

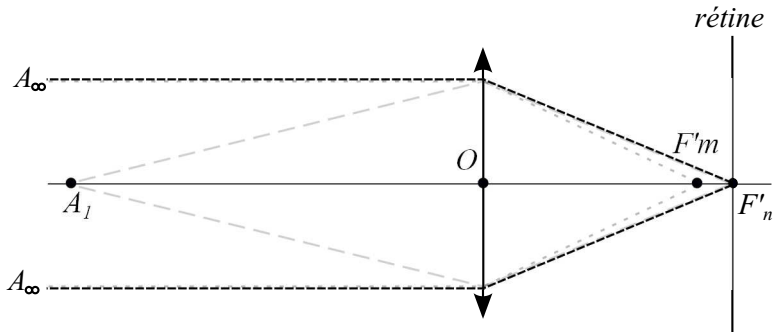
Optique

OPG-1: Photons et appareil photo (CCINP 2022, Solenn VIEILLE, Yannis PALMERO)

Fait en classe.

OPG-2: Vision humaine (Paul MOUILLEFARINE CCP 2018)

1. Le schéma ci-dessous illustre la vision d'un objet par un individu normal et un individu atteint de la myopie : quand un objet est à l'infini dans la direction de l'axe optique (A_∞), son image se forme au foyer principal image F'_n de l'œil normal. Mais elle se forme trop près (F'_m), donc avant le cristallin, pour un œil myope. Un œil myope est en effet trop allongé, donc le foyer image du cristallin (quand il n'accomode pas) est entre celui-ci et la rétine. Un œil myope voit donc net, quand il n'accomode pas, un point A_1 situé à distance finie.



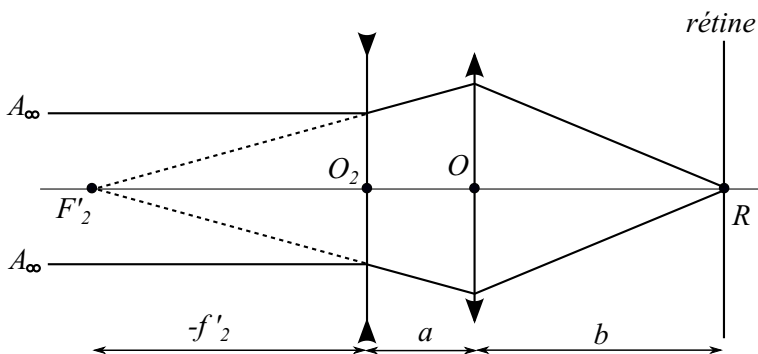
2. Un œil myope a donc besoin d'une correction avec une lentille divergente, puisque son œil est trop convergent (compte tenu de la position de la rétine).

3. On rappelle que la vergence est l'inverse de la distance focale image. Une lentille divergente a donc une vergence négative, et plus la lentille corrige, plus sa distance focale est courte en valeur absolue. On corrige une myopie faible avec $-0,25 \delta$, une moyenne avec une -3δ , et une élevée avec -7δ (δ signifie dioptries).

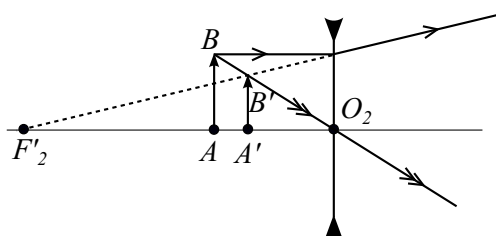
4. Notons D_m la distance entre le cristallin et le Punctum Remotum, a la distance entre la lentille divergente et le cristallin, b la distance entre le cristallin et la rétine R , et f'_1 la distance focale image du cristallin quand l'œil est au repos.

Quand l'individu observe un point à l'infini, à travers le verre correcteur, ce verre correcteur en donne une image F'_2 située au Punctum Remotum (qui est le foyer image de la lentille divergente), puis le cristallin en donne une image sur la rétine, d'où $D_m = a - f'_2$, puis $v'_2 = \frac{1}{a - D_m} = -5,9\delta$.

On peut ajouter (non demandé) que quand l'individu observe un point P situé au Punctum Remotum, la relation de conjugaison avec origine au centre optique s'écrit : $-\frac{1}{OP} + \frac{1}{OR} = \frac{1}{f'_1}$, d'où $\frac{1}{D_m} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f'_1}$.



5. Par ce dispositif un observateur voit les yeux de l'individu myope plus petits derrière ses lunettes, comme le montre la figure ci-dessous. En effet, avec une lentille divergente, lorsque l'objet est réel, l'image est virtuelle, située entre l'objet et la lentille. On voit bien sur le dessin que l'image est plus petite que l'objet.



OPG-3: Anneaux de Saturne et lunette de Galilée (CCP 2018, Jean MEYER), problème ouvert

Question préliminaire :

Pour trouver la distance focale d'une lentille convergente avec un miroir plan, on procède à une autocollimation : on fixe un miroir plan derrière la lentille, puis on place une source lumineuse devant la lentille, et on déplace celle-ci jusqu'à ce que son image en retour soit dans le même plan qu'elle (mais retournée).

1. Compte tenu de l'éloignement de l'objet, l'image intermédiaire A_1B_1 se trouve quasiment dans le plan focal de la première

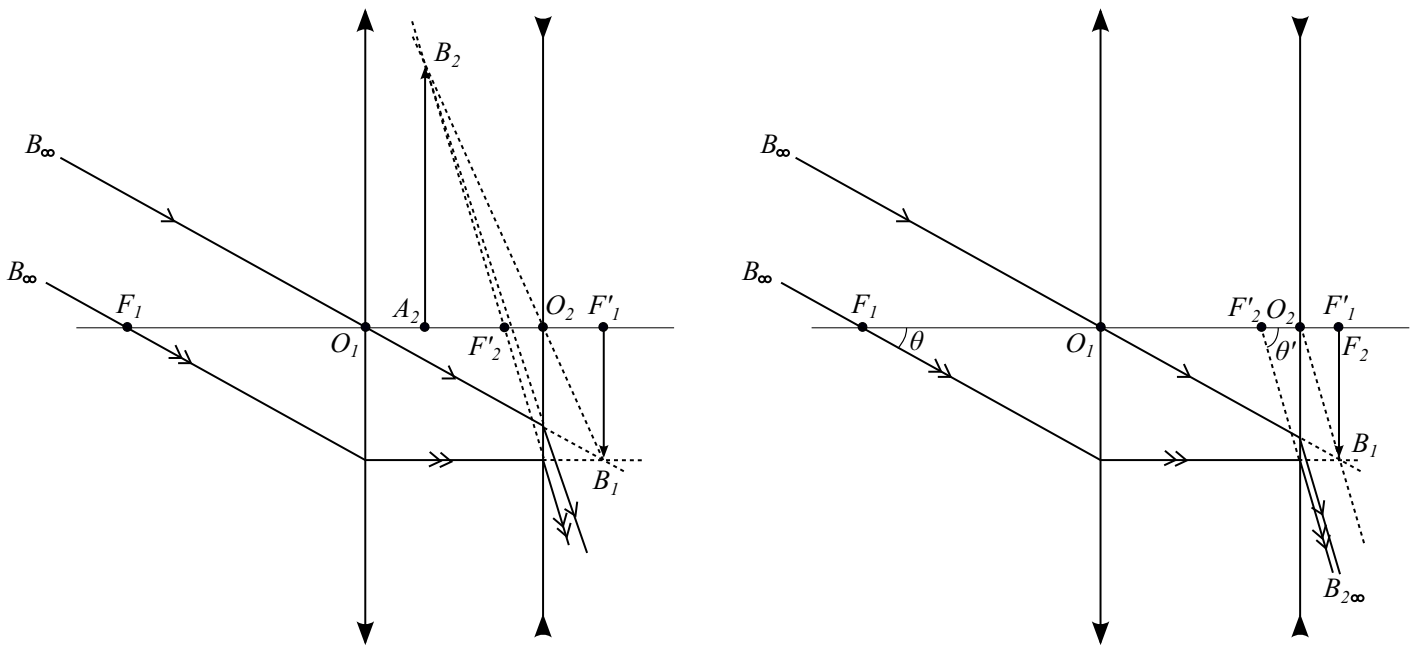
lentille : $\overline{O_1A_1} \approx f'_1$. Puis $-\frac{1}{\overline{O_2A_1}} + \frac{1}{\overline{O_2A_2}} = \frac{1}{f'_2}$, d'où $\overline{O_2A_2} = \frac{f'_2 \overline{O_2A_1}}{f'_2 + \overline{O_2A_1}} \approx \frac{f'_2 (-\overline{O_1O_2} + f'_1)}{f'_2 - \overline{O_1O_2} + f'_1} = -6.0\text{cm}$. Le grandissement est $\gamma =$

$$\frac{\overline{A_2B_2}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{O_2A_2}}{\overline{O_2A_1}} \times \frac{\overline{O_1A_1}}{\overline{O_1A}} \approx \frac{\overline{O_2A_2}}{f'_1 - \overline{O_1O_2}} \times \frac{f'_1}{\overline{O_1A}} = 1.0 \times 10^4.$$

2. Pour ne plus accommoder, il faut rendre la lunette afocale, en changeant la distance entre les lentilles afin que le foyer image de la première soit confondu avec le foyer objet de la seconde (dessin de droite).

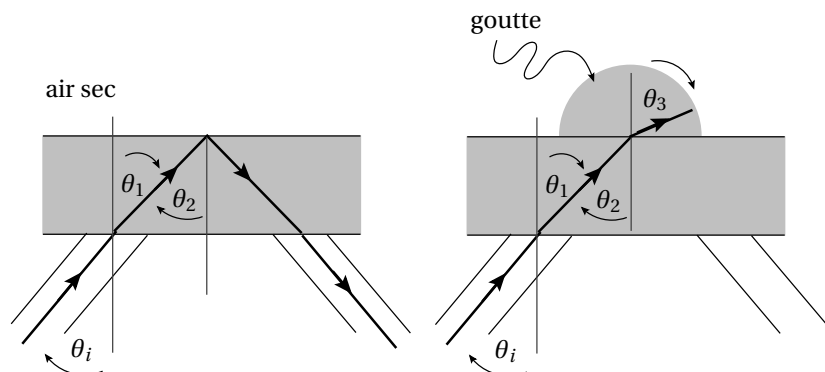
Sur la figure de droite ci-dessous, il y a deux triangles rectangles, de même côté opposé (de longueur B_1F_2), faisant intervenir l'angle θ pour l'un et l'angle θ' pour l'autre. Ces angles étant petits, on peut les assimiler à leurs tangentes, d'où $\theta = \frac{B_1F_2}{f'_1}$ et $\theta' = \frac{B_1F_2}{-f'_2}$; le

grandissement est $G = \frac{\theta'}{\theta} = -\frac{f'_1}{f'_2} = 6,0$.



OPG-4: Détecteur de pluie (CCP 2016), problème ouvert
Analyse/ appropriation :

Le dispositif que l'on étudie ici est un détecteur de pluie. Le dispositif génère un signal qui est modifié par la présence de gouttes d'eau sur le pare-brise. D'après la description fournie, un signal lumineux émis par un émetteur est guidé dans une fibre en polymère jusqu'au pare-brise, et arrive avec un angle d'incidence θ_i sur celui-ci. Passant d'un milieu transparent et homogène d'indice $n_{poly} = 1,55$ à celui du pare-brise $n_{par} = 1,5$, il est légèrement dévié, il s'écarte de la normale. Le signal lumineux transporté par un rayon lumineux traverse rectilignement le pare-brise que j'assimile à une lame à faces parallèles, et arrive à l'interface pare-brise/extérieur. À cette interface, si l'angle d'incidence est suffisant, le signal est totalement réfléchi, et sera capté par le détecteur. Comme la différence d'indices entre l'air $n_a = 1$ et l'eau $n_{eau} = 1,33$ est importante, l'angle limite de réfraction θ_ℓ est différent en présence d'une goutte d'eau ou sans goutte d'eau.



Réalisation :

De la loi de Descartes de la réfraction à l'interface entre deux milieux d'indice n_{poly} et n_{par} :

$$n_{poly} \sin \theta_i = n_{par} \sin \theta_1,$$

on déduit $\sin \theta_1 = \frac{n_{poly}}{n_{par}} \sin \theta_i$, donc $\sin \theta_1 > \sin \theta_i$, le rayon s'écarte de la normale.

Comme la lame est à faces parallèles $\theta_2 = \theta_1$.

À l'interface pare-brise/ air, l'angle limite de réfraction $\theta_{\ell,a}$ est $\theta_{\ell,a} = \arcsin \frac{n_{air}}{n_{par}}$, alors qu'à l'interface pare-brise/eau l'angle

limite de réfraction $\theta_{\ell,e}$ est $\theta_{\ell,e} = \arcsin \frac{n_{eau}}{n_{par}}$.

On en déduit que si $\theta_{\ell,a} < \theta_2 < \theta_{\ell,e}$, le signal détecté sera bien plus faible en présence de gouttes d'eau que sans gouttes d'eau.

En effet, en présence de gouttes d'eau, l'angle d'incidence à l'interface pare-brise/extérieur est inférieur à l'angle limite de réfraction, ainsi le signal lumineux est transmis vers l'extérieur et n'est pas réfléchi vers le détecteur.

Il reste à déterminer la plage des valeurs de θ_i correspondant à cette plage de valeurs de θ_2 :

$$\arcsin \left(\frac{n_{par}}{n_{poly}} \sin \theta_{\ell,a} \right) < \theta_i < \arcsin \left(\frac{n_{par}}{n_{poly}} \sin \theta_{\ell,e} \right),$$

ou plus simplement,

$$\arcsin \left(\frac{n_{air}}{n_{poly}} \right) < \theta_i < \arcsin \left(\frac{n_{eau}}{n_{poly}} \right).$$

Numériquement, $40^\circ < \theta_i < 59^\circ$.

Validation :

La plage angulaire importante pour les valeurs de θ_i rend le réglage de l'angle θ_i assez simple. la valeur proposée de 50° pour l'angle d'incidence est bien dans la plage calculée.

OPG-5: Vidéoprojecteur (CCP 2016), problème ouvert

Fait en classe.

OPG-6: Lunette de Képler et pouvoir de résolution (Geoffrey Hadzi CCP 2016, Hugo BOICHAT et Arthur JAN CCP 2015), problème ouvert

OPT 16.
16 OPG-1: lunette de Képler.

1°) Il faut que la lunette soit afocale

cad $f'_1 = f_2$

Donc la distance entre les 2 centres optiques doit

être $d = f'_1 + f_2 = 65 \text{ cm}$

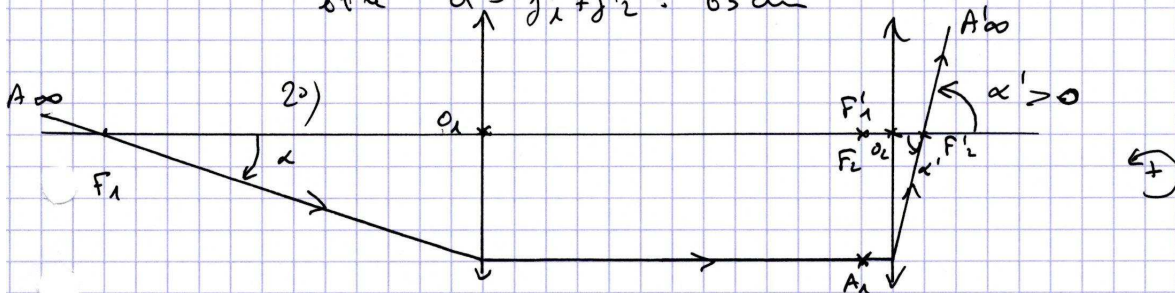


Image retournée car un rayon incident

qui arrive en descendant et en passant par F_1 , ressort de L_2 en montant et en passant par F'_2

3°) Grossissement: $\alpha' = \frac{A_1 P'_1}{f'_2}$ $\alpha = -\frac{A_1 F'_1}{f_1}$

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = -\frac{f_1}{f'_2} = -12$$

Astre	Mercur	Jupiter	Vénus	Lune
diamètre apparent à l'œil nu	0'11"	0'46"	0'25"	31'36"
diamètre apparent à la lunette	2'12"	9'12"	5'0"	6"

observable

OPG-7: Appareil photo (CCP)

1. La relation de conjugaison avec origine au centre optique donne, en termes de distances : $\frac{1}{AC} + \frac{1}{d} = \frac{1}{f'}$, d'où $d = \frac{f'AC}{AC - f'}$. En donnant à AC la valeur la plus faible, on obtient $d_{max} = 5.76 \text{ cm}$, et en lui donnant la valeur maximale, $d_{min} = f' = 5.5 \text{ cm}$.

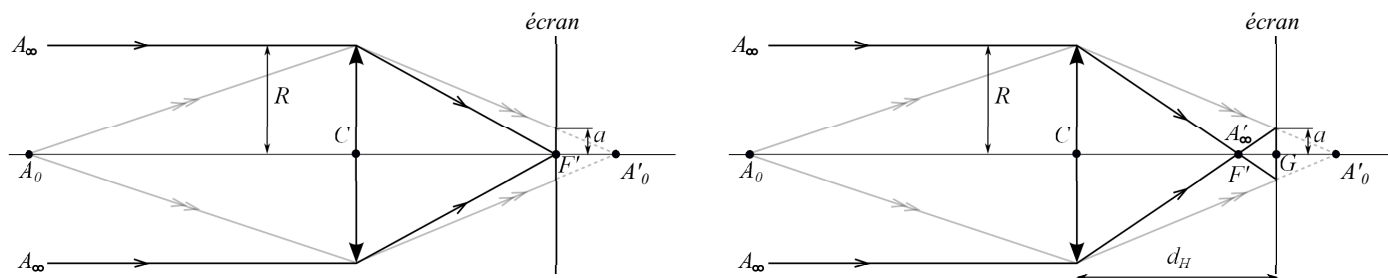
2. Pour le centre du rectangle, le faisceau lumineux arrive en incidence normale; il est de section circulaire S, correspondant à la surface du diaphragme. Pour le faisceau correspondant à un des sommets du rectangle, son inclinaison par rapport à la normale au diaphragme est $\theta = \arctan\left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{2f'}\right)$. La section droite du faisceau qui traverse le diaphragme (de façon inclinée) n'est plus un disque mais une ellipse; sa section est $S' = S \cos\theta$, avec $\cos\theta = 0.93$. Cela signifie que le flux lumineux est 7 % plus petit dans les coins qu'au centre. La photo ne sera donc pas de luminosité uniforme lorsque l'objet photographié le sera.

3. On s'appuie sur la figure de gauche ci-dessous. $-\frac{1}{CA_0} + \frac{1}{CA'_0} = \frac{1}{f'}$, d'où, en termes de distances (et non valeurs algébriques),

$$\frac{1}{CA_0} + \frac{1}{CA'_0} = \frac{1}{f'}, \text{ d'où } A_0C = \frac{f'CA'_0}{CA'_0 - f'}. \text{ Et le théorème de Thalès donne } \frac{a}{R} = \frac{F'A'_0}{CA'_0} = \frac{CA'_0 - f'}{CA'_0} = 1 - \frac{f'}{CA'_0}, \text{ d'où } \frac{f'}{CA'_0} = \frac{R-a}{R}, \text{ puis } CA'_0 = \frac{f'R}{R-a}. \text{ On reporte dans la première équation et on obtient } A_0C = \frac{Rf'}{a}. \text{ La condition } a \leq \frac{g}{2} \text{ conduit alors à } A_0C \geq \frac{2Rf'}{g}, \text{ soit}$$

$A_0 >= \frac{f'^2}{ng}$. Pour $n = 2,8$, on trouve $A_0 C \geq 0.11 \text{ km}$; et pour $n = 11$, on trouve $A_0 C \geq 28 \text{ m}$. Conclusion : le sujet doit être au moins à 28 m pour que la photo soit nette.

4. On peut augmenter la profondeur de champ sans agir sur le diaphragme, en diminuant d de manière à ce que le foyer image ne soit plus sur l'écran, ce qui n'est pas gênant tant que la tache image obtenue pour un objet à l'infini est plus petite qu'un grain. Le dessin de droite de la figure ci-dessous illustre ceci. La profondeur de champ maximale est obtenue pour $a = \frac{g}{2}$, g étant le diamètre d'un grain. Le théorème de Thalès donne $\frac{a}{R} = \frac{d_H - f'}{f'}$, d'où $d_H = f' \left(1 + \frac{a}{R}\right)$. La condition $a \leq g/2$ conduit à $d_H \leq f' \left(1 + \frac{g}{2R}\right)$, c'est-à-dire $d_H \leq f' + ng$. Pour $n = 2,8$, on trouve $d_H - f' \leq 0.028 \text{ mm}$; et pour $n = 11$, on trouve $d_H - f' \leq 55 \text{ mm}$. Dans la suite, on prend la valeur maximale de d_H . Et on a toujours $A_0 C = \frac{f' C A'_0}{C A'_0 - f'}$. Or, le théorème de Thalès donne $\frac{d_H + G A'_0}{g A'_0} = \frac{R}{a}$, d'où $G A'_0 = \frac{a d_H}{R - a}$, puis $C A'_0 = d_H \frac{R}{R - a}$. On en déduit $A_0 C = \frac{f' (R + a)}{2a}$. Pour $n = 2,8$, on trouve $A_0 C \geq 54 \text{ m}$; et pour $n = 11$, on trouve $A_0 C \geq 14 \text{ m}$. Conclusion : Avec ce nouveau réglage (de type fixfocus à nouveau, mais plus astucieux), la plage des positions de l'objet pour avoir une image nette va de 14 m à l'infini, au lieu de 28 m à l'infini.



OPG-8: Fibre optique (classique)

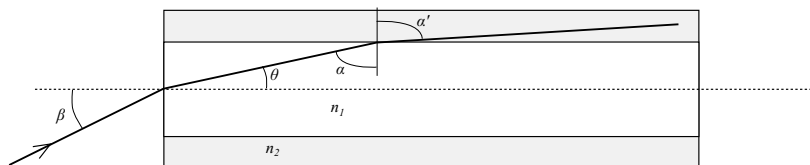
a. $n_1 \cos(\theta) = n_2 \sin(\alpha')$, avec $n_2 < n_1$. Le cas limite correspond à $\alpha' = \frac{\pi}{2}$, d'où $\theta_{lim} =$

$$\theta_{max} = \arccos\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = 20,5^\circ.$$

b. $\sin(\beta) = n_1 \sin(\theta)$; $\theta \leq \theta_{lim} \Rightarrow$

$$1. \beta \leq \arcsin\left(n_1 \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}}\right). \text{ Soit } \beta \leq \arcsin\left(\sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right) = 33^\circ.$$

c. Le rayon qui arrive le plus rapidement au bout de la fibre est celui qui est parallèle à l'axe de la fibre. Celui qui arrive le plus lentement est celui qui fait des zig-zag, en étant incliné en permanence de plus ou moins θ_{lim} .



2. a. L'impulsion au bout de la fibre est déformée car le faisceau issu de la diode électroluminescente est divergent; ainsi, le temps de parcours de la lumière n'est pas le même selon la valeur de θ , donc selon l'amplitude du zig-zag. Les différents rayons qui composent l'impulsion n'arrivent pas en même temps.

b. Le temps de montée τ de l'impulsion en bout de fibre correspond à l'écart temporel entre l'arrivée (t_1) du premier rayon et celle (t_2) du dernier rayon. Pour celui qui zigzague le plus, $t_2 = \frac{\ell n_1}{c \cos(\theta_{lim})}$. En effet, en "dépliant" la ligne brisée que forme le rayon, on

peut la remplacer par une ligne droite inclinée de θ_{lim} par rapport à l'axe de la fibre. Pour le rayon qui va en ligne droite, $t_1 = \frac{\ell n_1}{c}$.

$$\text{D'où } \tau = \frac{\ell n_1}{c} \frac{n_1 - n_2}{n_2} = 0.53 \mu\text{s}.$$

c. La durée du front montant doit toujours rester inférieure à $T_b/4$, où T_b est la durée d'un bit. Notons R_0 le débit maximum dans cette fibre, en bits/s. $R_0 = \frac{1}{T_b}$. La condition $\tau \leq \frac{T_b}{4}$ conduit à $R_0 \leq \frac{n_2 c}{4 \ell n_1 (n_1 - n_2)} = 4.7 \times 10^5 \text{ bs}^{-1}$.

3. a. On l'éclaire en incidence normale sur sa face d'entrée, donc $i = A$, puis $\sin r = n \sin i \approx nA$, donc $r \approx nA$. La déviation est $D = r - i \approx (n - 1)A$. On vérifie que $D = 0$ pour $n = 1$ ou $A = 0$.

b. Un milieu dispersif est un milieu dans lequel la célérité des ondes dépend de leur fréquence. Le prisme en est un, car l'indice du verre dépend de la couleur de la lumière. Cela se traduit en pratique par une séparation des couleurs à la sortie du prisme.