

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement et de la recherche scientifique
Université Dr Moulay Tahar de Saida
Faculté des sciences et technologies
Département de Physique



Mémoire de fin d'étude pour l'obtention de diplôme licence
Spécialité Physique

Thème

La théorie cinétique des gaz

Présenté par :

-Megtit Zehour

-Faid Zeggai

Soutenu le : 01/10/2013

Devant le Jury Composé de :

Mr. Djeddid APrésident

Mr. Kouidri S..... Examineur

Mr. Boudali Examineur

Mr. Hamada L. Rapporteur

Introduction et Historique

INTRODUCTION :

Il y a en réalité deux théories des gaz : l'une, que l'on pouvait appeler théorie statistique des gaz, introduit à tout propos des grandeurs, "moyennes", comme le libre parcours moyen, l'intervalle moyen entre deux chocs, etc..., l'autre au contraire, que nous présentons dans ce appelée théorie cinétique des gaz

La **théorie cinétique des gaz** a pour objet d'expliquer le comportement macroscopique d'un gaz à partir des caractéristiques des mouvements des particules qui le composent. Elle permet notamment de donner une interprétation microscopique aux notions de :

- température : c'est une mesure de l'agitation des particules, plus précisément de leur énergie cinétique ;
- pression : la pression exercée par un gaz sur une paroi résulte des chocs des particules sur cette dernière.

Les succès de la théorie cinétique des gaz ont constitué un argument fondamental à l'appui de la théorie atomique de la matière.

A l'échelle microscopique, l'état du gaz est essentiellement défini en fonction de l'agitation ou du mouvement des molécules.

Selon les hypothèses retenues, la théorie peut être plus ou moins complexe et rendre compte de plusieurs phénomènes :

- Dans sa version la plus simple, on ignore les interactions entre les molécules, ainsi que leurs tailles. Elle permet de retrouver la loi des gaz parfaits ;
- En prenant en compte les effets de taille des molécules, on peut décrire les collisions entre les molécules, ce qui donne appliqué aux phénomènes de

transport (section efficace-définition du libre parcours moyen, collisions dans un gaz ,viscosité, conductibilité thermique diffusion)

Histoire de la Théorie cinétique des gaz

La théorie cinétique des gaz a été développée à partir du XVIII^e siècle. Elle est fondée sur les idées de Daniel Bernoulli, John James Waterston, K.A. Krönig et Rudolf Clausius. James Clerk Maxwell et Ludwig Boltzmann ont formalisé son expression mathématique.

Elle amène à la notion élémentaire de « gaz parfait », qui bien qu'incomplète est très souvent suffisante pour décrire l'essentiel des gaz réels. Son développement amena au développement moderne de la thermodynamique statistique.

Dans les années 1860-1865, Maxwell contribue notablement aux travaux sur la théorie cinétique des gaz. Son attention à cet égard avait été apparemment éveillée par l'œuvre de Rudolf Clausius. Les premières théories sur la structure moléculaire des gaz ne prenaient pas clairement en compte le mouvement des molécules, dont on mettait même l'existence en doute ; cependant, à la suite des travaux de George-Louis Lesage, John Herapath, James Prescott Joule et Henri Victor Regnault notamment, s'était fait jour une théorie sur ce mouvement et les vitesses caractéristiques des molécules de gaz. Les valeurs calculées pour celles-ci étaient toutefois bien supérieures à celles que l'on pouvait induire de l'observation des phénomènes de diffusion. D'où, en 1859, l'introduction par Clausius du concept de libre parcours moyen, qui pouvait justifier qu'une molécule se déplaçât avec sa vitesse théorique durant un bref laps de temps avant une collision.

La plupart des conceptions (exceptées celles du méconnu John James Waterston) assignaient à toutes les molécules gazeuses se

mouvant dans une enceinte la même vitesse, tributaire de la température. Maxwell, sous l'inspiration de sa lecture de Clausius, pose que toute investigation en ce domaine doit prendre en compte une distribution des vitesses moléculaires. La formulation qu'il propose marque virtuellement la fondation de l'analyse statistique, du moins dans ses applications physiques. Soumettant au calcul les vitesses, les libres parcours moyens et les fréquences de collision dans un gaz à une température donnée, Maxwell donne une justification de l'hypothèse d'Avogadro et d'Ampère.

En 1866, dans une étude sur la viscosité et le frottement interne de l'air et d'autres gaz (*On the Viscosity of Internal Friction of Air and Other Gases*), il montre, expérimentalement et théoriquement, que la viscosité d'un gaz est indépendante de sa densité et qu'elle varie en raison directe de sa température absolue ; proposition surprenante pour le sens commun, mais parfaitement en accord avec ses déductions mathématiques. Tandis que ses conceptions sont développées en Allemagne par Ludwig Boltzmann, Maxwell établit que la seconde loi de la thermodynamique (William Thomson) n'a qu'une validité statistique. Cette « loi » expose l'impossibilité d'obtenir du travail d'une quantité de matière ayant une température inférieure à celle du milieu ambiant ; elle ne serait pas fondée si les molécules étaient séparées individuellement par l'intervention d'un hypothétique agent conscient (démon de Maxwell).

Chapitre 9

La théorie cinétique des gaz correspond aux prémices de la physique statistique, et démontre qu'avec des considérations de mécanique, on arrive à retrouver les résultats essentiels sur les gaz dilués.

Considérons, dans un récipient de volume v_0 un gaz formé de molécules ponctuelles de masse m , sans interactions entre elles.

Sous l'effet de l'agitation thermique, ces molécules sont en mouvement perpétuel ; elles entrent souvent, en collisions avec les parois du récipient.

Nous admettons qu'entre deux collisions les molécules ne sont soumises à aucune force ; cela signifie en particulier que le champ de pesanteur dans le modèle considéré est négligé.

I-1- Hypothèses :

Jusqu'à présent nous avons peu ignoré les chocs entre particules, car ils ne font que redistribuer aléatoirement les vitesses, et ne changent pas les fluctuations de pression.

a) On assimile les molécules du gaz comme des points matériels :

Hypothèse plus valable que les dimensions des molécules sont négligeables devant les distances intermoléculaires, et devant le libre parcours moyen.

On néglige également la rotation des molécules sur elle-même.

b) On dehors des chocs, les molécules sont libre, les particules ne sont soumises à aucune force.

c) Le chaos moléculaire :

Suppose qu'il n'y a pas d'accumulations de matière dans certains endroits du récipient qui contient le gaz. La densité moléculaire est homogène.

d) Isotropie de l'espace :

Les particules sont au mouvement perpétuelle privilégiée et la distribution des vitesses est isotrope.

Chapitre 99

II-1. Fonction de distribution du vecteur vitesse

Pour un gaz en état d'équilibre, posons la question suivante : Quelle probabilité existe qu'une molécule ait ses composantes de vitesse comprises entre v_x et $v_x + dv_x$, v_y et $v_y + dv_y$, v_z et $v_z + dv_z$ (repère cartésien habituel) ? est $f(v_x)f(v_y)f(v_z)dv_x dv_y dv_z$.

Cette probabilité d^3P dépend de \vec{v} (c'est à dire v_x, v_y, v_z) et de dv_x, dv_y, dv_z . Elle ne dépend pas de la position de la molécule puisque le gaz est en équilibre. **Nous postulons** que d^3P est proportionnelle à chacun des intervalles dv_x, dv_y, dv_z .

$$d^3P = f(\vec{v})dv_x dv_y dv_z$$

Il n'y a pas de direction privilégiée. Nous pouvons faire une rotation sphérique des axes cartésiens, la probabilité sera inchangée (isotropie de l'espace).

La fonction $f(\vec{v})$ ne dépend pas du vecteur \vec{v} , au mieux elle dépend de la grandeur de vitesse v .

$$d^3P = f(v)dv_x dv_y dv_z$$

Soit dP_x la probabilité pour une molécule d'avoir sa composante suivant l'axe Ov_x comprise entre v_x et $v_x + dv_x$, v_y et $v_y + dv_y$, v_z et $v_z + dv_z$

$$dP_x = \varphi_x(v_x)dv_x \text{ de même } dP_y = \varphi_y(v_y)dv_y \text{ et } dP_z = \varphi_z(v_z)dv_z$$

L'isotropie de l'espace impose $\varphi_x = \varphi_y = \varphi_z = \varphi$

La loi des probabilités composées implique :

$$d^3P = dP_x dP_y dP_z \Rightarrow f(v) = \varphi(v_x)\varphi(v_y)\varphi(v_z)$$

Déterminer les fonctions f et φ relève de la méthodologie mathématique suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial v_x} = \frac{df}{dv} \frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{v_x}{v} \frac{df}{dv} = \frac{\partial}{\partial v_x} [\varphi(v_x)\varphi(v_y)\varphi(v_z)] = \varphi(v_y)\varphi(v_z) \frac{d\varphi(v_x)}{dv_x}$$

avec $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$

En réorganisant, on obtient :
$$\frac{1}{v f(v)} \frac{df(v)}{dv} = \frac{1}{v_x \varphi(v_x)} \frac{d\varphi(v_x)}{dv_x}$$

Le membre de gauche dépend de v c'est à dire de v_x, v_y, v_z , celui de droite uniquement de v_x . Le résultat ne peut être qu'une constante que nous notons φ .

Sont $f(v_x)f(v_y)f(v_z) = \varphi(v)$

Donc : en dérivent par rapport à v_x

$$\frac{df(V_x)}{f(V_x)dV_x} = \frac{d\varphi(v)V_x}{V_y f(V_y)dV_y} = \frac{df(V_z)}{v_z f(V_z)dV_z} = \frac{d\varphi(v)}{v dv} = \text{cst} = -2$$

$$\frac{df(V_x)}{f(V_x)dV_x} = -2\beta V_x$$

$\varphi(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{kT}}$ tel que k : constante de Boltzmann

Remarque: posons

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx \text{ soit } \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx\right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-y^2} dy\right) = I^2$$

Mais : $I^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2-y^2} dx dy$

Mais en polaires c'est $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-r} 2\pi r dr$

Donc : $I^2 = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} e^{(-r^2)} d(r^2) = 2\pi$

La vitesse moyenne est donc : $V = \left(\frac{3kT}{m}\right)^{1/2}$

exemple :

On retrouve bien que la moyenne du carré de la vitesse est bien $\frac{3kT}{m}$
cas de l'Azote, $m = 0.028 \text{ kg} / 6.10^{23}$, à $T = 300 \text{ K}$, soit une vitesse de 422 m/s .

Il suit que :

$$\int \frac{d\varphi(v_x)}{\varphi(v_x)} = \ln \varphi(v_x) = \int \alpha v_x dv_x = \frac{\alpha}{2} v_x^2 + \ln A$$

Soit, $\varphi(v_x) = A \exp\left[\frac{\alpha v_x^2}{2}\right]$ et des expressions identiques pour $\varphi(v_y)$ et $\varphi(v_z)$.

Alors

$$f(v) = A^3 \exp\left[\frac{\alpha}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\right] = A^3 \exp\left[\frac{\alpha v^2}{2}\right]$$

Remarquons : que φ est nécessairement négatif sinon la probabilité

pour une molécule d'avoir une composante de vitesse infinie serait infinie ce qui voudrait dire que toutes les molécules seraient à vitesse infinie et que l'énergie serait infinie !!!

Nous posons $\varphi/2 = -B$ avec $B > 0$.

$$d^3 P = dP_x dP_y dP_z = A^3 \exp[-Bv^2] dv_x dv_y dv_z$$

II-2. La condition de normalisation

La probabilité pour une molécule d'avoir une composante de vitesse comprise entre $-\infty$ et $+\infty$ ou une module de vitesse comprise entre 0 et $+\infty$ est égale à 1 (100% de chances).

Ainsi,
$$A \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-Bv_x^2] dv_x = 1 = A \sqrt{\frac{\pi}{B}} \Rightarrow A = \sqrt{\frac{B}{\pi}}$$

Remarque

Un langage équivalent consiste à chercher, dans une enceinte contenant N molécules, le nombre dN de molécules ayant certaines caractéristiques, à savoir par exemple, le nombre de molécules $dN(v_x)$ ayant une composante de vitesse comprise entre v_x et $v_x + dv_x$.

Ce nombre est égal à : $dN(v_x) = NdP_x$

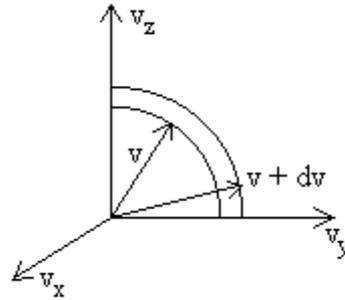
II-3. Fonction de distribution du module de vitesse

Quelle est la probabilité $dP(v)$ pour une molécule d'avoir un module de vitesse comprise entre v et $v+dv$? ou combien y a t'il de molécules $dN(v)$ dans une enceinte contenant N molécules ayant un module de vitesse comprise entre v et $v+dv$? Pour répondre à cette question, nous nous plaçons dans l'**espace des vitesses** c'est à dire un repère cartésien de coordonnées Ov_x , Ov_y , Ov_z .

Les composantes v_x , v_y , v_z ne sont pas indépendantes puisque liées par la relation $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$.

L'extrémité des vecteurs vitesse \vec{v} ayant un module de vitesse v , c'est à dire des composantes de vitesse liée par la relation ci-dessus, se trouve dans l'espace des vitesses sur une sphère de rayon v . Il en sera

de même pour l'extrémité des vecteurs vitesse ayant un module $v + dv$.



Dans l'espace des vitesses, nous délimitons une partie d'espace comprise entre la sphère de rayon $v + dv$ et la sphère de rayon v , de volume égal à $4\pi v^2 dv$.

La probabilité d^3P est proportionnelle à $dv_x dv_y dv_z$, c'est à dire au volume élémentaire dans l'espace de vitesses. Pour obtenir $dP(v)$, nous devons intégrer d^3P à toutes les vectrices vitesses possibles c'est à dire ayant leur extrémité entre les deux sphères. Cette intégration est particulièrement simple puisque un module v de la vitesse dans cette espace est constante.

$$dP(v) = \left[\frac{B}{\pi} \right]^{3/2} \exp(-Bv^2) 4\pi v^2 dv$$

On obtient donc :

et aussi, dans une enceinte contenant N molécules, le nombre de molécules $dN(v)$ ayant un module de vitesse compris entre v et $v + dv$: $dN(v) = N dP(v)$.

II-4. Calcul d'une valeur moyenne

La valeur moyenne $\langle G \rangle$ d'une grandeur G est le produit de G multiplié (pondérée) par la probabilité d'obtenir G intégré à toutes les valeurs possibles de cette grandeur.

Ainsi, $\langle v_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 (B/\pi)^{1/2} \exp(-Bv_x^2) dv_x = \frac{1}{2B}$ et

$\langle v^2 \rangle = u^2 = \int_0^{+\infty} v^2 (B/\pi)^{3/2} \exp(-Bv^2) 4\pi v^2 dv = \frac{3}{2B}$

II-5. Retour sur la loi de distribution des vitesses

La mesure, pour un gaz parfait monoatomique, de la capacité calorifique à volume constant, conduit à :

$$U = \frac{3}{2}nRT + U_0 = \frac{3}{2}NkT + U_0$$

Si nous formulons l'hypothèse que la partie de l'énergie liée à la température est due à l'agitation théorique des molécules, nous pouvons écrire :

$$\frac{3}{2}NkT = N \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle \quad \langle v^2 \rangle = \frac{3kT}{m} \quad \text{théorème de l'équipartition de l'énergie}$$

Nous disposons de deux expressions de la vitesse quadratique moyenne.

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2B} = \frac{3kT}{m} \Rightarrow B = \frac{m}{2kT}$$

Les expressions de distribution des vitesses deviennent :

$$d^3 P = \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{(1/2)m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{kT} \right] dv_x dv_y dv_z$$

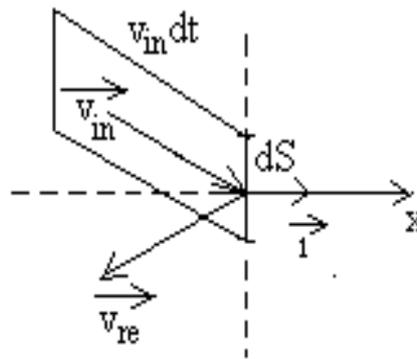
$$dP(v) = \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{(1/2)mv^2}{kT} \right] 4\pi v^2 dv$$

II-6. Pression d'un gaz parfait

L'interprétation microscopique de la pression liée aux chocs des molécules sur la paroi.

Nous considérons le choc des molécules sur un élément de paroi dS que nous prenons arbitrairement perpendiculaire à l'axe Ox . Le gaz étant en état d'équilibre, toutes les directions sont équivalentes.

Soient \vec{v}_{in} la vitesse incidente d'une molécule frappant l'élément de paroi et \vec{v}_{re} sa vitesse après le choc. Le choc est élastique, la variation de quantité de mouvement pour cette molécule sera $-2mv_x \vec{i}$ si v_x est la composante de \vec{v}_{in} suivant la direction Ox . La quantité de mouvement transmise à la paroi sera : $2mv_x \vec{i}$.



Combien de molécules de vecteur vitesse \vec{v}_{in} frappent la paroi dS pendant un temps dt ?

Elles sont contenues dans un cylindre de base dS , de génératrice parallèle à \vec{v}_{in} de longueur $v_x dt$. Le volume de ce cylindre est égal à

$$dV = v_x dt dS$$

Le nombre de molécules sera $dN = \frac{N}{V} d^3P dV$ si N est le nombre de molécules contenues dans l'enceinte de volume V . La quantité de mouvement transmise à la paroi par ces molécules est

$d^6 \vec{p} = 2mv_x dN \vec{i}$ que nous devons intégrer à toutes les molécules venant frapper la paroi.

Soit
$$d^3 \vec{p} = \frac{2mN}{V} dS dt \vec{i} \int_{-\infty}^{+\infty} dP(v_y) \int_{-\infty}^{+\infty} dP(v_z) \int_0^{+\infty} v_x^2 dP(v_x)$$

Les deux premières intégrales sont égales à 1, la troisième à $\frac{\langle v_x^2 \rangle}{2} = \frac{u^2}{6}$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique, on obtient la pression à partir de

$$P_i = \frac{1}{dS} \frac{d^3 \vec{p}}{dt} \Rightarrow P = \frac{1}{3} \frac{mN}{V} u^2 = \frac{NkT}{V} = \frac{nRT}{V}$$

Retrouver l'équation d'état des gaz parfaits prouve la validité et la cohérence des hypothèses formulées.

II-7. Le facteur de Boltzmann

Nous avons introduit la notion de degré de liberté (possibilité d'énergie indépendante) et avons trouvé que, dans le cas du mouvement de translation suivant un axe, par exemple Ox , le nombre de molécules $dN(v_x)$ ayant une composante de vitesse v_x est

proportionnel à
$$\exp\left[-\frac{(1/2)mv_x^2}{kT}\right]$$
.

$\frac{1}{2}mv_x^2$ représente l'énergie E suivant ce degré de liberté.

Nous isons ce le résultat précédent est général ,le nombre de particules ayant une énergie E est proportionnel à $\exp\left[-\frac{E}{kT}\right]$, appelé *facteur de Boltzmann* qui caractérise la probabilité d'occupation du niveau d'énergie E dans une situation d'équilibre thermique à la température T .

Remarques:

- L'étude de l'équilibre de l'atmosphère terrestre supposé

isotherme a conduit au résultat $n^* = n_0^* \exp\left[-\frac{mgz}{kT_0}\right]$. Nous trouvons là une application du facteur de Boltzmann.

- La généralisation du résultat n'est acceptable que pour des degrés de liberté indépendants.

En effet, pour la fonction de distribution du module de vitesse,

$$dP(v) = \left[\frac{m}{2\pi kT}\right]^{3/2} \exp\left[-\frac{(1/2)mv^2}{kT}\right] 4\pi v^2 dv$$

nous avons trouvé

Ecrite en terme d'énergie, l'expression ci-dessus devient

$$dP(E) \propto \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \sqrt{E} dE$$

et la probabilité est proportionnelle à $\exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \sqrt{E}$ et non au facteur de Boltzmann.

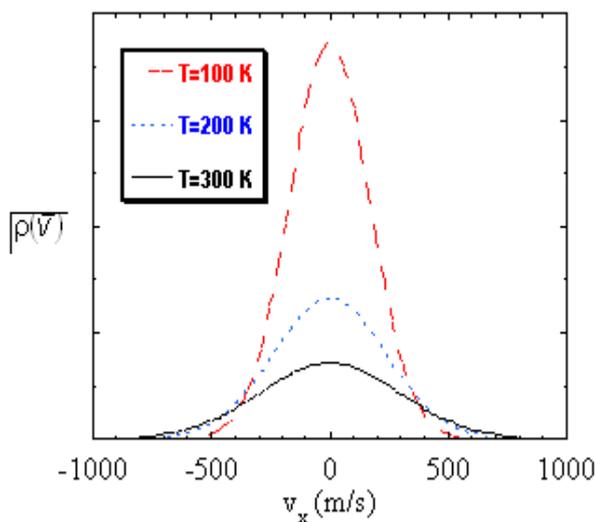
En fait $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$: les trois degrés de liberté affectés à chaque translation ne sont pas indépendants.

Certains trouveront désuet, dépassé, ce cours sur la loi de distribution des vitesses de Maxwell (appelé aussi Théorie cinétique des gaz parfaits), pire réducteur dans la formation d'un étudiant puisqu'il ne met pas en évidence qu'au sens quantique, la Physique est probabiliste par essence.

Le raisonnement probabiliste de Maxwell est induit par l'incapacité à connaître pour un très grand nombre de particules leur position et leur vitesse à chaque instant. Ce raisonnement ne remet pas en cause le déterminisme en Physique à savoir, à chaque instant, chaque particule possède une position et une quantité de mouvement fixées. Le raisonnement de Maxwell est probabiliste par ignorance. La mécanique quantique et l'inégalité de Heisenberg infirment la possibilité de connaissance exacte de la position et de la quantité de mouvement d'une particule —on doit introduire la notion d'occupation d'une case de dimension finie dans l'espace de phase, et de saut pour passer d'une case à une autre. Le raisonnement probabiliste devient

incontournable et la Physique est probabiliste par essence. Cette nouvelle façon d'appréhender la Physique s'est développée à partir du début du 20^{ème} siècle, nous la croyons trop récente pour être enseignée trop vite à des étudiants qui ne maîtrisent pas suffisamment de connaissances en Physique ...d'autant que notre sens commun, au niveau macroscopique, est essentiellement déterministe.

Compte tenu de l'importance de $\langle E_c \rangle$ dans les réflexions sur p , T , et U , notre démarche a été guidée par $\langle v^2 \rangle$. Dans ce qui suit, nous allons considérer l'expression de la probabilité $dP(\vec{v})$, pour qu'une molécule ait une vitesse comprise entre \vec{v} et $\vec{v} + d\vec{v}$, ainsi que celle de la densité de probabilité $\rho(\vec{v})$ correspondante. Cette expression constitue la **loi de distribution des vitesses**. Cette loi est entièrement déterminée par les hypothèses très générales adoptées pour l'étude des gaz parfaits : milieu dilué, homogène et isotrope.

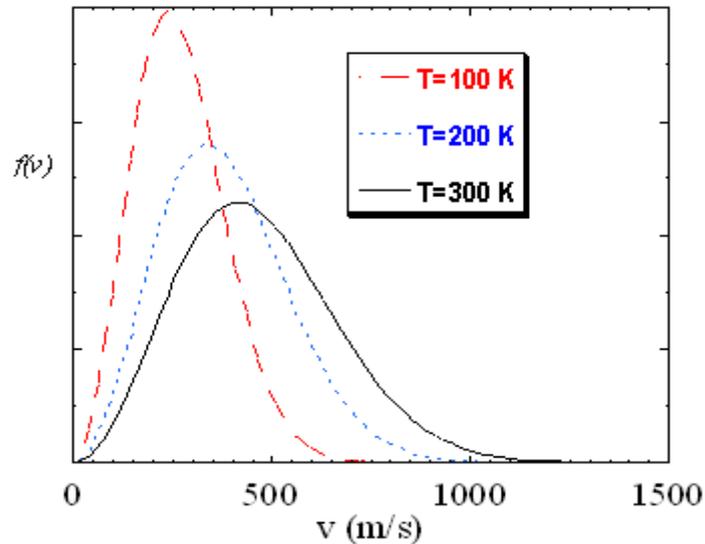


$$\rho(\vec{v}) = \frac{dP(\vec{v})}{d\vec{v}} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

Loi de distribution des vitesses dans un gaz parfait

Remarques : $\rho(\vec{v})$ a les dimensions de l'inverse du cube d'une vitesse, car kT/m est le carré d'une vitesse. C'est une loi de distribution gaussienne dans laquelle n'intervient que le module de la vitesse, ce qui est en accord avec le fait qu'il n'y a pas de direction privilégiée. Le pré facteur de l'exponentielle est déterminé par la condition de normalisation de la

probabilité. L'exposant représente la pondération de l'énergie cinétique par l'énergie thermique à Cette courbe est centrée sur 0 qui est bien la valeur la plus probable de la vitesse : ainsi qu'on l'a vu, il y a autant de particules avec $v_x > 0$ que de particules avec $v_x < 0$. La largeur de la distribution augmente avec la température, donc avec l'agitation thermique.



$f(v)$ est la fonction de distribution de Maxwell. Par construction, $f(v)$ est normée (définie à partir de $\varphi(v)$). On peut recalculer, à l'aide des intégrales de Gauss, ainsi qu'établi précédemment (*à faire en exercice*) :

$$\langle v^2 \rangle = \int_0^{\infty} v^2 f(v) dv = 3 \frac{kT}{m}$$

Puisque c'est la norme de \vec{v} qui intervient dans la loi de distribution, on peut se demander quelle est la probabilité pour qu'une molécule ait une norme de vitesse comprise entre v et $v+dv$

On cherche donc $dP(v) = f(v) dv$ telle que :

$$dP(\mathbf{v}) = \int p(\mathbf{v}) dv_x dv_y dv_z$$

L'espace des vitesses étant isotrope, on peut représenter le volume élémentaire de cet espace (l'élément différentiel de volume) comme sphérique, borné par les vecteurs élémentaires $d\vec{v}_x, d\vec{v}_y, d\vec{v}_z$ ayant

des modules identiques. On peut donc écrire : $d\vec{v} = 4\pi v^2 dv$ (on note aussi d^3v). Dans ce volume élémentaire, on peut considérer que $dP(v)$ est constant. Soit :

$$dP(v) = f(v)dv = \int \rho(v)dv_x dv_y dv_z = \rho(v) \int dv_x dv_y dv_z = 4\pi v^2 \rho(v)dv$$

Finalement, la loi de distribution des vitesses de Maxwell s'écrit :

$$dP(v) = f(v)dv = 4\pi v^2 \rho(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) dv$$

II-8. Distribution de vitesses

La définition même de la température permet de définir très simplement la vitesse quadratique moyenne v_{quad} d'une particule de masse m sous une température

T:

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT \Rightarrow v_{\text{quad}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

où k désigne la constante de Boltzmann. La dernière racine carrée s'applique dans le cas d'une molécule d'un gaz de masse molaire M (kg. mol^{-1}). On utilise alors, en lieu et place de la constante de Boltzmann k , la constante des gaz parfaits R , égale au produit de k par le nombre d'Avogadro N_A : $R = k \times N_A = 8,3144 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1} \sim 82 \text{ cm}^3.\text{atm.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$. C'est ainsi que vous pouvez rendre compte que la molécule de dioxygène ($M = 32 \text{ g. mol}^{-1}$) que vous venons juste de respirer a par narines à la vitesse d'une balle de fusil:

$$v_{\text{quad}}(\text{O}_2) = \sqrt{\frac{3 \times 8,314 \times 298}{32 \times 10^{-3}}} \sim 500 \text{ m.s}^{-1}$$

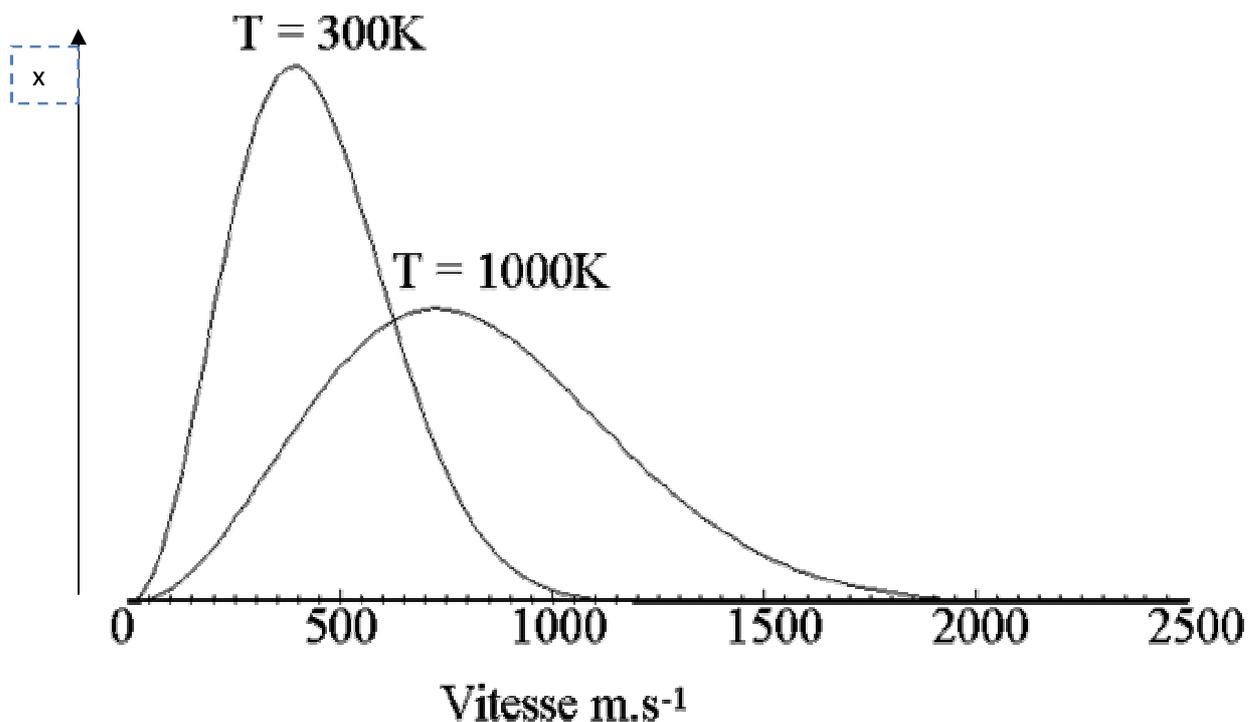
Bien, mais cette vitesse ne s'applique qu'à un très grand nombre N de

particules. Y a-t-il un moyen d'accéder à la vitesse individuelle de chaque molécule contenues dans 1 litre de gaz? bien sûr car il faudrait pour cela établir une liste longue de 10^{24} lignes! A raison de 100 lignes par page recto-verso, de 1000 pages par livre, d'un million de livres par bibliothèque, il faudrait disposer d'au moins 10.000 milliards de bibliothèques! L'informatique alors? Sachant qu'il faut 4 octets pour stocker un nombre réel l'informatique, il faudrait une mémoire de 250.000 milliards de Go!!!

Impensable! Il faut donc limiter l'ambitions ce contenter de savoir combien de particules auront une vitesse comprise dans un intervalle $[v, v+dv]$ étroit de vitesse. La réponse à cette question est aisée, et voici la loi trouvée au XIX^{ème} par J.C. Maxwell qui répond à la question:

$$x = \frac{K}{kT} = \frac{mv^2}{2kT} \Rightarrow \rho(v) = \frac{N(v)}{N} = \sqrt{\frac{24}{\pi}} \times \frac{xe^{-x}}{v_{\text{quad}}}$$

La variable x désigne le rapport entre l'énergie cinétique K de la particule et l'énergie d'agitation thermique. $N(v)$ est le nombre de particules ayant la vitesse v à la température T et v_{quad} la vitesse quadratique moyenne à cette température. Mais peut n'aimons nous pas les expressions mathématiques. Alors voilà le résultat sous forme graphique:



Nous voyons que plus la température s'élève, plus la courbe s'étale. A toute température il y aura donc des particules qui pourront soit aller très vite, soit au contraire aller très lentement. La plupart auront cependant à peu de choses près la même vitesse, d'autant mieux définie que la température sera plus basse.

La loi précédente qui s'appelle une *fonction de distribution* s'avère très utile si nous souhaitons obtenir d'autres informations sur ton système. Par exemple quelle sera la vitesse la plus probable v_{pp} (maxima des courbes précédentes) pour une température T donnée? Si nous savons dériver les fonctions, tu n'auras pas de mal à vérifier que:

$$\frac{d\rho(v)}{dv} = 0 \Rightarrow v_{pp} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Une autre information importante est la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ des particules en mouvement. si nous savons intégrer les fonctions, pouvons nous amuser à montrer que:

$$\langle v \rangle = \int_{v=0}^{v=+\infty} v\rho(v)dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Comme toute variable fonction d'une courbe de distribution, il n'y a pas de valeur unique, mais toute une gamme de moments μ_n :

$$\mu_n = \int v^n \rho(v)dv \quad n = 0, 1, 2, 3...$$

qui décrivent de manière de plus en plus fine la courbe au fur et à mesure que n augmente. Ainsi le moment d'ordre zéro μ_0 correspond au nombre total d'objets, le moment d'ordre un μ_1 à la valeur moyenne de la variable, le moment d'ordre deux μ_2 permet de définir l'écart à la moyenne, celui d'ordre trois μ_3 l'asymétrie de la distribution, etc... A titre d'exercice, nous allons calculer les moments d'ordre 0 et 2 de la loi de distribution des vitesses. Une fois ces valeurs obtenues, nous nous apercevrons probablement que la réponse était en fait évidente!!!

Représentation graphique de la Distribution de Maxwell des vitesses :

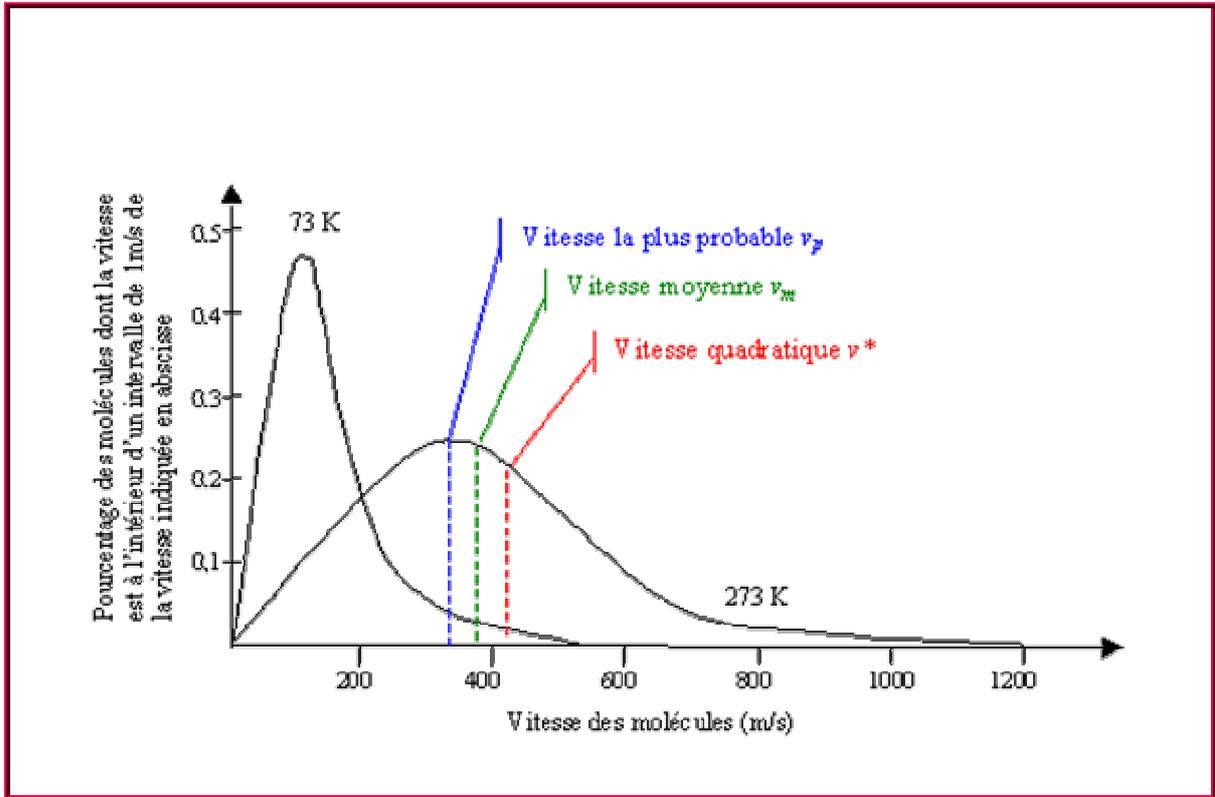


Figure :Distribution de Maxwell Boltzmann des vitesses pour l'oxygène. L'aire sous la courbe entre deux vitesses quelconques est égale au pourcentage du nombre total de molécules qui ont une vitesse dans cet intervalle. L'aire total sous la courbe est 100%. Si on multiplie le pourcentage par le nombre total de molécules, on obtient le nombre de molécules dans cet intervalle de vitesse

Chapitre 999

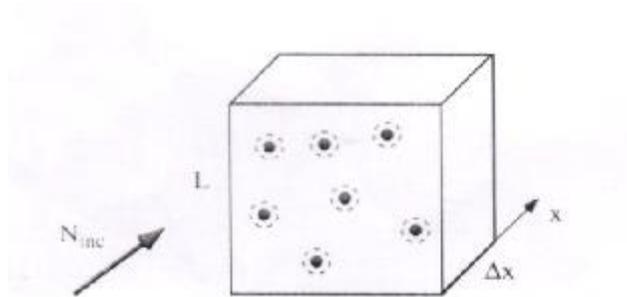
III-1. Définition:

Ce sont les phénomènes dans lesquels quelque chose est transporté : matière , énergie (chaleur), quantité de mouvement. Ils se passent dans des systèmes qui ne sont pas à l'équilibre thermodynamique, mais cependant proches de cet équilibre.

III-2. Section efficace - Définition du libre parcours moyen

On considère les molécules d'un fluide comme des sphères rigides de diamètre d . Si le centre d'une molécule passe à une distance inférieure ou égale à d du centre d'une autre, on a une collision.

Considérons un volume de fluide de section $L \times L$, d'épaisseur x , avec n molécules par unité de volume, bombardé par des molécules identiques de vitesse parallèle à l'axe x .



$$\frac{N_{col}}{N_{inc}} = \frac{\text{Nb de collision}}{\text{Nb de molécules incidentes}} = \frac{\text{Surface des "cibles"}}{\text{Surface totale}}$$

$$\text{Surface d'une cible} = \sigma \quad \text{Surface des cibles} = nL^2\sigma\Delta x$$

$$\frac{N_{col}}{N_{inc}} = n\sigma\Delta x$$

Chaque collision enlève du faisceau une molécule incidente, donc, si nous appelons N le nombre de particules incidents (au lieu de N_{inc}) :

$$\Delta N = -N_{col} = -Nn\sigma\Delta x$$

Après une distance x finie, on n'a plus que $N(x)$

molécule:

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} \quad N_0 = N(x=0)$$

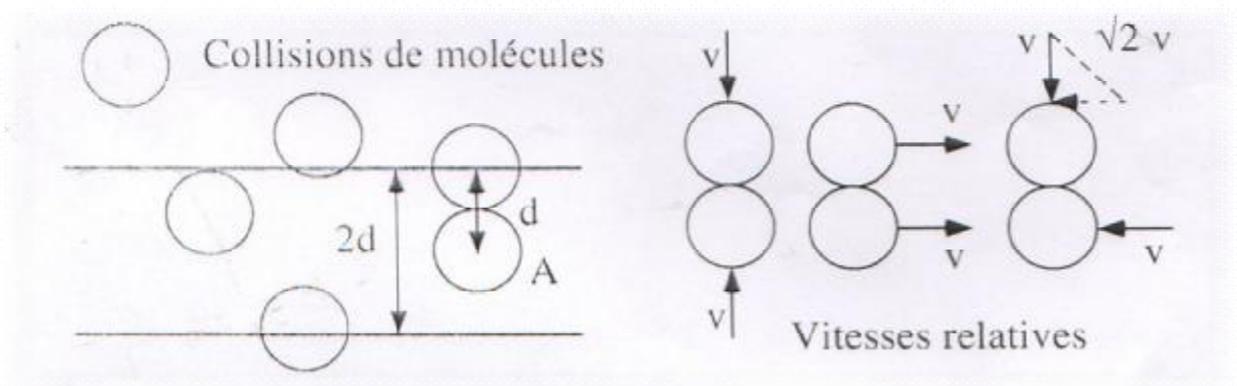
La section σ n'est pas nécessairement égale dans tous les cas à la section géométrique $\frac{\pi d^2}{4}$, elle rend plutôt compte de l'intensité de l'interaction entre les particules cible et incidentes.

Le libre parcours moyen λ est la distance moyenne parcourue par une molécule incidente avant de subir une collision.

III-3. Collisions dans un gaz

Supposons que les molécules soient des sphères rigides de diamètre d et qu'elles aient une vitesse moyenne (v) . Une molécule A, de vitesse (v) , balayera par unité de temps un volume de $\pi d^2(v)$

Si le gaz contient n molécules par unité de volume, le nombre de collisions par unité de temps sera $\pi n d^2 v$. En fait, il faut tenir compte du fait que toutes les molécules sont en mouvement : on doit prendre les vitesses relatives des molécules les unes par rapport aux autres. La moyenne de la vitesse relative est de $\sqrt{2}(v)$ et le nombre de collisions que la molécule subit est de $\sqrt{2}\pi n d^2 (v)$.



La grandeur πd^2 est appelée "section efficace" de collision. Le nombre moyen de collisions que subit la molécule par unité de temps est de $\sqrt{2}\pi n d^2 (v)$; pendant ce

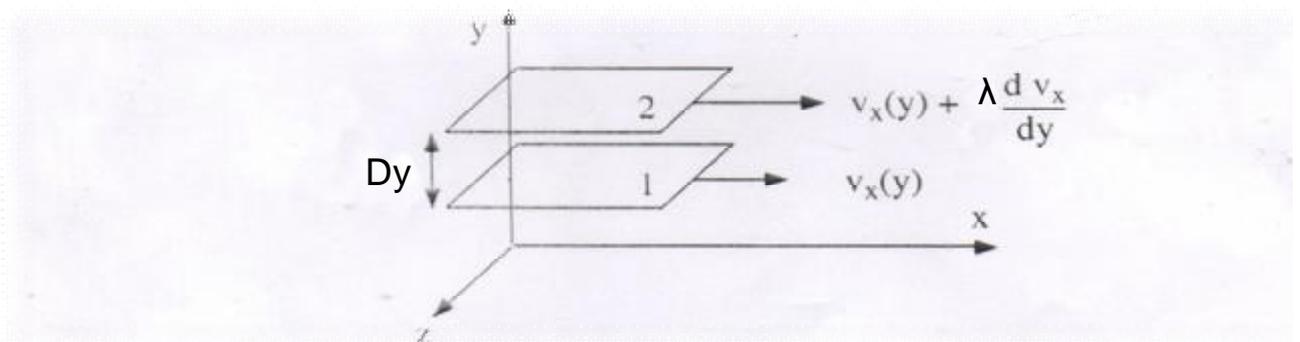
même intervalle de temps, il a parcouru une distance de (v) .
 Nous avons

$$\text{Donc : } \lambda = \frac{(v)}{\sqrt{2\pi d^2 (v)}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2}}$$

Pour calculer le libre parcours moyen, on doit connaître le diamètre d . On peut, par ex., utiliser le paramètre b de l'équation du gaz de van der Waals.

III-4. Viscosité :

Considérons un gaz en écoulement laminaire dans la direction Ox ; les vitesses des différentes nappes de ce gaz varient selon Oy . Une molécule passant de 1 à 2 aura une vitesse., donc une quantité de mouvement, plus faible en moyenne que celles des molécules de la nappe 2 et sera accélérée. L'inverse est évidemment vrai pour les molécules passant de 2 à 1. Le résultat de ces passages est une diminution de la vitesse moyenne des molécules de 2 et une augmentation de celle de 1. Nous pouvons prendre le libre parcours moyen λ comme distance moyenne sur laquelle le transfert de quantité de mouvement se fait.



Si le taux de variation de la vitesse est $\frac{d(v_x)}{dy}$, la différence de vitesse des deux nappes se déduit de $\frac{d(v_x)}{dy}$ et une molécule de masse m passant d'une couche à l'autre transportera une quantité de mouvement de $m \lambda \frac{d(v_x)}{dy}$.

Le nombre de molécules passant dans les deux sens, par unité de surface et unité

temps est de $\frac{1}{2}n(v)$; la quantité de mouvement qu'ils véhiculent par unité de temps se

donc $\frac{1}{2}n(v).m \frac{d(vx)}{dy}$

Le nombre de molécules dont la distribution des vitesses est isotrope et qui atteignent

une surface unité par unité de temps est de $\frac{dn}{dt} = \frac{1}{4}n(v)$. (Attention, nous supposons ici que la vitesse de molécules est très supérieure à la vitesse des nappes de gaz 1 et 2 vitesses moyenne (v) est de plusieurs centaines de m/s).

Le transport de quantité de mouvement par unité de temps obtenu est équivalent à la force de viscosité par unité de surface: $\frac{d(vx)}{dy} = \frac{1}{2}n(v).m \frac{d(vx)}{dy}$

$$m = \frac{1}{2}n(v).ml$$

En utilisant l'expression du libre parcours moyen, nous obtenons

$$\lambda = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m(v)}{\pi d^2} \quad \text{relation Maxwell}$$

Ceci montre que la viscosité d'un gaz ne dépend pas de sa densité ! Sa vérification expérimentale constitue un des triomphes de la théorie cinétique des gaz. L'explication physique apparaît dans la démonstration que nous avons faite : à faible densité, nous avons peu de molécules passant d'une couche à l'autre dans le gaz en mouvement. Cependant, le libre parcours moyen étant plus grand dans un gaz de faible densité, le transfert de quantité de mouvement est également proportionnellement plus élevé. À très fortes densités, nous ne pouvons plus considérer le gaz comme constitué de sphères dures (notre hypothèse de départ) et la viscosité dépend de la densité du gaz.

La théorie cinétique prédit que la viscosité est proportionnelle à (v) , c'est-à-dire à \sqrt{T} . L'expérience montre que ce n'est qu'approximativement vrai : la viscosité croît plus rapidement que ne le prévoit la loi en \sqrt{T} . La raison en est que les molécules ne sont pas des sphères dures de diamètre d . À haute température, les molécules ont de grandes vitesses et peuvent pénétrer à l'intérieur du diamètre d avant de s'en faire repousser ! Cette pénétration augmente la viscosité.

Résumé sur les étapes de la démonstration.

Hypothèses : les molécules sont des sphères dures, ayant des collisions élastiques. Le fluide a une vitesse nette selon x : $(v_x) \ll (v)$.

– Deux nappes de fluide distantes de λ libre parcours moyen selon y, direction sel laquelle v_x varie.

- Une molécule passant d'une nappe à l'autre, transfère un supplément quantité de mouvement $\mp m\lambda \frac{d(v_x)}{dy}$

Sil y a n molécules dont la distribution des vitesses est isotrope, le nombre de molécule atteignant une surface unité de temps est de $\frac{dn}{dt} = \frac{1}{4} n(v)$ (long à démontrer)

-Le transfert de quantité de mouvement entre les deux nappes est de :

$$\frac{1}{4} n(v) \left[m\lambda \frac{d(v_x)}{dy} - (-)m\lambda \frac{d(v_x)}{dy} \right] = \frac{1}{2} n(v) \cdot \lambda \frac{d(v_x)}{dy}$$

Par unité de temps et de surface des nappes.

-Loi de Newton : Force= transfert de quantité de mouvement

Par unité de surface , est de :

$$F_{\text{viscosité}} = \frac{1}{2} n(v) \cdot m \lambda \frac{d(v_x)}{dy} \quad \mu = \frac{1}{2} n(v) \cdot m \lambda$$

Si nous n'avons que des collisions entre sphères dures nous pouvons utiliser la relation donnant le libre parcours moyen établi avant et :

$$\mu = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{m(v)}{\pi d^2} \quad \text{indépendant de n}$$

III-5. Conductivité thermique :

Considérons deux plaques aux températures T_1 et T_2 , séparées par une couche de fluide d'épaisseur L et de surface

S. Le coefficient de conductivité thermique κ est définie

comme le flux de chaleur par unité de temps, par unité de gradient de température à travers une surface unité ; $\frac{dQ}{dt} = -$

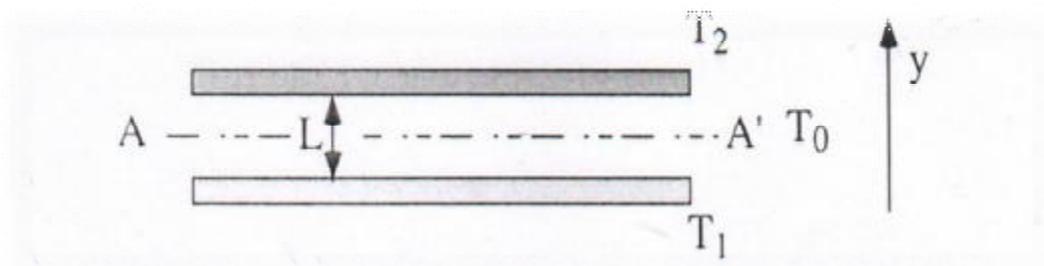
$$\kappa S \frac{dT}{dy}$$

$\frac{dQ}{dt}$ est la quantité de chaleur passant par unité de temps à

travers la surface. Le signe - est là parce que la chaleur va

de la plaque chaude à la plaque

froide.



Interprétation : Il y a un transfert d'énergie cinétique par les molécules

qui traversent AA' . L'énergie de celles qui traversent de haut en bas est plus grande que l'énergie de celles qui traversent de bas en haut, si T_2

plus grande que l'énergie de celles qui traversent de bas en haut, si $T_2 > T_1$

Le problème ici est en tout point identique à celui que nous avons traité lors de la résolution du problème de la viscosité. Nous avons alors une

différence de vitesse entre les deux nappes de fluide ; ici, nous avons une

différence de température, c.à.d. d'énergie cinétique, avec y .

On se reportera au développement effectué au paragraphe précédent

sur la viscosité. Nous avons alors, pour une surface unité

$$\mu \frac{d(vx)}{dy} = \frac{1}{2} n(v) \cdot m \lambda \frac{d(vx)}{dy}$$

η était le coefficient de viscosité, (v) la vitesse moyenne des

molécules.

En comparant avec l'expression précédente et en remplaçant

$$\frac{d(vx)}{dy} \text{ par } \frac{dT}{dy} \text{ et par } \frac{dE_{cin}}{dy}, \text{ nous avons :}$$

$$\kappa \frac{dT}{dy} = \frac{1}{2} n(v) \cdot m \lambda \frac{dE_{cin}}{dy} \text{ pour une surface unité}$$

$\frac{dE_{cin}}{dy}$ est ici le taux de variation de E_{cin} , énergie cinétique moyenne d'une molécule avec la distance y . Mais :

M étant la masse d'une molécule et c_v la chaleur spécifique du fluide. Donc:

$$K = \frac{1}{2} n m l C_v \langle V \rangle .$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \rho c v \langle v \rangle . \lambda$$

III-6. Diffusion :

Nous nous intéressons ici à la diffusion dans un mélange de deux

on

considère des molécules de type * dont le nombre par unité de volume est n^* . Ces molécules sont diluées parmi des molécules ordinaires (n par unité de volume). On suppose que $n^* \ll n$.

Si n^* dépend de l'endroit où l'on se trouve, par exemple de y , il y aura un flux de molécules * allant de la région où n^* est le plus grand vers

la région où n^* est le plus faible. Le transport ici est un transport de matière.

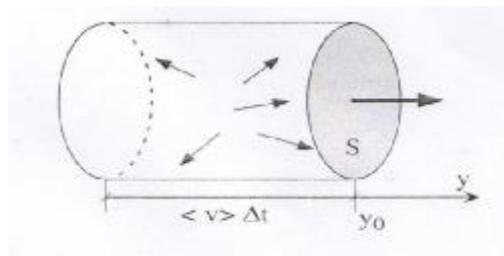
En appelant * nous avons :

$$\Gamma = -D \frac{dn^*}{dy} \quad D \text{ est le coefficient de diffusion.}$$

[Le signe $-$ indique que la diffusion des molécules* se fait de la région où leur concentration est la plus grande vers celle où elle est la plus faible].

Pour simplifier, nous allons considérer que les molécules* sont très semblables

aux molécules ordinaires (approximativement les mêmes masses et les mêmes dimensions). [On peut, par exemple, prendre des molécules marquées, technique couramment utilisée dans laquelle on remplace un des atomes de la molécule par un isotope radioactif.]



Supposons que le nombre de molécules* par unité de volume soit de n_0 à la surface S

Situé à la coté y_0 . Par symétrie, le nombre de ces molécules se déplaçant

Dans la direction $+y$ ou $-y$ est de $\frac{n^*}{6}$. Donc, le nombre de molécules se

déplaçant vers $+y$ en Δt est de $\frac{1}{6} n^* S \langle v \rangle \Delta t$ et le nombre de ces molécules

traversant la surface S dans sens $+y$ par unité de temps et par unité de surface (débit) sera :

$$\Gamma_+ = \frac{\frac{1}{6} n^* S \langle v \rangle \Delta t}{S \Delta t} = \frac{1}{6} n^* \langle v \rangle$$

Pour une concentration uniforme, $\frac{dn^*}{dy} = 0$, $n^* = n_0^*$, et les débits selon $\pm y$ sont égaux. Si $\frac{dn^*}{dy} \neq 0$, le nombre de molécules se déplaçant dans le sens $+y$ (respect. $-y$) sera proportionnel à la concentration n^* à la cote $(y_0 - \lambda)$ (resp. $(y_0 + \lambda)$) :

$$\Gamma = \frac{1}{6} \left(n_0^* \pm \frac{dn^*}{dy} \Big|_{y=y_0 \pm \lambda} \right) \langle v \rangle \quad \text{tq} \quad \left(n_0^* \pm \frac{dn^*}{dy} \Big|_{y=y_0 \pm \lambda} \right) :$$

concentration en $y_0 \pm \lambda$

$$\Gamma = \Gamma_+ - \Gamma_- = -\frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \frac{dn^*}{dy} \Big|_{y=y_0} \equiv -D \frac{dn^*}{dy} \Big|_{y=y_0}$$

$$\rightarrow D = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle$$

Résumé:

phénomène	Transport de	expression
Viscosité	Quantité de mouvement	$m = \frac{1}{2} n(v) m l$
Conductibilité	Energie cinétique	$K = \frac{1}{2} n m l C_v \langle V \rangle$
Diffusion	Matière	$D = \frac{1}{3} l \langle V \rangle$

Conclusion

CONCLUSION

Le but de la théorie cinétique des gaz n'étant pas de connaître le comportement d'une molécule particulière, mais d'un grand nombre de molécules, il convient d'attacher de l'importance aux valeurs moyennes des paramètres cinématiques (position-vitesse) affectées à l'ensemble des molécules.

Ces Valeurs moyennes seront déterminées à partir des lois de distribution définies dans le chapitre III.

Cette théorie repose sur les concepts statistiques et qui décrit de façon assez concordante la réalité cinétique des gaz.

Annexe

Calcul des intégrales :

$$I_n = \int_0^{\infty} \exp(-ax^2)x^2 dx \text{ avec } a > 0 \text{ et } n \geq 0$$

Nous intégrons par parties en posant $u = \exp(-\alpha x^2)$ et $dV = x^n dx$.

$$dV = -2ax \exp(-ax^2) \text{ et } V = \frac{x^{n+1}}{n+1}$$

$$I_n = \left[\frac{x^{n+1}}{n+1} \exp(-ax^2) \right]_0^{\infty} + \frac{2\alpha}{n+1} \int_0^{\infty} \exp(-ax^2) x^{n+2} dx$$

$$\left[\frac{x^{n+1}}{n+1} \exp(-ax^2) \right]_0^{\infty} = 0$$

$$\text{Nous obtenons une relation de récurrence } I_n = \frac{2a}{n+1} I_{n+2}$$

A ce stade, nous devons calculer I_1 et I_0 .

$$I_1 = \int_0^{\infty} \exp(-ax^2)x dx = \frac{1}{2\alpha} \int_0^{\infty} \exp(-u) du = \frac{1}{2\alpha} I_1 = \frac{1}{2a}$$

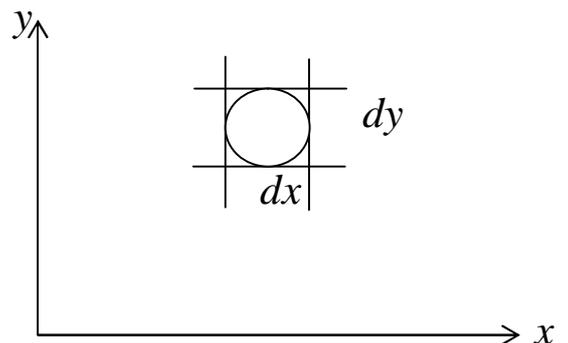
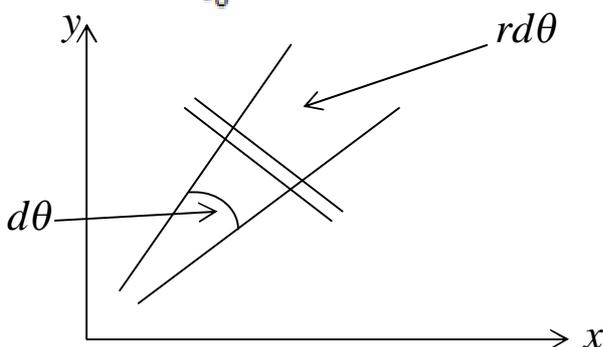
$$I_0 = \int_0^{+\infty} e^{-ax^2} dx ; \int_{-\infty}^{-0} e^{-ax^2} dx = 2 \int_0^{+\infty} e^{-ax^2} dx.$$

$$\text{Soit } I' = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} dx ; I'^2 = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} dx \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ay^2} dy \right)$$

$$I'^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{-a(x^2+y^2)} dx dy$$

$$I'^2 = \int_0^{+\infty} e^{-ar^2} r dr \int_0^{2\pi} d\theta$$

$$I'^2 = 2\pi \int_0^{+\infty} e^{-ar} r dr$$



Changement de variable :

$$\text{Poser } V = ar^2 \quad dV = 2ar \, dr \Rightarrow r \, dr = \frac{dV}{2a}$$

$$I'^2 = 2\pi \int_0^{+\infty} e^{-V} \frac{dV}{2a}$$

$$I'^2 = \frac{\pi}{a} \int_0^{+\infty} e^{-ax^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

$$I'^2 = 4 \left(\int_0^{+\infty} e^{-ax^2} dx \right)^2 = \frac{\pi}{a}$$

$$A = \sum_{i=1}^n \bar{p}_i \bar{r}_i$$

$$\frac{dA}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n \bar{p}_i \bar{r}_i ; \quad \left(\frac{dA}{dt} \right) \text{ sur une durée } T \rightarrow +\infty$$

$$\left(\frac{dA}{dt} \right) = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n \bar{p}_i \bar{r}_i = \frac{1}{T} \int_0^{+\infty} \left(\frac{dA}{dT} \right) dT$$

$$\left(\frac{dA}{dt} \right) = \frac{1}{T} \int_0^{+\infty} dA = \frac{A(T) - A(0)}{T} \Rightarrow 0$$

$A(T)$ et $A(0)$ sont finies $\frac{d(A)}{T} = 0$; $E_c = V = \frac{-1}{2} \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \bar{r}_i$

\vec{F}_i les forces s'exercent sur la particulier.

(intérieur et ext au systèmes)

$$\vec{E}_c = \vec{V}_{int} + \vec{V}_{ext}$$

$$\vec{V}_{ext} = \frac{-1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \vec{F}_{j,i} \bar{r}_i$$

$$\vec{V}_{ext} = \frac{-1}{2} \sum_{i=1}^n F_{ext} \bar{r}_i$$

Bibliographie:

[1]: D. V. Schroeder, *An introduction to thermalphysics*, Addison, Wesley, Longman (1999).

[2]: Arnold Sommerfeld, *Thermodynamics and statistical mechanics* (1967), (edition).....

[3]: C. N. gô et H. N gô, *Physique statistique*, 2eme édition (Masson, 1995).

[4]: L. Couture et R.Zitoun, *Physique statistique* (édition et l'année).....

Sites:

<http://www.grasp.ulg.ac.be/cours/1lm/>

<http://www.phytem.ens.cachan.fr/modules/introphysiquestat.htm>

<http://www.psci-unantreregard.over-blog.com/>

<http://www.JamesClerkMaxwell.Théoriecinétique.EncyclopédieUniversalise.htm>

TABLE DES MATIERES

I –Introduction	5
II-Historique	7
<u>Chapitre I : Concepts de la théorie cinétique des gaz</u>	
I-Hypothèses	11
<u>Chapitre II : La loi de la Distribution de vitesse</u>	
II-1. Fonction de distribution du vecteur vitesse	13
II-2- La condition de normalisation.....	15
II-3. Fonction de distribution du module de vitesse	16
II-4-.Calcul d'une valeur moyenne	17
II -5. Retour sur la loi de distribution des vitesses	17
II -6. Pression d'un gaz parfait	18
II -7. Le facteur de Boltzmann.....	20
II -7 Distribution de vitesse	24
<u>Chapitre III :Application aux phénomènes de transport dans les gaz</u>	
III -1.Définition.....	29
III- 2- Section efficace - Définition du libre parcours moyen..	29
III- 3 Collisions dans un gaz.....	30
III- 4.Viscosité	31
III-5 Conductivité thermique	33
III-6- Diffusion.....	35
Annexes	38
Conclusion	40
Bibliographie	42