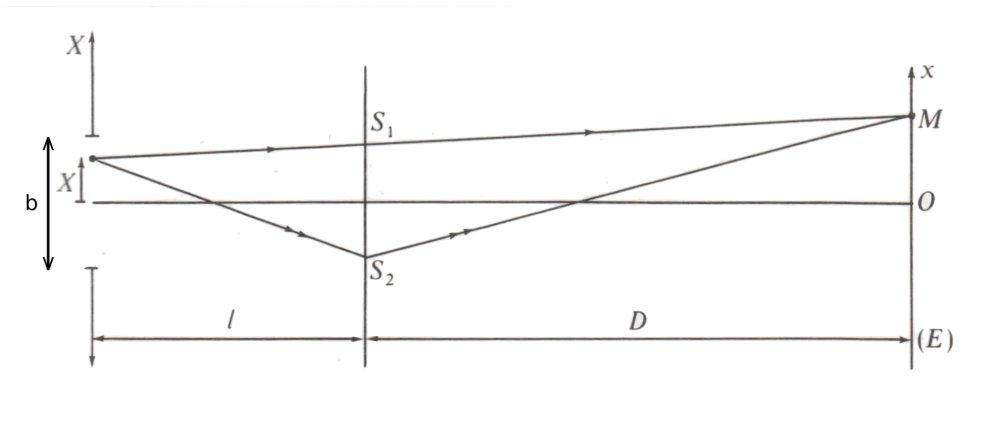


Oral n°1:

Exercice 1: Cohérence spatiale:

On s'intéresse au dispositif des fentes d'Young avec une source monochromatique (longueur d'onde λ) étendue dans la direction X (largeur b). Les fentes d'Young sont séparées d'une distance a .



Donner l'expression de l'éclairement au point M .

Exercice 2: masse de l'atmosphère:

Évaluer la masse de l'atmosphère.

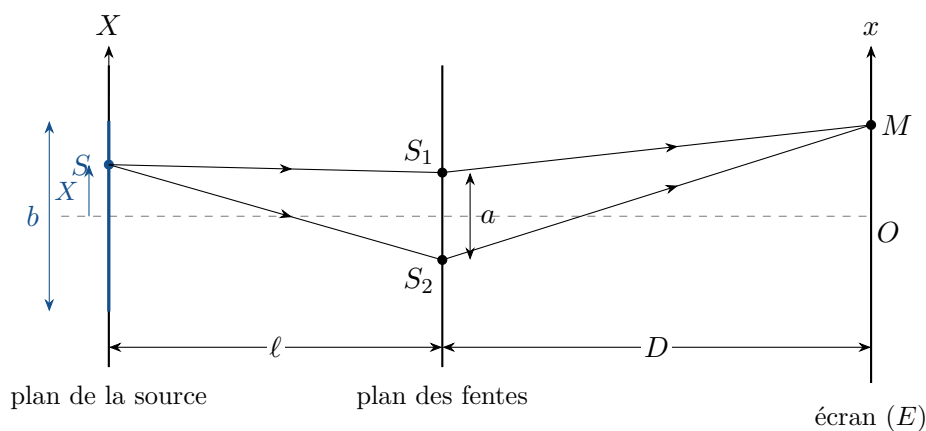


Oral n°1 — Exercice 1 : cohérence spatiale

Corrigé détaillé

Énoncé

On considère le dispositif des fentes d'Young éclairé par une source *monochromatique* (longueur d'onde λ) *étendue* dans la direction X , de largeur b . Les fentes S_1 et S_2 , distantes de a , sont à la distance ℓ de la source ; l'écran (E) est à la distance D des fentes. Donner l'expression de l'éclairement au point M d'abscisse x sur l'écran.



1 Modélisation : que signifie « source étendue » ?

La source est un ruban lumineux de largeur b que l'on décompose en tranches élémentaires : la tranche située à l'abscisse X , de largeur dX , se comporte comme une source ponctuelle $S(X)$ (invariance par translation parallèlement aux fentes : le problème est bidimensionnel).

Deux hypothèses, à énoncer explicitement, structurent tout le calcul :

- (i) **Chaque point source est cohérent avec lui-même.** Les deux ondes issues d'un même point S et passant respectivement par S_1 et S_2 sont deux répliques du *même* train d'ondes : elles interfèrent. On somme donc les *amplitudes* pour un point source donné.
- (ii) **Deux points sources distincts sont mutuellement incohérents.** Les atomes émetteurs situés en X et X' rayonnent indépendamment, avec des phases aléatoires non corrélées : les termes croisés sont nuls en moyenne temporelle. On somme donc les *éclaircissements* sur la source.

On se place par ailleurs dans les conditions de Gauss : $a, b, |X| \ll \ell$ et $a, |x| \ll D$, ce qui autorise les développements limités à l'ordre 1 ci-dessous. Enfin les deux fentes sont supposées identiques et également éclairées : les deux ondes ont même amplitude, le contraste des franges dues à un point source vaut donc 1.

Le piège n°1 de l'exercice

Sommer les *amplitudes* sur toute la source. Ce serait supposer la source spatialement cohérente (cas d'un laser élargi) : on obtiendrait alors un tout autre résultat, sans brouillage. L'articulation « *amplitudes pour un point source, éclaircissements sur la source* » est exactement

ce que l'examineur veut entendre.

2 Différence de marche associée à un point source $S(X)$

Le déphasage en M entre les deux voies fait intervenir les chemins optiques complets (SS_1M) et (SS_2M) : le trajet *source* $\rightarrow$ *fentes* compte autant que le trajet *fentes* $\rightarrow$ *écran*. On pose

$$\delta(X, x) = (SS_2M) - (SS_1M) = \underbrace{(SS_2 - SS_1)}_{\delta_{\text{amont}}} + \underbrace{(S_2M - S_1M)}_{\delta_{\text{aval}}}.$$

Terme aval (classique). Avec $S_{1,2} = (0, \pm a/2)$ et $M = (D, x)$:

$$S_1M = \sqrt{D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2} \simeq D + \frac{(x - a/2)^2}{2D}, \quad S_2M \simeq D + \frac{(x + a/2)^2}{2D},$$

$$\boxed{\delta_{\text{aval}} = S_2M - S_1M = \frac{ax}{D}}$$

Terme amont. La géométrie est identique, la source jouant le rôle du point d'observation. Avec $S = (-\ell, X)$:

$$SS_1 \simeq \ell + \frac{(a/2 - X)^2}{2\ell}, \quad SS_2 \simeq \ell + \frac{(a/2 + X)^2}{2\ell}, \quad \Rightarrow \quad \boxed{\delta_{\text{amont}} = SS_2 - SS_1 = \frac{aX}{\ell}}$$

Bilan.

$$\boxed{\delta(X, x) = a \left(\frac{X}{\ell} + \frac{x}{D} \right)} \quad \text{soit} \quad \varphi(X, x) = \frac{2\pi}{\lambda} a \left(\frac{X}{\ell} + \frac{x}{D} \right).$$

Lecture physique : le résultat est déjà là

Les deux variables X et x sont *séparées* et interviennent symétriquement. L'annulation de δ donne le centre du système de franges créé par le point $S(X)$:

$$\delta = 0 \iff x_c(X) = -\frac{D}{\ell} X.$$

Autrement dit : **chaque point de la source produit le même système de franges (même interfrange $i = \lambda D/a$), simplement translaté** d'une quantité proportionnelle à X . Le brouillage éventuel viendra de la superposition *en intensité* de ces systèmes décalés. Un bon candidat énonce cette phrase avant même d'intégrer.

3 Éclairement élémentaire

Notons E_0 l'éclairement produit en M par *une* fente ouverte seule, toute la source étant allumée. La tranche $[X, X + dX]$, de luminance supposée uniforme, contribue pour $dE_0 = \frac{E_0}{b} dX$ par fente. La formule des interférences à deux ondes de même amplitude donne alors

$$dE(M) = 2 \frac{E_0}{b} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} a \left(\frac{X}{\ell} + \frac{x}{D} \right) \right) \right] dX.$$

4 Sommation sur la source

D'après l'hypothèse d'incohérence mutuelle, on intègre les éclairissements :

$$E(x) = \int_{-b/2}^{b/2} dE = \frac{2E_0}{b} \int_{-b/2}^{b/2} [1 + \cos(kX + \phi)] dX, \quad k = \frac{2\pi a}{\lambda \ell}, \quad \phi = \frac{2\pi ax}{\lambda D}.$$

L'intégrale du cosinus se calcule immédiatement :

$$\int_{-b/2}^{b/2} \cos(kX + \phi) dX = \left[\frac{\sin(kX + \phi)}{k} \right]_{-b/2}^{b/2} = \frac{\sin(\frac{kb}{2} + \phi) - \sin(\phi - \frac{kb}{2})}{k} = \frac{2 \sin(\frac{kb}{2})}{k} \cos \phi,$$

en utilisant $\sin p - \sin q = 2 \sin \frac{p-q}{2} \cos \frac{p+q}{2}$. Comme $\frac{2}{kb} \sin(\frac{kb}{2}) = \text{sinc}(\frac{kb}{2})$ avec $\text{sinc } u \equiv \frac{\sin u}{u}$, il vient le résultat cherché :

$$E(x) = 2E_0 \left[1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi ab}{\lambda \ell}\right) \cos\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D}\right) \right]$$

Ne pas mélanger les rôles

Le sinc ne dépend que des grandeurs *en amont* (b, ℓ, a, λ) : c'est un facteur de *contraste*, constant sur l'écran. Le cos ne dépend que de la variable d'observation x : c'est le système de franges. Confondre ℓ et D , ou faire dépendre le sinc de x , est l'erreur de calcul la plus fréquente.

5 Exploitation du résultat

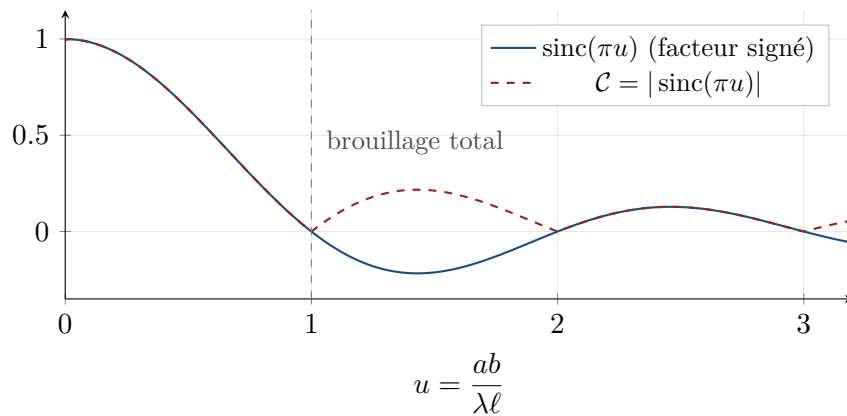
5.1 Facteur de cohérence spatiale et contraste

Le résultat est de la forme $E = 2E_0[1 + C' \cos(2\pi x/i)]$ avec

$$i = \frac{\lambda D}{a} \quad (\text{interfrange inchangé}), \quad C' = \text{sinc}\left(\frac{\pi ab}{\lambda \ell}\right) = \text{sinc}\left(\frac{\pi a \alpha}{\lambda}\right), \quad \alpha = \frac{b}{\ell},$$

où α est la *largeur angulaire* de la source vue depuis les fentes. Le contraste (visibilité de Michelson) vaut

$$C = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} = \left| \text{sinc}\left(\frac{\pi ab}{\lambda \ell}\right) \right|.$$



5.2 Cas limites et brouillage

- **Source ponctuelle** ($b \rightarrow 0$) : $\text{sinc} \rightarrow 1$, donc $\mathcal{C} \rightarrow 1$ et $E = 2E_0[1 + \cos(2\pi x/i)]$: on retrouve les franges de contraste maximal. Vérification indispensable.
- **Brouillage total** : $\mathcal{C} = 0$ pour $\frac{\pi ab}{\lambda \ell} = p\pi$, soit

$$b_p = p \frac{\lambda \ell}{a}, \quad p \in \mathbb{N}^*.$$

Le premier brouillage définit la **largeur de cohérence spatiale**

$$\boxed{b_c = \frac{\lambda \ell}{a}} \quad \text{ou, en termes angulaires,} \quad \alpha_c = \frac{\lambda}{a}.$$

- **Inversion de contraste** : pour $b_c < b < 2b_c$ le sinc est *négligé* : la frange centrale ($x = 0$) devient sombre. C'est pourquoi le contraste est défini avec une valeur absolue.
- **Franges toujours centrées** : la source étant symétrique par rapport à l'axe, il n'apparaît aucun déphasage supplémentaire ; seule l'amplitude de modulation est affectée. Une source décentrée translaterait l'ensemble sans modifier le contraste.

5.3 Interprétation géométrique (à donner à l'oral)

D'après le §2, les centres des systèmes de franges élémentaires sont répartis sur un intervalle de largeur $\Delta x_c = \frac{D}{\ell} b$. Le brouillage est complet lorsque cet étalement vaut exactement un interfrange :

$$\frac{D}{\ell} b = i = \frac{\lambda D}{a} \quad \implies \quad b = \frac{\lambda \ell}{a} = b_c,$$

en parfait accord avec le calcul. Cet argument « à la main » permet de retrouver b_c en trente secondes, sans intégrale.

5.4 Application numérique

Pour $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$, $a = 1,0 \text{ mm}$ et $\ell = 50 \text{ cm}$:

$$b_c = \frac{\lambda \ell}{a} = \frac{0,55 \times 10^{-6} \times 0,50}{1,0 \times 10^{-3}} \approx 0,28 \text{ mm}, \quad \alpha_c = \frac{\lambda}{a} \approx 5,5 \times 10^{-4} \text{ rad}.$$

On comprend ainsi pourquoi, en TP, on place devant la lampe une *fente source fine* : sa largeur doit rester petite devant quelques dixièmes de millimètre, faute de quoi les franges disparaissent. Ordre de grandeur à connaître.

6 Compléments et prolongements

Relances possibles de l'examineur

- « Et si la source était décentrée, de X_0 à $X_0 + b$? »
 $E(x) = 2E_0[1 + \text{sinc}(\pi ab/\lambda \ell) \cos(\frac{2\pi a}{\lambda}(\frac{X_0 + b/2}{\ell} + \frac{x}{D}))]$: contraste identique, franges translées.
- « Et pour deux fentes sources fines séparées de d ? »
Le facteur de contraste devient $|\cos(\pi ad/\lambda \ell)|$: brouillages périodiques, jamais définitifs (à comparer au doublet en cohérence temporelle).
- « Peut-on deviner la forme du facteur de contraste ? »
Oui : c'est la transformée de Fourier normalisée de la distribution de luminance de la

source (théorème de ZERNIKE-VAN CITTERT). Ici, source rectangulaire $\Rightarrow$ sinus cardinal. Hors programme, mais la remarque est appréciée.

- « *Pourquoi le Michelson en lame d'air n'est-il pas brouillé par une source large ?* »
Parce qu'il fonctionne par *division d'amplitude* : les deux rayons qui interfèrent proviennent du même rayon incident, quelle que soit sa direction. Les franges d'égale inclinaison sont localisées à l'infini et supportent une source étendue — contrairement aux dispositifs à *division du front d'onde* (Young, miroirs de Fresnel, biprisme) étudiés ici.
- « *Une application astrophysique ?* »
L'interféromètre stellaire de MICHELSON : on écarte deux collecteurs jusqu'au brouillage des franges, ce qui donne le diamètre angulaire $\alpha \simeq \lambda/a$ (facteur 1,22 pour une source circulaire). Mesure historique de Bételgeuse en 1920.
- « *Lien avec la cohérence temporelle ?* »
Même structure : $E = 2E_0[1 + C \cos(2\pi\delta_0/\lambda)]$, le contraste étant la TF de la distribution spectrale (cohérence temporelle, longueur $\ell_c = \lambda^2/\Delta\lambda$) ou spatiale (ici). Les deux causes de brouillage se multiplient si elles coexistent.

Barème indicatif / attendus

- Énoncé des hypothèses de cohérence et justification de la sommation des éclaircissements : *déterminant*.
- Prise en compte du terme amont aX/ℓ : *le point clé* ; un candidat qui n'écrit que ax/D ne peut pas trouver de brouillage.
- Calcul de l'intégrale : technique, sans difficulté.
- Discussion : $b_c = \lambda\ell/a$, vérification de la limite $b \rightarrow 0$, ordre de grandeur, inversion de contraste.

Oral n°1 — Exercice 2 : masse de l'atmosphère

Corrigé détaillé

Énoncé

Évaluer la masse de l'atmosphère.

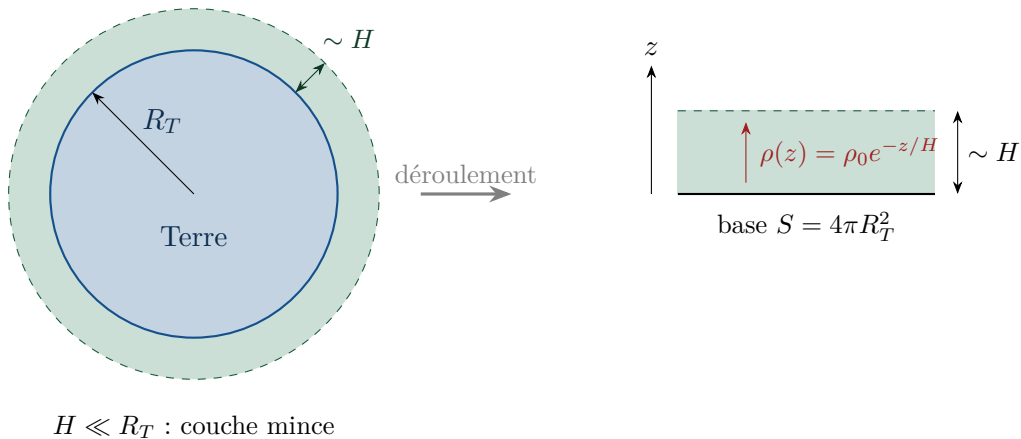
Nature de l'exercice

Question ouverte, sans donnée numérique fournie : l'examineur évalue moins la technique que la **capacité à construire un modèle**, à poser les hypothèses, à mobiliser des ordres de grandeur mémorisés (p_0 , R_T , g , M_{air} , T) et à critiquer le résultat. Le plan de résolution attendu tient en deux temps : établir la loi $p(z)$ dans le modèle de l'atmosphère isotherme, puis intégrer la masse volumique sur le volume atmosphérique assimilé à un cylindre de base $S = 4\pi R_T^2$.

1 Modélisation et hypothèses

On adopte les hypothèses suivantes, à énoncer explicitement au tableau :

- (H1) **Air = gaz parfait** de masse molaire $M \simeq 29$ g/mol, de composition uniforme.
- (H2) **Équilibre hydrostatique** : l'atmosphère est au repos dans le référentiel terrestre supposé galiléen (on néglige les vents et la rotation terrestre).
- (H3) **Atmosphère isotherme** à la température $T \simeq 288$ K.
- (H4) **Champ de pesanteur uniforme** $g \simeq 9,81$ m/s².
- (H5) **Géométrie plane locale** : l'épaisseur caractéristique de l'atmosphère étant très petite devant R_T (on le vérifiera *a posteriori*), la couche atmosphérique est assimilée à un cylindre de base $S = 4\pi R_T^2$ et d'axe vertical.



2 Étape 1 : loi de pression de l'atmosphère isotherme

2.1 Équation de la statique des fluides

Pour un fluide au repos dans un champ de pesanteur uniforme $\vec{g} = -g \vec{u}_z$, la relation fondamentale de la statique s'écrit $\overrightarrow{\text{grad}} p = \rho \vec{g}$, soit, la pression ne dépendant que de l'altitude z :

$$\boxed{\frac{dp}{dz} = -\rho(z) g}$$

2.2 Fermeture par l'équation d'état

L'air étant assimilé à un gaz parfait, $pV = nRT = \frac{m_{\text{gaz}}}{M} RT$, d'où la masse volumique

$$\rho(z) = \frac{p(z) M}{RT}.$$

(Ici $R = 8,314 \text{ J}/(\text{mol K})$ désigne la constante des gaz parfaits et R_T le rayon terrestre.) En reportant :

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{Mg}{RT} p \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{dp}{p} = -\frac{dz}{H}, \quad \boxed{H = \frac{RT}{Mg} = \frac{k_B T}{mg}}$$

où H , homogène à une longueur, est la **hauteur caractéristique de l'atmosphère**. L'intégration avec la condition $p(0) = p_0$ donne la *loi de nivellement barométrique* :

$$\boxed{p(z) = p_0 e^{-z/H}} \quad \text{et donc} \quad \boxed{\rho(z) = \rho_0 e^{-z/H}, \quad \rho_0 = \frac{p_0 M}{RT}}$$

2.3 Application numérique et cohérence du modèle

$$H = \frac{RT}{Mg} = \frac{8,314 \times 288}{29 \times 10^{-3} \times 9,81} \simeq 8,4 \times 10^3 \text{ m} \simeq 8 \text{ km}, \quad \rho_0 = \frac{1,013 \times 10^5 \times 29 \times 10^{-3}}{8,314 \times 288} \simeq 1,2 \text{ kg/m}^3.$$

La valeur de ρ_0 est bien celle que l'on connaît pour l'air au niveau du sol : le modèle est cohérent. Surtout, on vérifie l'hypothèse (H5) :

$$\frac{H}{R_T} \simeq \frac{8,4}{6370} \simeq 1,3 \times 10^{-3} \ll 1.$$

L'atmosphère est donc une *pellicule* à l'échelle de la planète, ce qui justifie *a posteriori* la géométrie plane et l'uniformité de g .

Deux constantes notées R

Le rayon terrestre et la constante des gaz parfaits interviennent tous deux : il faut impérativement les distinguer (R_T et R) au tableau. C'est une source d'erreur fréquente, et une confusion visible pénalise immédiatement.

3 Étape 2 : intégration de la masse

L'atmosphère est assimilée à un cylindre de base $S = 4\pi R_T^2$ (toute la surface du globe) et de hauteur infinie. La tranche comprise entre z et $z + dz$ a pour masse $dm = \rho(z) S dz$, d'où

$$m = \int_0^{+\infty} \rho_0 e^{-z/H} S dz = S \rho_0 \left[-H e^{-z/H} \right]_0^{+\infty} = S \rho_0 H.$$

En remplaçant ρ_0 et H par leurs expressions, les dépendances en M et en T se compensent exactement :

$$m = 4\pi R_T^2 \times \frac{p_0 M}{RT} \times \frac{RT}{Mg},$$

$$m = \frac{4\pi R_T^2 p_0}{g}$$

Application numérique. Avec $R_T = 6,37 \times 10^6$ m, $p_0 = 1,013 \times 10^5$ Pa et $g = 9,81$ m/s² :

$$S = 4\pi R_T^2 \simeq 5,1 \times 10^{14} \text{ m}^2, \quad m \simeq \frac{5,1 \times 10^{14} \times 1,013 \times 10^5}{9,81} \simeq \boxed{5,3 \times 10^{18} \text{ kg}} \simeq 5 \times 10^{15} \text{ tonnes.}$$

La valeur admise est $5,15 \times 10^{18}$ kg : l'accord est meilleur que 3 %. L'écart résiduel vient essentiellement du relief (la pression moyenne à la surface du globe vaut plutôt 985 hPa que 1013 hPa, les montagnes « retirant » de l'air à la colonne).

Le point à faire remarquer : le résultat ne dépend pas du modèle isotherme

Le résultat final ne contient ni T , ni M , ni H : **l'hypothèse isotherme était en réalité superflue**. En effet, en intégrant directement l'équation de la statique sans jamais préciser $T(z)$:

$$\int_0^{+\infty} \frac{dp}{dz} dz = -g \int_0^{+\infty} \rho(z) dz \implies \underbrace{p(\infty)}_{=0} - p_0 = -g \frac{m}{S} \implies m = \frac{p_0 S}{g}.$$

Autrement dit : *la pression au sol n'est rien d'autre que le poids de la colonne d'air par unité de surface*. C'est la réponse en une ligne, valable quel que soit le profil de température, et le candidat qui la donne après avoir mené le calcul complet montre qu'il a compris ce qu'il a fait. Le modèle isotherme reste nécessaire pour obtenir H , c'est-à-dire la *répartition* de cette masse en altitude.

Bornes et convergence

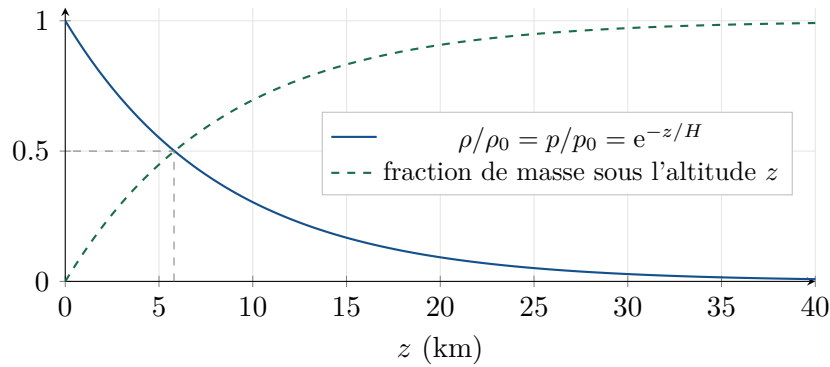
L'intégrale est prise jusqu'à $z \rightarrow +\infty$: le modèle exponentiel n'a pas de « sommet ». Ce n'est pas gênant car l'intégrale converge, mais il faut le dire plutôt que d'inventer une altitude limite arbitraire (100 km, ligne de Kármán) qui ne changerait le résultat que de $e^{-100/8,4} \sim 10^{-6}$ en valeur relative.

4 Répartition verticale de la masse

La fraction de masse située *au-dessus* de l'altitude z vaut simplement $e^{-z/H}$, et la fraction située en dessous $1 - e^{-z/H}$:

Quelques repères que l'on peut citer pour montrer que l'on maîtrise le résultat :

- la moitié de la masse est contenue sous $z = H \ln 2 \simeq 5,8$ km ;
- au sommet de l'Everest (8,8 km), il reste $e^{-8,8/8,4} \simeq 35\%$ de la masse au-dessus, ce qui est cohérent avec la pression mesurée là-bas (~ 330 hPa) ;
- 99 % de la masse est sous $\simeq 39$ km : l'essentiel de l'atmosphère est dans la troposphère et la stratosphère.



5 Critique du modèle et ordres de grandeur associés

5.1 Validité des approximations

- **Géométrie cylindrique.** Le calcul exact en géométrie sphérique donne $m = \int_{R_T}^{\infty} \rho 4\pi r^2 dr = 4\pi R_T^2 \rho_0 H (1 + 2H/R_T + 2H^2/R_T^2)$: la correction relative est $2H/R_T \simeq 3 \times 10^{-3}$, totalement négligeable devant les incertitudes du modèle.
- **Uniformité de g .** g varie comme r^{-2} , soit une variation relative $2H/R_T \simeq 3 \times 10^{-3}$ sur une hauteur H : négligeable.
- **Isothermie.** C'est l'hypothèse la plus grossière (T passe de 288 K au sol à 217 K à la tropopause), mais on a vu qu'elle n'affecte pas m ; elle n'affecte que H , dont la valeur « effective » est plutôt 7,5 km dans la basse atmosphère.
- **Vapeur d'eau.** Elle représente $\sim 0,25\%$ de la masse totale, soit $1,3 \times 10^{16}$ kg : incluse de fait dans p_0 .

5.2 Comparaisons éclairantes

- Masse des océans : $1,4 \times 10^{21}$ kg, soit 270 fois celle de l'atmosphère. Masse de la Terre : $6,0 \times 10^{24}$ kg : l'atmosphère en représente moins d'un millionième.
- L'atmosphère « pèse » autant qu'une couche d'eau de $p_0/(\rho_{\text{eau}} g) \simeq 10$ m répartie sur tout le globe — c'est exactement la hauteur d'eau qui équilibre la pression atmosphérique dans l'expérience de Torricelli.
- Masse de CO₂ atmosphérique : fraction molaire $\simeq 420$ ppm, donc fraction massique $420 \times 10^{-6} \times \frac{44}{29} \simeq 6,4 \times 10^{-4}$, soit $\simeq 3,3 \times 10^{15}$ kg = 3300 Gt. À comparer aux ~ 40 Gt de CO₂ émises chaque année par les activités humaines : l'ordre de grandeur du forçage anthropique devient parlant.

6 Prolongements

Relances possibles de l'examinateur

- « Retrouvez H par un argument de physique statistique. »
La densité particulaire suit le facteur de Boltzmann $n(z) = n_0 \exp(-mgz/k_B T)$: on retrouve $H = k_B T/(mg)$, rapport de l'énergie d'agitation thermique à l'énergie potentielle de pesanteur. Interprétation : H est l'altitude à laquelle une molécule « monte » grâce à son agitation thermique.
- « Et pour un modèle plus réaliste, à gradient thermique ? »
Avec $T(z) = T_0 - \Gamma z$ ($\Gamma \simeq 6,5$ K/km), l'intégration donne $p = p_0 (1 - \Gamma z/T_0)^{Mg/(R\Gamma)}$: c'est l'atmosphère polytropique, base de l'atmosphère standard OACI. La masse totale reste $p_0 S/g$.
- « Pourquoi l'atmosphère ne s'échappe-t-elle pas ? »

Comparer la vitesse quadratique moyenne $\sqrt{3k_B T/m} \simeq 500 \text{ m/s}$ à la vitesse de libération $11,2 \text{ km/s}$. Le rapport explique aussi pourquoi l'hydrogène et l'hélium, eux, s'échappent, et pourquoi la Lune n'a pas d'atmosphère.

— « *Que vaudrait la masse de l'atmosphère de Vénus ?* »

Même formule : $p_0 = 92 \text{ bar}$, $R_V = 6,05 \times 10^6 \text{ m}$, $g = 8,9 \text{ m/s}^2$, d'où $m \simeq 4,8 \times 10^{20} \text{ kg}$, soit près de 100 fois l'atmosphère terrestre. La formule $m = p_0 S/g$ est un excellent outil comparatif planétaire.

— « *Où intervient la poussée d'Archimède ?* »

Question de relance fréquente : la formule $m = p_0 S/g$ traduit précisément que le poids total de l'air est supporté par les forces de pression au sol.

Attendus

- Énoncé clair des hypothèses et choix assumé d'un modèle : *déterminant* sur une question ouverte.
- Établissement de $dp/dz = -\rho g$ et fermeture par le gaz parfait : technique, doit être immédiat.
- Identification de $H = RT/(Mg)$ et de sa valeur numérique ($\sim 8 \text{ km}$) : ordre de grandeur à connaître par cœur.
- Intégration correcte et simplification menant à $m = 4\pi R_T^2 p_0/g$.
- Application numérique menée à son terme, avec un chiffre significatif pertinent, et confrontation à une valeur de référence.
- Bonus décisif : remarquer que le résultat est indépendant de l'hypothèse isotherme.