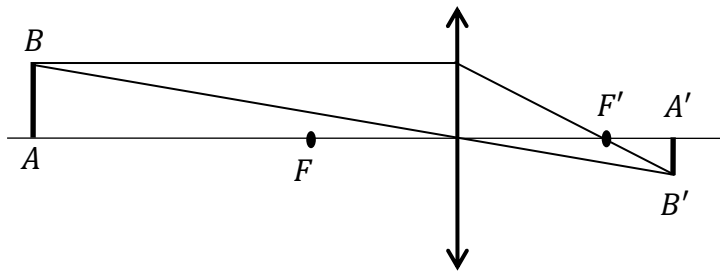


**1 & 2)** Dans les conditions de Gauss, les rayons lumineux sont **très peu inclinés** par rapport à l'axe optique et **très peu éloignés** de l'axe optique. Le **diaphragme** permet en partie que ces conditions soient remplies.



$$\overline{OA'} = \frac{L f'}{(L - f')} \rightarrow \overline{A'B'} = -\frac{h f'}{(L - f')} = -13 \text{ mm}$$

**3)** Lorsque l'objet est à l'infini,  $d = f'$  ( $= d_{min}$  ?)

Dans le cas contraire,  $f' < d < d_{max}$

La distance minimale  $L_{min}$  est conditionnée par  $d_{max}$  :  $\frac{L f'}{(L - f')} < d_{max} \Leftrightarrow L > \frac{f' d_{max}}{d_{max} - f'} = L_{min} = 55 \text{ cm}$

**4)** La taille de l'image est double (**25 mm**), l'arbre sera vu en entier qu'en format **portrait** !

**5)** Evidemment, les objets ne sont pas rapprochés mais comme on vient de le constater, l'image de l'arbre sur le capteur est deux fois plus grande car la focale est deux fois plus grande ! Dans le "champ de vision" du capteur, l'arbre prend plus de place, il semble plus proche. Plus précisément, avec un téléobjectif, **l'angle sous lequel on voit l'image d'un objet** sur une photo sera **plus facilement plus grand** que celui sous lequel on voit l'objet à l'œil nu. Evidemment ça dépend du tirage et de la distance entre la photo et nous ! Dans le cas de notre arbre lointain, l'angle sous lequel on le voit naturellement vaut environ  $0,25 \text{ rad}$ .

Si la photo est développée sur un format papier classique  $10 \text{ cm} * 15 \text{ cm}$  et qu'on la tient à  $30 \text{ cm}$  de nos yeux, l'angle sous lequel on voit la représentation de l'arbre est égal à  $0,35 \text{ rad}$  environ.

**6)** L'image intermédiaire est à peu de choses près dans le plan focal image de  $L_1 \rightarrow \overline{O_2 A_1} = f'_1 - e$

L'image  $A'B'$  est réelle si  $A_1$  est entre  $O_2$  et  $F_2$  (foyer objet de  $L_2$ ) :  $0 < \overline{O_2 A_1} < f'_2 \rightarrow -f'_2 < e < f'_1$  Ok !

**7)** Si  $d$  demeure la distance entre  $L_1$  et le capteur,  $d = e + \overline{O_2 A'} = e + \frac{\overline{O_2 A_1} f'_2}{\overline{O_2 A_1} + f'_2} = \frac{f'_1 f'_2 + e f'_1 - e^2}{f'_1 + f'_2 - e} = 11 \text{ cm}$

$\overline{A_1 B_1} = -h \frac{f'_1}{L} \rightarrow \overline{A'B'} = \overline{A_1 B_1} \frac{\overline{O_2 A'}}{\overline{O_2 A_1}} = -h \frac{f'_1 f'_2}{L(f'_1 + f'_2 - e)} = -4,2 \text{ cm}$  Cela ne rentre pas sur le capteur !

Ce téléobjectif est encore plus performant (trop ?) grâce à l'ajout de  $L_2$  mais il est aussi plus encombrant.

**8)** Le Mont-St-Michel étant loin, l'image est dans le plan focal.

Soit  $H$  et  $H'$  les hauteurs respectives du Mont et de son image sur le capteur. On a alors  $\frac{H}{BC} = \frac{H'}{f'}$

Or le Mont occupe 35 % de la hauteur du cliché, on en déduit que  $H' = 2 \text{ mm} \rightarrow H = 1,6 \cdot 10^2 \text{ m}$

**9)**  $n \sin i = \sin r$   $OF' = OS - SC + CK + KF' = e - R + R \cos i + KB \cotan(r - i)$  et  $KB = R \sin i$

**10)** Une lentille n'est pas un système rigoureusement stigmatique. Dans le cas d'une lentille mince sous conditions de Gauss, il y a stigmatisme approché : L'image d'un point est une tache de petites dimensions.

Dans le cas présent,  $e \ll R$  et  $ni = r \ll 1 \rightarrow OF' = e + \frac{R}{n-1} \sim \frac{R}{n-1}$  **Indépendant de  $i$** , c'est  $f'$  !

**11)**  $(OSF') = ne + \frac{R}{n-1} \sim \frac{R}{n-1}$

Le chemin optique entre deux surfaces d'onde se conserve,

il ne dépend pas du rayon lumineux. Or les surfaces d'onde sont orthogonales aux rayons lumineux (théorème de Malus). Ainsi le plan contenant  $O$  et  $A$  est un plan d'onde et  $F'$ , en tant que point de focalisation, peut être interprété comme une surface d'onde limite  $\rightarrow (OSF') = (ABF')$

12) Il doit choisir la vitesse  $1/1000 \text{ s}$  de façon à ce que le triangle de l'exposition ait la même surface (à sensibilité constante, si la surface d'ouverture est multipliée par 4, la vitesse doit être divisée par 4). La profondeur de champ sera **moindre** mais la vitesse plus grande **tolèrera davantage** les mouvements.

13 & 14)  $\mathcal{E} = h\nu$  Avec  $h$  la constante de Planck ( $J.s$ )  $N = \frac{700 \cdot \pi \cdot (2,5 \cdot 10^{-3})^2}{500 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 5,0 \cdot 10^{14}} \sim 8 \cdot 10^{13}$  photons

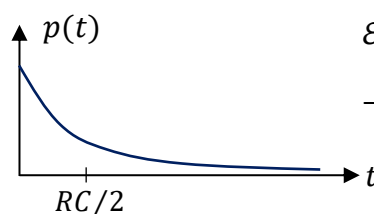
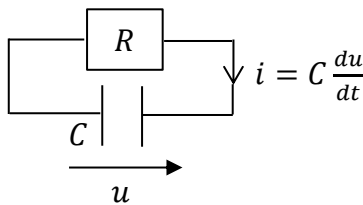
15 & 16) On reconnaît l'effet **photo-électrique** magistralement interprété par **Albert Einstein**.

$\lambda = \frac{hc}{\mathcal{E}} < 1,11 \mu\text{m}$  C'est compatible avec le visible ( $\lambda \in [380 \text{ nm} ; 780 \text{ nm}]$ )

17 & 18) La portée de ce flash est  $2 \text{ m}$ . La bonne interprétation est la **seconde**. La distance que parcourt la lumière durant l'ouverture de l'obturateur est supérieure à  $3 \cdot 10^5 \text{ m} \rightarrow$  L'autre interprétation est fautive.

19)  $\mathcal{E}_0 = \frac{1}{2} C U_0^2 \rightarrow U_0 = 3,2 \cdot 10^2 \text{ V}$  Cette valeur importante doit être atteinte à partir d'une pile généralement de  $9 \text{ V}$ . Dans un premier temps, il faut créer un signal variable (oscillateur) puis utiliser un multiplicateur de tension (circuit de Villard ou de Greinacher) et/ou un transformateur de tension.

20 & 21)  $u + Ri = 0 \rightarrow \frac{du}{dt} + \frac{u}{RC} = 0 \rightarrow u(t) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \rightarrow p(t) = \frac{U_0^2}{R} \exp\left(-\frac{2t}{RC}\right)$  ( $\frac{RC}{2} = 100 \mu\text{s}$ )



$$\mathcal{E}_{\text{éclair}} = \int_0^\tau p(t) dt = \mathcal{E}_0 \left[ \exp\left(-\frac{2t}{RC}\right) \right]_0^\tau$$

$$\rightarrow \frac{\mathcal{E}_{\text{éclair}}}{\mathcal{E}_0} = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\tau}{RC}\right) \right] = 1 - e^{-50} \sim 1$$

22) La plaque est soumise à son poids et à la force du ressort :  $m\vec{g} = k(x_{\text{éq}} - l_0)\vec{e}_x \rightarrow x_{\text{éq}} = l_0 + \frac{mg}{k}$

23 & 24) Le référentiel lié à la boîte **n'est pas galiléen** car il est en translation rectiligne **non uniforme** par rapport au référentiel terrestre. La force de frottement et la force d'inertie d'entraînement s'ajoutent au bilan de forces  $\rightarrow m\ddot{x}\vec{e}_x = m\vec{g} - k(x - l_0)\vec{e}_x + \vec{f} - m\vec{a} \rightarrow \ddot{x} + \frac{\alpha}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = \frac{k}{m}x_{\text{éq}} - a(t)$

25)  $X_m e^{j\phi} = \frac{A_m}{\omega^2 - \omega_0^2 - j\omega\omega_0/Q}$  Si  $\omega \ll \min(\omega_0, Q\omega_0)$  alors  $X(t) = -\frac{m}{k}a(t)$

26) La condition devient  $\omega \ll 5 \cdot 10^3 \text{ rad.s}^{-1} \Leftrightarrow f \ll 8 \cdot 10^2 \text{ Hz}$  Face aux tremblements de la main, cet accéléromètre est **opérationnel**. La mesure de  $a(t)$  par l'intermédiaire de  $X(t)$  est possible.

27) La distribution est **invariante** par translation selon  $\vec{e}_y$  et  $\vec{e}_z$  donc la norme de  $\vec{E}$  ne dépend que de  $x$ . Tous les plans contenant l'axe  $(M, \vec{e}_x)$  sont des plans de **symétrie** pour la distribution donc des plans de symétrie pour  $\vec{E} \rightarrow \vec{E}(M) = E(x)\vec{e}_x$  avec  $E(x)$  du **même signe** que  $x$  car  $\sigma > 0$ .

De plus, le plan de la distribution étant lui-même un plan de symétrie, la fonction  $E(x)$  est **impaire**.

Appliquons le théorème de Gauss sur un cylindre d'axe  $(M, \vec{e}_x)$ , de base  $S$ , de hauteur  $2x$  ( $x > 0$ ), positionné symétriquement de part et d'autre du plan  $yOz$  :  $2SE(x) = \frac{\sigma S}{\epsilon_0} \rightarrow \vec{E}(M) = \frac{x}{|x|} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{e}_x$  ( $x \neq 0$ )

**28-30)** Entre les plaques, les champs créés par chaque plan sont égaux  $\rightarrow \vec{E}(M) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{e}_x$  ( $0 < x < e$ )

A l'extérieur des plaques, les champs créés par chaque plan sont opposés  $\rightarrow \vec{E}(M) = \vec{0}$  ( $x < 0$  et  $x > e$ )

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \rightarrow \frac{dV}{dx} = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \rightarrow U_{AB} = V(0) - V(e) = \int_0^e \frac{\sigma}{\epsilon_0} dx = \frac{\sigma e}{\epsilon_0}$$

$$C = \frac{Q}{U_{AB}} = \frac{\sigma S}{U_{AB}} = \frac{\epsilon_0 S}{e} \text{ Exprimée en } \mathbf{Farad (F)} \quad U(t) = \frac{Q}{\epsilon_0 S} (e \pm X(t)) = \frac{Q}{\epsilon_0 S} \left( e \pm \frac{m}{k} a(t) \right)$$

**31)**  $\vec{p} = q\overrightarrow{AB}$  L'ordre de grandeur du moment dipolaire à l'échelle microscopique est  $10^{-30} \text{ C.m}$

**32)** Hypothèse non relativiste (à l'origine de l'approximation de Rayleigh) :  $\lambda \gg d_{max}$  car  $c \gg \frac{d_{max}}{T}$

Approximation dipolaire (par définition) :  $r \gg d_{max}$  Zone de rayonnement (par définition) :  $r \gg \lambda$

Les dernières conditions sont largement vérifiées car  $r$  est en général de l'ordre du kilomètre (au moins).

**33)** La puissance surfacique moyenne est  $\langle \left\| \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right\| \rangle = \frac{\mu_0 p_0^2}{32\pi^2 c} \omega^4 \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$

**34)** Le rayonnement **n'est pas isotrope**, il est maximal dans le plan perpendiculaire au dipôle ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ )

**35)**  $P_{totale} = \iint P dS = \int_0^\pi P 2\pi r \sin \theta r d\theta = \frac{\mu_0 p_0^2}{16\pi c} \omega^4 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{\mu_0 p_0^2}{12\pi c} \omega^4$  Le fait que cette puissance

ne dépende pas de  $r$  témoigne du caractère **conservatif du flux du vecteur de Poynting**.

L'énergie contenue entre deux sphères de rayon  $r_1$  et  $r_2$  est constante.

**36 & 37)**  $d_{max} \sim 10^{-10} \text{ m} \ll \lambda \sim 10^{-7} \text{ m}$  D'après la réponse à la Q33, l'influence de la fréquence dans la puissance rayonnée est grande du fait de la présence du terme  $\omega^4$ . D'un point de vue énergétique, **les hautes fréquences sont davantage rayonnées**, ceci justifie la couleur bleue du ciel.

**38)** L'onde en provenance du soleil peut être considérée comme **plane et transverse**, cela contraint les moments dipolaires induits à **osciller dans le plan yOz**. Or, le champ électrique rayonné est suivant  $\vec{e}_\theta$ , la polarisation de l'onde diffusée est donc contenue dans yOz. Enfin, le rayonnement étant maximal dans le plan perpendiculaire aux dipôles, la polarisation suivant  $\vec{e}_z$  est privilégiée.

Si la prise de vue n'est pas dirigée à  $90^\circ$  par rapport à la direction des rayons du Soleil, les dipôles induits observés **ne sont plus coplanaires** avec OA, il en sera de même pour le champ électrique.

(Voir figure à la fin du chapitre "Le rayonnement dipolaire")

Avec un filtre polarisant **dirigé suivant  $\vec{e}_z$** , on sélectionne l'onde diffusée bleue au détriment des autres. Mais ce filtre **agit sur toutes les ondes**, polarisées ou non, en provenance du ciel ou non (projection à l'origine de la loi de Malus). En conséquence l'éclairement de la scène est moindre.

**39)** La taille de cette image est  $2592 * 1936 \sim 5 \text{ Mo}$

**40 & 41)** Expression 1 : **ligne** Expression 2 : **colonne**

Expression 3 = **nouvelleImage.putpixel(j, i, 255 - pixel)** Expression 5 : **liste\_y[p] += 1**

**42)** Le nouvel histogramme est le symétrique de l'ancien par rapport à l'axe  $x = \frac{255}{2} \rightarrow$  **Figure 12b**