

CORRIGE DE L'EPREUVE DE PHYSIQUE 1- PC - SESSION 2002

PROBLEME I - CIRCULATION D'AIR DANS L'ATMOSPHERE TERRESTRE

I- Questions préliminaires

I-1- Force volumique de pression agissant sur la particule (volume $\delta\tau$, masse δm) : $dF = -gradP.d\tau$

En projection selon x : $dF = -\frac{dP}{dx} \frac{\delta m}{\rho}$ d'où le résultat demandé. Pour une particule de masse m considérée à l'échelle macroscopique, et dans la mesure où le gradient de pression et la masse volumique sont des constantes, on a $F = \frac{\gamma m}{\rho}$

I-2- L'écoulement est parfait, stationnaire, le fluide est incompressible : on peut appliquer la relation de Bernoulli le long d'une ligne de courant. En fait comme l'écoulement est de plus irrotationnel, on peut l'appliquer dans tout le fluide. Entre un point situé

en $x = 0$ et un autre situé en x quelconque : $P(x = 0) + \frac{1}{2} \rho V^2(x = 0) = P(x) + \frac{1}{2} \rho V^2(x)$

Soit $V^2(x) = \frac{2}{\rho} (P(x = 0) - P(x)) = \frac{2}{\rho} \gamma x$ puisque γ est constant.

Application numérique : $\gamma = 1,9.10^{-3} \text{ Pa/m}$

- $x = 100 \text{ km} \rightarrow V = 17,6 \text{ m/s} \approx 63 \text{ km/h}$
- $x = 500 \text{ km} \rightarrow V = 39,4 \text{ m/s} \approx 142 \text{ km/h}$

Les vitesses sont excessives (en partant du principe que la valeur donnée pour le gradient de pression est une valeur habituelle, ce qui sera confirmé par l'exploitation de la carte météo fournie) : le modèle est trop simpliste.

II- Vent géostatique

II-1- Soit $\vec{V}_M$ la vitesse de la particule fluide M dans le référentiel terrestre non galiléen. $\vec{V}_M = \frac{d\vec{OM}}{dt}$. Soit $\vec{\omega}$ le vecteur rotation de la terre : $\vec{\omega} = \omega(\cos \lambda \vec{U}_y + \sin \lambda \vec{U}_z)$. La force de Coriolis $\vec{F}_c$ est donc : $\vec{F}_c = -2m\vec{\omega} \wedge \vec{V}_M$

Soit $\vec{F}_c = -2m\omega \begin{pmatrix} \cos \lambda - \sin \lambda \\ \sin \lambda \\ \cos \lambda \end{pmatrix}$

II-2- Soit ω la vitesse angulaire de la terre : $\omega T = 2\pi$ avec $T = 3600 \times 24 = 86400 \text{ s}$. Numériquement, $\omega = 7,27.10^{-5} \text{ rd.s}^{-1}$.

II-3- Dans le référentiel R_0 non galiléen, et sachant que les forces d'inertie d'entraînement sont incluses dans le poids :

$$m\vec{a} = \underbrace{\vec{F}}_{\text{forces de pression dues au gradient horizontal}} + \underbrace{\vec{F}_c}_{\text{Forces de Coriolis}} + \underbrace{\vec{F}_p}_{\text{Forces de pression dues au gradient vertical de pression atmosphérique}} + m\vec{g}$$

$$\begin{cases} m\ddot{x} = F_x - 2m\omega(\dot{y}\cos\lambda - \dot{x}\sin\lambda) \\ m\ddot{y} = F_y - 2m\omega\dot{x}\sin\lambda \\ m\ddot{z} = -\frac{m}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} + 2m\omega\dot{x}\cos\lambda - mg \end{cases}$$

II-4- Projections dans le repère L :

$$\frac{2m\omega\dot{x}\cos\lambda}{mg} < \frac{2\omega\dot{x}}{g} \approx \frac{2 \times 7,27 \cdot 10^{-5} \times 50}{9,81 \times 3,6} \approx 2 \cdot 10^{-4}$$

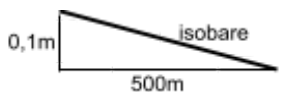
II-5- Le rapport entre la force de Coriolis et le poids est :
donc les effets de la force de Coriolis sont négligeables devant ceux du poids.

L'équation d'équilibre vertical de l'atmosphère statique s'écrit : $\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{\text{statique}} = -\rho g$ (obtenu par exemple en annulant vitesse et accélération dans la projection sur z obtenue question II-4-).

L'ordre de grandeur de ce gradient vertical de pression (en statique) est donc : $\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{\text{statique}} = -1,225 \times 9,81 \approx -10 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$ (en prenant la masse volumique de l'air à 15 °C).

En utilisant la carte météo fournie, la pression passe de 995 hPa à 1015 hPa sur environ 1000 km, ce qui correspond à un gradient horizontal de pression de $2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$ environ, ou 1Pa pour 500m, ce qui est nettement inférieur au gradient vertical statique.

En composant le gradient vertical de pression (en statique) et le gradient horizontal estimé sur la carte météo, on peut déterminer

que les surfaces isobares sont inclinées d'un angle d'environ $\frac{0,1}{500} \text{ rad}$ soit $0,01^\circ$ par rapport au plan horizontal: 

On peut en conclure que l'équilibre vertical de l'atmosphère n'est quasiment pas perturbé par les vents et que ceux ci soufflent dans un plan quasiment horizontal.

$$\vec{F}_c = 2m\omega \begin{pmatrix} \dot{y}\sin\lambda \\ -\dot{x}\sin\lambda \\ \dot{x}\cos\lambda \end{pmatrix}$$

II-6- Nous prenons donc $\dot{z} = 0$, la force de Coriolis devient et sa composante horizontale a pour norme

$$\frac{2m\omega|\vec{V}_M|\sin|\lambda|}{|\vec{F}|} = \frac{2\rho\omega|\vec{V}_M|\sin|\lambda|}{\gamma} \approx \frac{2 \times 1,225 \times 7,27 \cdot 10^{-5} \times 0,5 \times 50}{1,9 \cdot 10^{-3} \times 3,6} \approx 0,65$$

. Le rapport demandé est d'environ

Ces 2 forces sont donc du même ordre de grandeur (sauf dans les zones proches de l'équateur), on doit donc tenir compte de la rotation terrestre lors de l'étude des vents.

II-7- Soit V_g la vitesse du vent géostatique. L'accélération de la particule étant nulle, les équations obtenues en II-4- (avec $\dot{z} = 0$)

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{F_x}{m\alpha} \\ \ddot{y} = \frac{-F_y}{m\alpha} \end{cases}$$

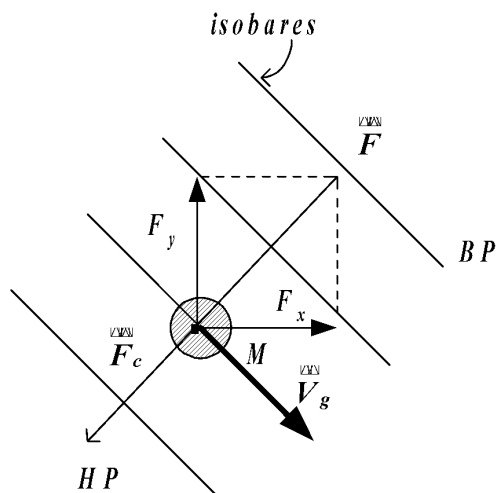
) fournissent immédiatement

$$|\vec{V}_g| = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2} = \frac{\sqrt{F_x^2 + F_y^2}}{m\alpha} = \frac{|\vec{F}|}{m\alpha} = \frac{\gamma}{\rho\alpha} \quad \begin{cases} \gamma = 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1} \\ \lambda = 30^\circ \end{cases} \Rightarrow V_g = 21,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 77 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$$

II-8- Application numérique :

II-9- On calcule facilement $\vec{F} \cdot \vec{V}_g = 0$: les deux vecteurs sont orthogonaux.

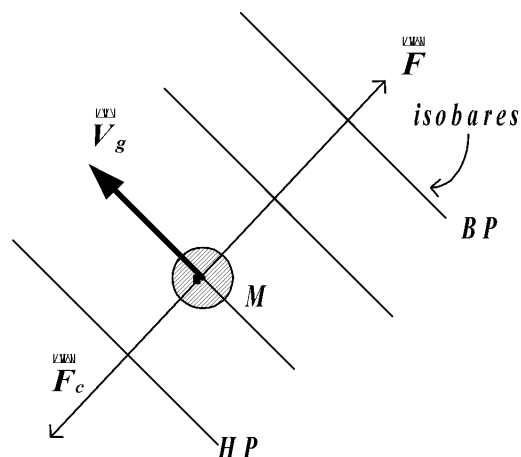
Représentation schématique :



La particule M se déplace le long des lignes isobares.

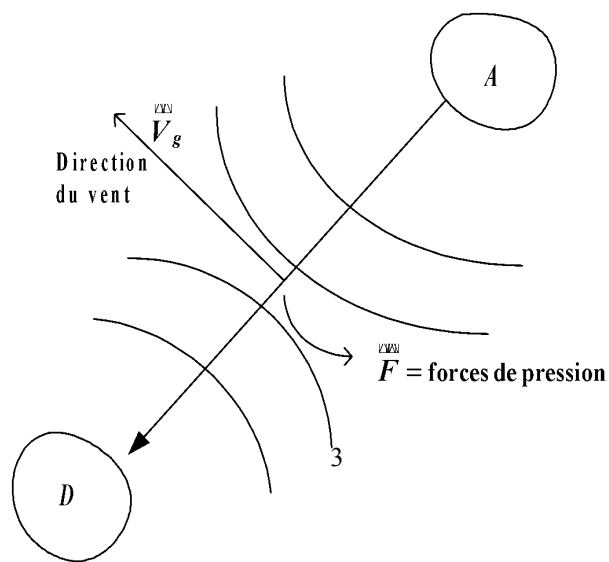
Le sens de la force de Coriolis s'inverse dans l'hémisphère sud où l'angle de latitude devient négatif, par rapport à la situation dans l'hémisphère nord.

Schéma pour l'hémisphère sud :



II-10- Interprétation de la carte météo

Il existe une zone de basses pressions sur l'Atlantique et de hautes pressions sur la Scandinavie. Les isobares sont courbes, mais peuvent être considérées quasiment rectilignes au niveau de la France, selon l'axe nord-ouest/sud-est. D'après le schéma précédent (hémisphère nord), le vent souffle selon les lignes isobares.



La force de pression étant dirigée de l'anticyclone vers la dépression, le vent souffle du sud-est vers le nord-ouest.

La latitude de Paris est environ $\lambda=47^\circ$ nord. Le gradient de pression horizontal γ est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ Pa/m. Ainsi

$$V_g(\text{Paris}) \approx 15,4 \text{ m.s}^{-1} \approx 55 \text{ km.h}^{-1}$$

III- Trajectoires exactes.

III-1- D'après les hypothèses, les équations du principe fondamental deviennent :

$$\begin{cases} m\ddot{x} = F_x + m\alpha\dot{y} \\ m\ddot{y} = F_y - m\alpha\dot{x} \end{cases}$$

En introduisant la variable complexe $X = x + iy$, on obtient sans difficultés l'équation équivalente vérifiée par X :

$$\ddot{X} + i\alpha\dot{X} = \frac{F_x}{m}$$

III-2- La résolution de l'équation en X se fait en posant $Z = \dot{X}$:

$$\dot{Z} + i\alpha Z = \frac{F_x}{m}$$

La solution générale est ainsi :

$$\dot{X} = Ke^{-i\alpha t} + \frac{F_x}{im\alpha}$$

et avec la vitesse nulle à l'instant initial :

$$\dot{X} = \frac{F_x}{im\alpha} (1 - e^{-i\alpha t})$$

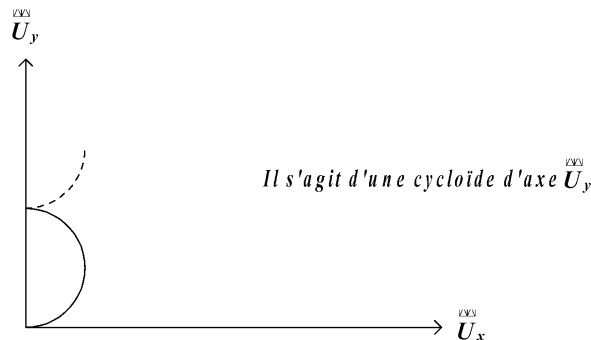
Soit en intégrant une fois, compte tenu de la position initiale :

$$X = \frac{F_x}{m\alpha^2} (1 - e^{-i\alpha t} - i\alpha t)$$

Il est facile d'en déduire :

$$\begin{cases} x = \frac{F_x}{m\alpha^2} (1 - \cos \alpha t) \\ y = \frac{F_x}{m\alpha^2} (-\alpha t + \sin \alpha t) \end{cases}$$

III-3- Pour $\alpha > 0$, on constate que y diminue globalement au cours du temps : cela donne le sens de parcours de la cycloïde.



III-4- Périodicité du mouvement sur l'axe x : soit T_0 la période, telle que $\alpha T_0 = 2\pi \Rightarrow T_0 = \frac{\pi}{\omega \sin \lambda}$. Avec une latitude de 30° , cette période correspond à une journée terrestre.

Amplitude du mouvement en x :

$$\frac{F_x}{m\alpha^2} = \frac{\gamma}{\rho\omega^2} \approx 293 \text{ km}$$

Distance parcourue par la particule en 24 h :

$$\frac{FT}{m\alpha} = \frac{2\pi\gamma}{\rho\omega^2} \approx 1845 \text{ km}$$

IV- Vent de gradient : anticyclone

IV-1- L'accélération est centripète :

$$\vec{a} = -\frac{V^2}{r} \vec{w}$$

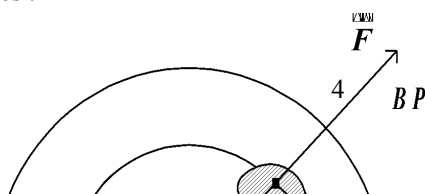
La force de Coriolis est :

$$\vec{F}_c = -2m\omega (\cos \lambda \vec{U}_y + \sin \lambda \vec{U}_z) \wedge -V_h \vec{u}$$

ce qui donne dans le plan horizontal $-m\alpha V_h \vec{w}$.

Dans l'hémisphère nord, par continuité avec le schéma tracé en II-9-, on déduit que $V_h > 0$ (voir également le schéma de la question suivante).

IV-2- Schéma avec isobares courbes :



On retrouve le résultat météorologique bien connu : dans l'hémisphère nord, le vent tourne autour des anticyclones dans le sens des aiguilles d'une montre.

IV-3- Principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule fluide M , dans le référentiel terrestre non galiléen, en projection

sur la normale : $-m \frac{V_h^2}{r} = -m\alpha V_h + m \frac{\gamma}{\rho}$. Il faut rétablir ici l'expression de la force de pression horizontale, puisque contrairement à la situation des prélimaires, les lignes isobares sont courbes. En faisant appel à l'équivalent volumique des forces

de pression, on trouve que pour une particule mésoscopique de fluide, cette force vaut $-\frac{\partial P}{\partial r} \vec{w} \frac{m}{\rho}$, ce qui donne bien le résultat utilisé ci dessus en notant γ l'opposé du gradient de pression.

On obtient alors facilement l'équation demandée.

Cas des lignes isobares rectilignes : alors $r \rightarrow \infty$ et on retrouve bien $V_h = V_g$.

On peut aussi écrire : $V_h - V_g = \frac{V_h^2}{\alpha r} > 0$ ce qui montre que la borne inférieure du vent de gradient est le vent géostatique.

IV-4- Si on ne prend pas en compte la courbure des isobares, on obtient la vitesse V_g qui est toujours inférieure à V_h : on sous-estime donc la vitesse du vent.

Montrons maintenant que V_h est bornée supérieurement :

Nous avons une équation du 2^{ème} degré en V_h dont le discriminant est $\Delta = 1 - \frac{4V_g}{\alpha r}$. Pour que V_h existe, il faut que le discriminant

soit positif ou nul, soit $V_g \leq \frac{\alpha r}{4}$ (et ainsi $0 \leq \Delta \leq 1$). Les solutions de l'équation du 2^{ème} degré sont $V_h = \frac{\alpha r}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4V_g}{\alpha r}} \right)$.

Si $V_g = 0$, soit $\Delta = 1$, on doit avoir impérativement $V_h = 0$ (pas de vent), et par conséquent le signe + doit être exclus. Il reste la

solution $V_h = \frac{\alpha r}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4V_g}{\alpha r}} \right)$. On peut aussi dire, pour exclure le signe +, que pour $r \rightarrow \infty$ on doit retrouver $V_h = V_g$ (il faut

effectuer un développement limité de la racine carrée...). La borne supérieure est donc donnée par $\Delta = 0$ soit $V_g = \frac{\alpha r}{4}$. Dans ce cas,

$V_h = \frac{\alpha r}{2} = 2V_g$ correspond à la borne supérieure du vent du gradient. On a donc : $V_g \leq V_h \leq 2V_g$.

IV-5- Au voisinage de l'équateur, la force de Coriolis tend vers 0 : en effet, $\lambda \approx 0$, $\sin \lambda \approx 0 \Rightarrow F_c \approx 0$. Rien n'équilibre donc la force de pression due au gradient horizontal. Si une zone de haute pression se forme, elle a tendance à se "vider" rapidement vers les zones de basse pression car les masses d'air, en l'absence de la force de Coriolis, peuvent traverser les isobares. Les zones de haute pression (anticyclones) ne peuvent donc pas subsister dans ces conditions.

IV-6- Le modèle est très incomplet. En effet, on a notamment négligé :

- les dissipations d'énergie dues aux effets visqueux (viscosité de l'air), entre les différentes masses d'air en mouvement, et entre les masses d'air proches du sol et le sol lui même ;
- les différences de température, induisant des différences de masse volumique ;
- la non permanence du champ de pression.

PROBLEME II - ETUDE ET PRODUCTION DU VIDE

I- L'air et sa pression

I-1- Les trois principaux composants de l'air sont : N₂ (78 %) ; O₂ (21%) ; Ar (1 %).

I-2- $P_{atm} = 1,013.10^5$ Pa (S.I) = 1 atm = 760 mm Hg

I-3- Gaz parfait : gaz constitué de particules sans interaction entre elles. C'est le comportement limite des gaz réels lorsque la pression tend vers zéro, la densité particulaire tendant alors aussi vers zéro ; les particules sont alors suffisamment éloignées les unes des autres pour que les interactions entre elles soient faibles.

I-4- Conditions normales : pression $P=101300\text{Pa}$ et température $T=273\text{K}$.

Equation d'état des gaz parfaits : $PV=(N/N_A)RT$ où $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}\text{mol}^{-1}$ est le nombre d'Avogadro, N le nombre de particules du volume V de gaz et $R = 8,32\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ la constante des gaz parfaits.

On obtient alors $N = 2,68 \cdot 10^{16}$ particules dans 1 mm^3 ; et évidemment $2,68 \cdot 10^{10}$ particules dans 1 mm^3 si la pression est 10^6 fois plus faible. On peut noter **qu'à notre échelle**, pour un si petit volume et une si petite pression, ce nombre reste remarquablement élevé.

I-5- La notion de mélange idéal de gaz suppose l'absence de toute interaction entre les particules des gaz mélangés.

Pression partielle du gaz i dans un mélange idéal de g gaz parfaits : pression qu'aurait le constituant i s'il occupait seul tout le volume à la même température.

$$P_i = x_i P \text{ avec } x_i = (n_i / n) \quad \text{et } n = \sum_{j=1}^g n_j \quad \text{nombre total de moles. On a aussi } P_i = n_i (RT / V)$$

II- Définition statistique de la pression dans la théorie cinétique des gaz

II-1- La pression cinétique est le résultat des chocs des particules sur la paroi : c'est la valeur moyenne, par unité de surface, de la force exercée lors de ces chocs.

II-2- Gaz parfait $PV = (nV / N_A)RT = nV kT$ avec $k = R / N_A$. Donc $P = nkT$

$$k = \frac{8,32}{6,023 \cdot 10^{23}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$$

A.N. :

II-3- $f(v)dv = dN_v / N$ est la probabilité qu'une molécule ait le module de sa vitesse compris entre v et $v + dv$.

Le tracé de la courbe $f(v)$ ne pose pas de problèmes : $f(v=0) = 0$; $f(\text{infini}) = 0$; et $f(v)$ passe donc par un maximum pour une certaine valeur de la vitesse, appelée vitesse la plus probable (qui n'est ni la vitesse moyenne ni la vitesse quadratique moyenne, dont les valeurs sont calculées ci dessous, mais qui est évidemment du même ordre de grandeur...).

II-4- D'après la question précédente, on calcule la vitesse moyenne grâce à la relation : $\bar{v} = \int_0^\infty v f(v) dv$. La calcul, purement

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

mathématique, conduit à

$$\bar{v}_q = \left[\int_0^\infty v^2 f(v) dv \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

De la même façon, on calcule

$$\text{A.N. : Diazote } N_2 : M = 28 \cdot 10^{-3} \text{ kg.mole}^{-1} . \text{ On a } k/m = R/M, \text{ et avec } T = 273 \text{ K on trouve } \bar{v} = 454 \text{ m.s}^{-1} \text{ et } \bar{v}_q = 493 \text{ m.s}^{-1}$$

Remarque : la vitesse du son dans l'air (essentiellement du diazote) est du même ordre de grandeur mais légèrement inférieure à ces vitesses, ce qui est rassurant compte tenu des mécanismes microscopiques de propagation du son...

$$\text{II-5- } \bar{E}_c = \text{énergie cinétique moyenne} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{1}{2} m \bar{v}_q^2 . \text{ On trouve } \bar{E}_c = \frac{3}{2} kT$$

$$\text{II-6- } P = nkT = \frac{1}{3} n m \bar{v}_q^2 \quad (\text{pression cinétique})$$

$$\text{II-7- } \boxed{l_m = \frac{1}{p \sqrt{2}} \frac{kT}{P}}$$

$$P_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa} \quad T_0 = 273 \text{ K} \quad \textcircled{R} \quad \boxed{l_m = 5,9 \cdot 10^{-8} \text{ m}}$$

$$P = \frac{P_0}{10^8} \quad T = 273 \text{ K} \quad \textcircled{R} \quad \boxed{l_m = 5,9 \text{ m}} !!$$

$\textcircled{R}$ A très basse pression, l_m peut devenir nettement supérieur aux dimensions du réservoir : on comprends dès lors que les chocs des particules entre elles deviennent inexistantes devant les chocs particules – parois.

III- Pompe à condensation

Enceinte sphérique de diamètre $D = 0,2 \text{ m}$, de surface $S = \pi D^2$ et de volume $V = \pi D^3 / 6$

III-1- $dN_s = n \bar{v} s dt / 4$ = nombre de molécules qui frappent l'élément de surface s pendant l'intervalle de temps dt . On ne s'intéresse qu'aux molécules de diazote par la suite.

La variation du nombre total de molécules N de diazote contenues dans l'enceinte s'obtient en écrivant le bilan :

$$N(t+dt) = N(t) - dN_s \text{ soit : } \frac{dN}{dt} = -n\bar{v}s/4$$

$$n = \text{densité volumique de molécules de diazote} = \frac{N}{V}$$

D'où $\frac{dN}{N} = -\frac{\bar{v}s}{4V} dt$ qui s'intègre ($\frac{\bar{v}s}{4V}$ étant constant) en $N = N^0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ avec $\tau = \frac{4V}{\bar{v}s} = \frac{2\pi D^3}{3\bar{v}} = \frac{2D}{3 \cdot 10^{-3} \bar{v}}$.

En indiquant par N_2 le nombre N , on obtient le résultat demandé.

III-2- Enceinte remplie d'air, assimilé à un gaz parfait. La pression totale est égale à la somme de la pression partielle en diazote,

qui vaut $P_{N_2}^0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ (avec $P_{N_2}^0 = 0,78P_0$), et de la pression partielle des autres constituants, qui est constante et vaut $0,22P_0$. Donc :

$$P(t) = P_0(0,78e^{-\frac{t}{\tau}} + 0,22)$$

III-3- La recherche de t_1 tel que $P(t_1) = P_1 / 3$ conduit à $t_1 = \tau \ln\left(\frac{0,78}{0,333 - 0,22}\right) = \tau \ln(6,88)$

$$\bar{v}_{N_2} = 454 \text{ m.s}^{-1}$$

$$D = 0,22 \text{ m} \quad \textcircled{R} \quad \textcircled{R} \quad \boxed{t_1 = 0,57 \text{ s}}$$

III-4- Nombre de molécules de diazote condensées : $N_{N_2}^0 (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}) = 0,85N_{N_2}^0 = 0,85 \frac{0,78PV_0}{kT} = 7,47 \cdot 10^{22}$

Ceci correspond à 0,124 mole, d'où un transfert thermique échangé avec l'extérieur qui vaut -693 J . Le signe moins signifie que le système a donné 693 J à l'extérieur au niveau de la surface s . Lors de la condensation, le système cède le transfert thermique.

IV- Pompe à dilution

IV-1- Le mélange se fait sans échange de travail ni transfert thermique avec le milieu extérieur (enceinte indéformable et adiabatique).

Donc le premier principe donne $DU = 0 = N_1 N C_{Vm1} (T_f - T_0) + N_2 N C_{Vm2} (T_f - T_0)$
avec C_{Vm} = capacité thermique molaire à volume constant. On en déduit $T_f = T_0$, et évidemment $P_f = P_0$.

IV-2- Mélange de gaz par diffusion : l'opération est irréversible puisqu'il existe un phénomène diffusif !

Théorème de GIBBS : l'entropie d'un mélange idéal de gaz parfaits est égale à la somme des entropies de ses constituants à la même température occupant tout le volume, sous une pression égale à leur pression partielle. Par extensivité de l'entropie :

$$DS = DS_1 + DS_2$$

Or l'entropie d'un gaz parfait est donnée par $S = N/N (C_{Vm} \ln T + R \ln V) + Cste$

$$\Delta S_1 = kN_1 \ln\left(\frac{V_1 + V_2}{V_1}\right) = kN_1 \ln\left(\frac{N_1 + N_2}{N_1}\right)$$

On calcule ainsi : (et permutation des indices pour ΔS_2).

$$\Delta S = k(N_1 \ln\left(\frac{N_1 + N_2}{N_1}\right) + N_2 \ln\left(\frac{N_1 + N_2}{N_2}\right))$$

Soit . Cette variation d'entropie est strictement positive, et cela résulte du second principe dans la mesure où celui-ci affirme que l'entropie d'un système fermé thermiquement isolé ne peut qu'augmenter (ou à la limite rester constante si la transformation subie est réversible).

Bien sûr on peut toujours dire que l'augmentation d'entropie est liée à une augmentation du désordre, mais encore faudrait-il définir exactement cette notion de « désordre ».

IV-3- Si $G_1 = G_2$: la formule donnant $D S$ ne change pas si on reprend les calculs précédents.

Or d'un point de vue physique il ne se passe évidemment rien si les deux gaz sont identiques : il ne doit pas y avoir de variation d'entropie $\Rightarrow D S = 0$! Le théorème de Gibbs énoncé ne doit pas s'appliquer au cas de deux gaz identiques (il faudrait à ce stade fait intervenir la notion de discernabilité des particules et entreprendre une analyse microscopique de la situation...).

IV-4- Mélange N° 1

P_{11} tel que : $P_{11}(V_1 + V_2) = N_1 kT_0$

or : $P_0(V_1 + V_2) = (N_1 + N_2) kT_0$

$$\textcircled{R} \quad P_{11} = P_0 \frac{N_1}{N_1 + N_2} \quad (\text{Loi de Dalton})$$

$$r = \frac{V_1}{V_1 + V_2} = \frac{N_1}{N_1 + N_2}$$

IV-5- C1 isolé : on a rN_1 molécules de G1 et rN_2 molécules de G2 , avec

▪ Mélange N° 2 :

P_{12} tel que : $P_{12}(V_1 + V_2) = rN_1 kT_0$

or : $P_0(V_1 + V_2) = (N_1 + N_2) kT_0$

d'où $P_{12} = P_0 r^2$

▪ Mélange N° m : on trouve facilement que $P_{1m} = P_0 r^m$

Pour avoir $P_m = P_0 / 10$, il faut $m = -1 / \log(r)$.

Pour avoir $P_m = P_0 / 100$, il faut $m = -2 / \log(r)$, c'est-à-dire qu'il faut seulement deux fois plus d'opérations pour aboutir à une pression 10 fois moindre.