+ avec l'éthylène glycol, cela confirme la formation par la voie b.

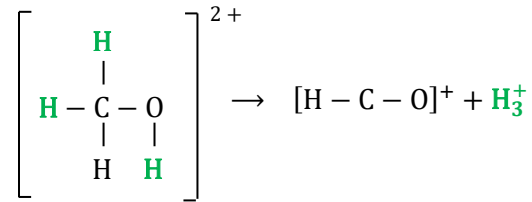
Les deux synthèses par voies a et b sont donc bien possibles.

40 On part du méthanol doublement ionisé de formule $[CH_3 - OH]^{2+}$.

La voie de synthèse a donne :



La voie de synthèse b donne :



41 Dans les deux voies on étudie les pics correspondant aux différents produits.

Dans le cas de $C - O - H$ et $H - C - O$, la masse est $m = 29 u$ et sa charge $z = 1$. On a donc $m/z = \frac{29}{1} = 29$.

Dans le cas de H_3^+ , on a toujours $m/z = 3$.

Dans les deux voies on doit observer un pic $m/z = 29$ et un pic $m/z = 3$.

Une erreur dans le sujet n'ayant pas fourni le spectre de masse correspondant, il n'est pas possible de confirmer la présence de ces deux pics.

42 La relation qui lie l'hydrogène et le deutérium est une relation isotopique.

Un atome d'hydrogène est constitué d'un seul proton et d'un électron.

Un atome de deutérium est constitué de deux protons et d'un électron.

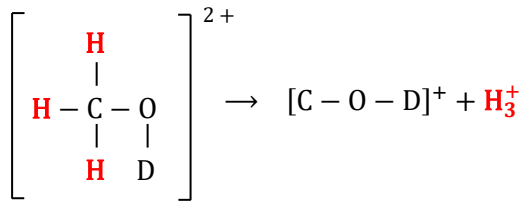
La masse d'un électron étant mille fois inférieure à celle d'un proton, on peut négliger sa masse dans les atomes. Le deutérium a donc bien une masse quasi-égale à deux fois celle d'un atome d'hydrogène.

On a : $m_H = 1 \times m_p + 1 \times m_e \simeq 1 \times m_p$ et $m_D = 1 \times m_p + 1 \times m_e \simeq 2 \times m_p$.

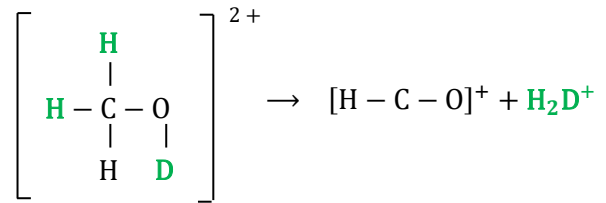
Donc : $m_D \simeq 2 \times m_H$.

43 On part du méthanol deutéré doublement ionisé de formule $[\text{CH}_3 - \text{OD}]^{2+}$.

La voie de synthèse a donne :



La voie de synthèse b donne :



On note sur le spectre du document 7 la présence de l'espèce COD^+ à l'abscisse $m/z = 30$ ce qui confirme la voie de synthèse a. On note également sur le spectre la présence de l'espèce H_2D^+ à l'abscisse $m/z = 4$ ce qui confirme la voie de synthèse b.

Le spectre permet donc de confirmer que l'on observe bien les deux voies de synthèse dans le cas du méthanol deutéré CH_3OD .

44 Une entité chimique donneuse d'ions H^+ est un acide.

Dans la première étape de la synthèse de l'eau, l'oxygène est un capteur d'ion H^+ . Une telle entité est une base.

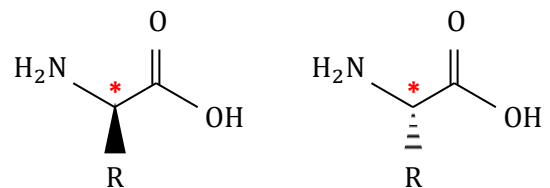
45 Une espèce capable de favoriser une réaction sans être consommée est un catalyseur.

Dans le cas qui nous intéresse, les réactifs sont sous forme gazeuse et le catalyseur est sous forme solide. On est donc en présence d'une catalyse hétérogène.

46 Les interactions faibles fixant les atomes à la surface de la poussière sont des interactions de Van der Waals.

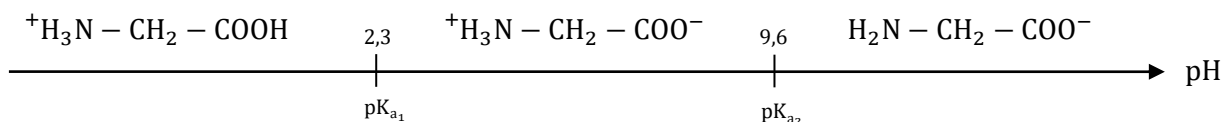
47 Deux formes L et D sont des énantiomères.

Ces deux formes sont chirales car on note la présence d'un carbone asymétrique dans la molécule.



48 On utilise les pK_a fournis en annexe : $\text{pK}_a(-\text{COOH}/-\text{COO}^-) = 2,3$ et $\text{pK}_a(-\text{NH}_3^+/-\text{NH}_2) = 9,6$.

On réalise le diagramme de prédominance de la glycine :



La forme zwitterionique est la forme $+\text{H}_3\text{N} - \text{CH}_2 - \text{COO}^-$, on peut donc l'avoir en milieu aqueux à condition d'avoir un pH compris entre 2,3 et 9,6.

On peut avoir la forme $+\text{H}_3\text{N} - \text{CH}_2 - \text{COOH}$ pour un pH inférieur à 2,3.

On peut avoir la forme $\text{H}_2\text{N} - \text{CH}_2 - \text{COO}^-$ pour un pH supérieur à 9,6.

49 Un mélange racémique est un mélange qui contient autant de forme L que de forme D d'un énantiomère.

50 La synthèse probable des acides aminés sur les météorites produit un mélange racémique, donc autant de forme de L que de forme D.

Or sur Terre la quasi-totalité des acides aminés présents sur Terre, le sont sous leur forme L.

En vérifiant la proportion d'acides aminés sous forme L et sous forme D, il est possible de déterminer s'il y a eu contamination, car toute contamination va augmenter la proportion d'espèce L par rapport au mélange racémique.

Cette méthode n'est pas adaptée à tous les acides aminés car on peut citer la glycine qui n'est pas chirale et qui ne possède donc pas d'énantiomère.

51 On cherche à préparer une solution de soude à $0,20 \text{ mol}\cdot\text{L}^{-1}$.

La masse molaire de la soude est : $M_{\text{NaOH}} = M_{\text{Na}} + M_{\text{O}} + M_{\text{H}} = 23 + 16 + 1 = 40 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$.

Dans un litre il y a $n_{\text{NaOH}} = 0,20 \text{ mol}$, ce qui correspond à $m_{\text{NaOH}} = n_{\text{NaOH}} \times M_{\text{NaOH}} = 0,20 \times 40 = 8,0 \text{ g}$.

Dans le document fourni on utilise 20 mL de solution.

On peut donc réaliser le protocole suivant :

- peser une masse de 2,0 g de soude à l'aide d'une balance ;
- placer la masse de soude pesée dans une fiole jaugée de 250 mL ;
- remplir la fiole jaugée aux deux tiers d'eau distillée puis homogénéiser la solution ;
- compléter la fiole jaugée à l'eau distillée jusqu'au trait de jauge.

52 La préparation de la solution de soude par pesée et dissolution est moins précise qu'un titrage, notamment en raison du fait que la soude absorbe l'eau présent dans l'air et que l'on ne peut assurer la pureté de l'espèce pesée. Il faut donc réaliser un titrage de la soude pour bien être certain que l'on ait la bonne concentration.

53 Avant le dosage, la solution à titrer est à $\text{pH} = 6$ (lecture sur la courbe de titrage). D'après le diagramme de prédominance de la question **48** on en déduit que la glycine est sous la forme ${}^+\text{H}_3\text{N} - \text{CH}_2 - \text{COO}^-_{(\text{aq})}$.

54 La réaction support du titrage est : ${}^+\text{H}_3\text{N} - \text{CH}_2 - \text{COO}^-_{(\text{aq})} + \text{HO}^-_{(\text{aq})} \rightarrow \text{H}_2\text{N} - \text{CH}_2 - \text{COO}^-_{(\text{aq})} + \text{H}_2\text{O}_{(\ell)}$.

55 Sur la courbe de titrage on lit le volume équivalent au maximum de la courbe dérivée. On a donc $V_E = 7,5 \text{ mL}$. Comme il n'y a pas de nombre stœchiométrique dans la réaction support du titrage, on peut dire qu'à l'équivalence on a versé la quantité de soude exactement égale à la quantité de glycine initiale : $(n_{\text{glycine}})_i = (n_{\text{soude}})_E$.

On a donc : $c_{\text{glycine}} \times V_{\text{glycine}} = c_{\text{soude}} \times V_E$.

D'où : $c_{\text{glycine}} = \frac{c_{\text{soude}} \times V_E}{V_{\text{glycine}}}$. **AN.** $c_{\text{glycine}} = \frac{0,20 \times 7,5}{10,0} = 0,15 \text{ mol}\cdot\text{L}^{-1}$.

La concentration en glycine dans la solution titrée est donc de $0,15 \text{ mol}\cdot\text{L}^{-1}$.

Partie IV – L'effet Doppler relativiste

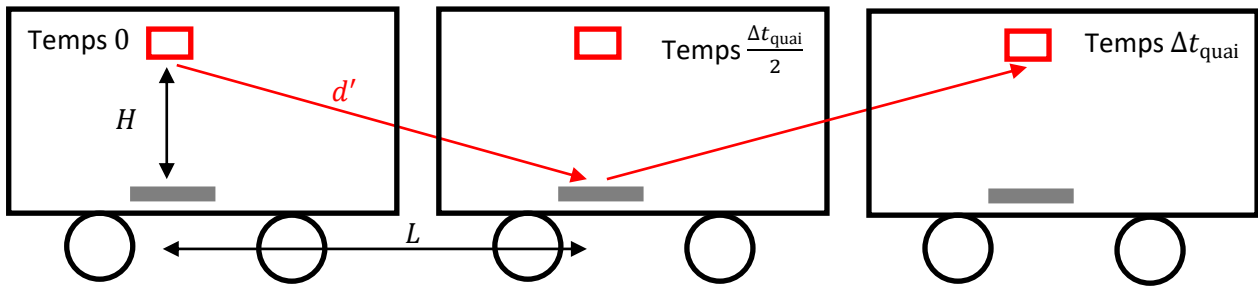
IV.A. Approche intuitive de l'effet Doppler relativiste

56 Le postulat d'Einstein relatif à la célérité de la lumière dans le vide dit que la célérité de la lumière dans le vide a la même valeur quel que soit le référentiel galiléen considéré.

57 Dans le référentiel lié au train la lumière fait un aller-retour entre l'émetteur et le miroir séparés d'une distance H . La lumière parcourt donc la distance $2H$ à la célérité c .

On a donc : $\Delta t_{\text{train}} = \frac{2H}{c}$.

58 Dans le référentiel lié au sol, la lumière parcourt une distance plus grande, mais sa vitesse reste obligatoirement inchangée.



Comme le train se déplace la lumière parcourt la distance $2d'$ qui est plus grande que la distance $2H$ qui était dans le cas du référentiel du train.

Durant le temps $\frac{\Delta t_{quai}}{2}$ le train s'est déplacé de $L = v \times \frac{\Delta t_{quai}}{2}$.

On a donc par le théorème de Pythagore : $d' = \sqrt{H^2 + \left(v \times \frac{\Delta t_{quai}}{2}\right)^2}$.

La lumière dans le train va toujours à la célérité c , on a donc : $d' = c \times \frac{\Delta t_{quai}}{2}$

On a donc bien deux expressions différentes pour la longueur du trajet parcouru.

59 On combine les deux expressions précédentes : $d' = \sqrt{H^2 + \left(v \times \frac{\Delta t_{quai}}{2}\right)^2} = c \times \frac{\Delta t_{quai}}{2}$. D'où $\Delta t_{quai} = \frac{2H}{\sqrt{c^2 - v^2}}$.

De plus on a $\Delta t_{train} = \frac{2H}{c}$, ce qui permet d'écrire $\Delta t_{quai} = \Delta t_{train} \cdot \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \Delta t_{train} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

Ou encore $\Delta t_{quai} = \Delta t_{train} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ en notant $\beta = \frac{v}{c}$.

D'où la formule habituelle : $\Delta t_{quai} = \gamma \cdot \Delta t_{train}$ avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

On définit la durée propre d'un événement comme la durée de cet événement dans le référentiel lié à l'évènement. Comme on a obligatoirement $0 \leq v \leq c$, on a également $0 \leq \beta \leq 1$ et ainsi $\gamma \geq 1$.

La formule $\Delta t_{quai} = \gamma \cdot \Delta t_{train}$ traduit donc la dilatation du temps, c'est-à-dire que la durée d'un événement est minimale dans le référentiel lié à l'évènement et qu'elle reste la même ou grandit dans tout autre référentiel.

60 On s'intéresse à la grandeur $\frac{\Delta t_{quai}}{\Delta t_{train}} - 1$.

On calcule : $\frac{\Delta t_{quai}}{\Delta t_{train}} - 1 = \gamma - 1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - 1$.

Or d'après l'annexe on a l'approximation : si $|\varepsilon| \ll 1$ on a $(1 + \varepsilon)^\alpha \simeq 1 + \alpha\varepsilon$.

Comme le train est très lent devant la célérité de la lumière, on a $v \ll c$.

On a donc $\frac{v^2}{c^2} \ll 1$ et ainsi $\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \simeq 1 + \left(-\frac{1}{2}\right) \times \left(-\frac{v^2}{c^2}\right) = 1 + \frac{v^2}{2c^2}$.

On final on trouve : $\frac{\Delta t_{quai}}{\Delta t_{train}} - 1 \simeq \frac{v^2}{2c^2}$.

AN. On considère un train dans la gare allant à $80 \text{ km/h} = 22 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$: $\frac{\Delta t_{quai}}{\Delta t_{train}} - 1 \simeq \frac{22^2}{2 \times (3,00 \cdot 10^8)^2} = 2,7 \cdot 10^{-15}$.

On est sur une valeur extrêmement faible. Ce qui est logique car pour un train les effets relativistes sont imperceptibles.

IV.B. Retour sur l'expérience de Ives-Stilwell

61 La relation liant longueur d'onde et période dans le cas de la lumière est : $\lambda_0 = cT_0$.

On nous dit que cette relation doit être valable dans tout référentiel.

En reprenant l'étude du paragraphe IV.A. on sait que l'on a dilatation du temps, et la période mesurée dans le référentiel lié au sol sera $T = \gamma T_0$.

Or comme la loi liant longueur d'onde, période et célérité reste vrai on aura : $\lambda = cT = \gamma cT_0 = \gamma \lambda_0$.

Il suffit donc de multiplier par le facteur de Lorentz γ pour passer de la longueur d'onde d'un référentiel à un autre.

62 On reprend le calcul $S_{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\lambda_+ + \Delta\lambda_-}{2}$.

Les deux photons qui sont émis par un ion subissent un effet relativiste qui va dilater le temps mesuré et donc dilater la longueur d'onde mesurée.

Dans le cas de l'éloignement, la longueur d'onde était dilatée par effet Doppler, et l'effet relativiste va amplifier cette dilatation : $\Delta\lambda_+ = \gamma\lambda_+ - \lambda_0 = \gamma\lambda_0 \times (1 + \beta) - \lambda_0 = \lambda_0 \times (\gamma + \gamma\beta - 1)$.

Dans le cas du rapprochement, la longueur d'onde était contractée par effet Doppler, et l'effet relativiste va s'opposer cette contraction : $\Delta\lambda_- = \gamma\lambda_- - \lambda_0 = \gamma\lambda_0 \times (1 - \beta) - \lambda_0 = \lambda_0 \times (\gamma - \gamma\beta - 1)$.

En faisant la somme on trouve donc : $S_{\Delta\lambda} = \frac{\lambda_0 \times (\gamma + \gamma\beta - 1) + \lambda_0 \times (\gamma - \gamma\beta - 1)}{2} = \frac{\lambda_0}{2} \times 2(\gamma - 1) = \lambda_0 \times (\gamma - 1)$.

On trouve donc au final : $S_{\Delta\lambda} = \lambda_0 \times (\gamma - 1)$.

63 Pour établir l'expression demandée on utilise l'approximation fournie en annexe en supposant que $\beta \ll 1$.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = (1 - \beta^2)^{-1/2} \simeq 1 - \left(-\frac{1}{2}\right) \times \beta^2 = 1 + \frac{\beta^2}{2}. \text{ D'où } \gamma - 1 \simeq \frac{\beta^2}{2}.$$

Et enfin $S_{\Delta\lambda} = \lambda_0 \times (\gamma - 1) \simeq \frac{\lambda_0 \beta^2}{2}$ qui est bien l'expression approchée souhaitée.

64 On a obtenu l'expression $S_{\Delta\lambda} \simeq \frac{\lambda_0 \beta^2}{2}$.

Le tracé de $S_{\Delta\lambda}$ en fonction de β est donc une parabole ou encore la grandeur $\frac{S_{\Delta\lambda}}{\beta^2}$ est constante.

Prenons trois points sur la figure 4 : $(2,1 \cdot 10^{-3} ; 1,1 \text{ pm})$; $(3,4 \cdot 10^{-3} ; 2,7 \text{ pm})$; $(4,4 \cdot 10^{-3} ; 4,6 \text{ pm})$.

On calcule les quotients $\frac{S_{\Delta\lambda}}{\beta^2}$:

$$\frac{S_{\Delta\lambda,1}}{\beta_1^2} = \frac{1,1 \cdot 10^{-12}}{(2,1 \cdot 10^{-3})^2} = 0,25 \text{ } \mu\text{m} ; \frac{S_{\Delta\lambda,1}}{\beta_1^2} = \frac{2,7 \cdot 10^{-12}}{(3,4 \cdot 10^{-3})^2} = 0,23 \text{ } \mu\text{m} ; \frac{S_{\Delta\lambda,1}}{\beta_1^2} = \frac{4,6 \cdot 10^{-12}}{(4,4 \cdot 10^{-3})^2} = 0,24 \text{ } \mu\text{m}.$$

Les trois quotients sont très proches, on peut donc considérer que la correction relativiste permet d'expliquer les résultats de la figure 4.

Remarque : de cette constante on peut remonter à la valeur de la longueur d'onde λ_0 utilisée. On trouve alors une valeur autour de 480 nm. Ce qui confirme que l'on travaille bien dans le visible et que l'on utilise la raie H β de longueur d'onde 486,1 nm. Les résultats sont donc bien cohérents.

IV.C. Décomposition du contenu spectral de la lumière émise

65 Pour former un faisceau de rayons parallèles à partir d'une source ponctuelle, il suffit de placer celle-ci dans le plan focal objet d'une lentille convergente. Les rayons émergents de la lentille seront alors tous parallèles.

66 Pour que tous les rayons parallèles issus du réseau convergent sur la plaque photographique, il faut que la plaque photographique soit dans le plan focal image de la lentille convergente.

La distance entre le réseau et la lentille n'a, a priori, pas d'importance. On peut cependant réduire cette distance au maximum afin d'avoir le minimum de pertes lumineuses.

67 Pour qu'il y ait interférence constructive il faut que les deux ondes soient en phase. On nous donne l'expression de la différence des durées de propagation entre les deux trajets passant par deux fentes successives : $\Delta t = \frac{a \sin \theta}{c}$.

Or pour que les deux rayonnements soient en phase, il faut qu'ils se déphasent d'un nombre entier de longueur d'onde. Il faut donc $\Delta d = n \times \lambda$ avec $n \in \mathbb{N}$.

Or la différence de chemin optique se calcule par $\Delta d = c \times \Delta t = a \sin \theta$.

On trouve donc au final : $a \sin \theta = n \times \lambda$ avec $n \in \mathbb{N}$ pour avoir des interférences constructives.

68 Si deux rayons déviés d'un angle θ émergeant de deux fentes voisines interfèrent constructivement, alors en considérant un rayon donné, il interfère avec ses deux voisins directs.

Or ces deux voisins directs interfèrent avec le premier rayon, mais également avec leur autre voisin.

Ainsi de proche en proche on en déduit que tous les rayons déviés du même angle vont alors conduire à une interférence constructive.

69 On cherche à déterminer la valeur de l'angle pour avoir des interférences constructives.

L'expression $a \sin \theta = n \times \lambda$ peut s'écrire $\theta = \arcsin\left(\frac{n\lambda}{a}\right)$.

Calculons les premiers termes :

▪ pour $n = 0$ on a $\theta = \arcsin(0) = 0^\circ$.

▪ pour $n = \pm 1$ on a $\theta = \arcsin\left(\pm \frac{486 \cdot 10^{-9}}{1,00 \cdot 10^{-6}}\right) = \pm 29,1^\circ$.

On retrouve bien l'angle indiqué dans l'énoncé, et ainsi les résultats sont bien en accord avec le résultat de la question **67**.

70 On voit sur la figure 6 que l'intensité lumineuse est 16 fois plus importante avec le réseau. De plus on voit que les pics lumineux sont beaucoup plus fins. On a donc un bien meilleur contraste et donc une mesure bien plus précise.

71 Sur la figure 4 on voit que les mesures de longueur d'onde effectuées sont de l'ordre du dixième de picomètre. Le montage de la figure 5 permet d'expliquer de telles mesures si la précision est du même ordre de grandeur.

On nous donne la formule $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. D'où une précision sur les longueurs d'onde de : $\delta\lambda = \frac{\lambda}{R}$.

R est le nombre de fentes du réseau. On nous dit que le réseau comporte $5,91 \cdot 10^3$ fentes par centimètre avec une largeur de 17,8 cm. Donc $R = 17,8 \times 5,91 \cdot 10^3 = 1,05 \cdot 10^5$ fentes.

On travaille dans le visible, donc pour des longueurs d'onde entre 400 nm et 800 nm. Faisons le calcul pour le

visible : AN. $\delta\lambda = \frac{800 \cdot 10^{-9}}{17,8 \times 5,91 \cdot 10^3} = 7,60 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 7,60 \text{ pm}$ et $\delta\lambda = \frac{400 \cdot 10^{-9}}{17,8 \times 5,91 \cdot 10^3} = 3,80 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 3,80 \text{ pm}$.

On voit donc que la précision du montage de la figure 5 ne permet pas d'atteindre la précision nécessaire aux mesures de la figure 4, qui est de l'ordre du dixième de picomètre.

FIN DE LA CORRECTION