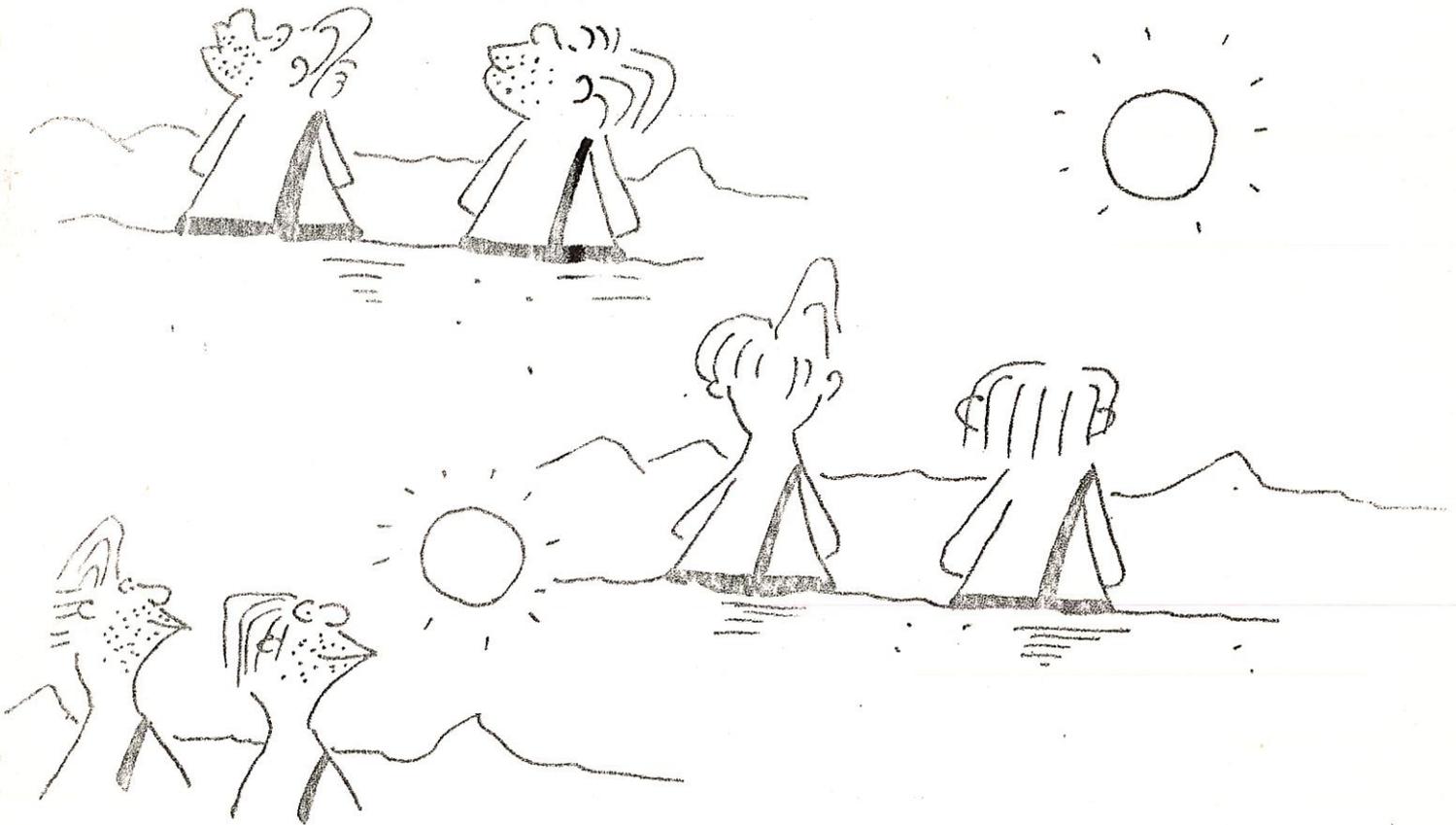
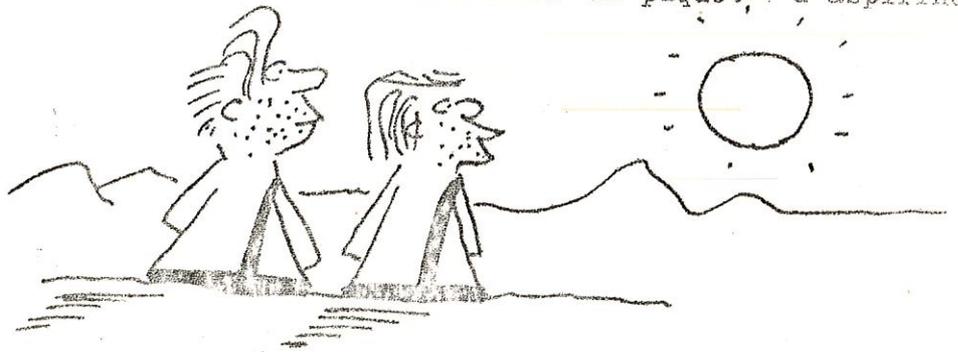


LA NOTION DE TEMPERATURE

Selon mes mesures,
la température du Soleil
est 6000°



On lui donne un paquet d'aspirines?

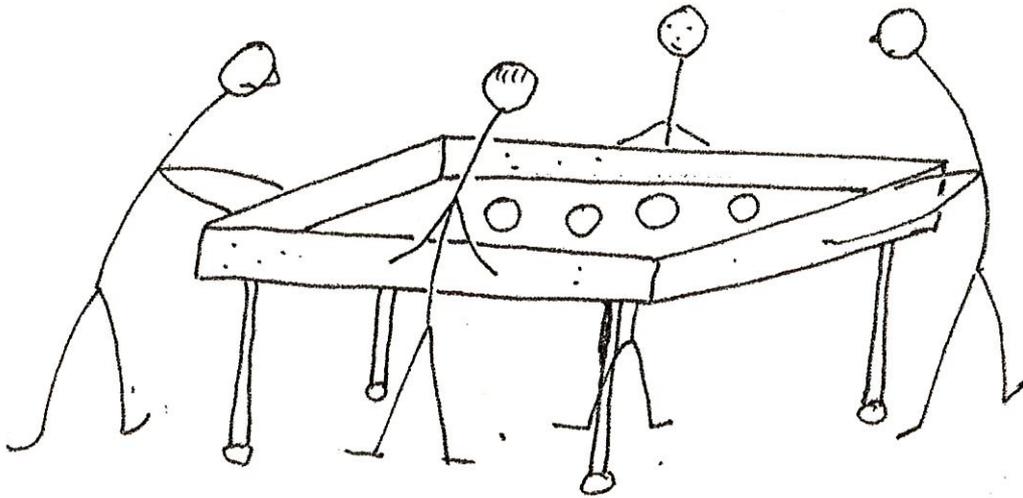




UN PETIT JEU DE BILLARD

Matériel

Une très grande table carrée, des boules de billard parfaites, quatre parois mobiles et 4 personnes qui tiennent les parois.



Expérience 1

On laisse les parois libres et on lance les boules avec une certaine énergie cinétique E .

Les boules se rebondissent les unes sur les autres - de temps à autre une ou plusieurs boules frappent une paroi. Comme les parois sont libres, les boules les repoussent et s'évadent.

Moralité

Pour que les boules restent sur la table, il faut tenir les parois (on a justement prévu 4 esclaves) - chaque fois qu'une boule frappe contre une paroi, il faut appuyer avec une force. S'il y a beaucoup de boules (mais pas trop, sinon elles se "gènent"), il y a toujours quelques unes qui frappent contre une paroi, et donc il faut appuyer en permanence. On peut parler ainsi d'un "gaz" de boules de billard, qui exercent une " pression" P sur les quatre parois, égale à la force nécessaire pour les retenir en place.

Expérience 2

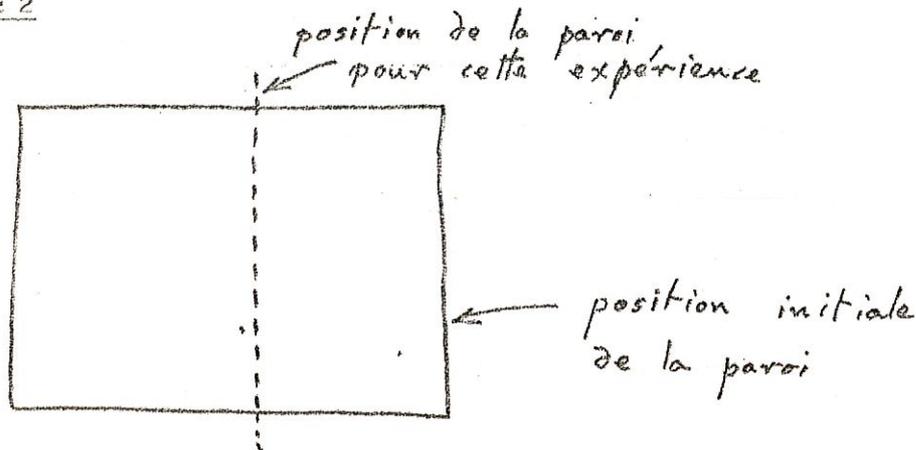


table vue de dessus

On déplace une paroi de façon à ce que la superficie de la table soit réduite. En tenant les parois, on lance le même nombre de boules qu'avant, avec la même énergie E .

Tout se passe comme avant, les boules frappent sur les parois de temps en temps. Pourtant, comme la place disponible est plus petite, le nombre de collisions avec les parois par unité de temps sera plus grand. Il s'en suit qu'il va falloir appuyer plus fortement qu'avant pour retenir les parois - la pression a augmenté. On voit que si on réduit la surface disponible de n , le nombre de collision augmente de n : la "pression"

est proportionnelle à $1/A$, où A est la surface disponible pour le mouvement des boules.

Moralité

Toutes autres choses étant égales :

$$P \propto 1/A$$

Expérience 3

En utilisant les conditions de l'expérience 2, on lance m fois plus de billards, mais toujours à une énergie E ; les boules frappent alors m fois plus fréquemment sur les parois et il faut appuyer m fois plus fortement.

Moralité

$$P \propto N$$

où N est le nombre de boules en circulation.

Expérience 4

En gardant les conditions de l'expérience 2, on lance le même nombre de boules, mais à une énergie \mathcal{L} fois plus grande. Les boules frappent alors 1 fois plus violemment, et il faut appuyer \mathcal{L} fois plus fortement.

Moralité

$$P \propto E$$

Synthèse

Nous voyons que, en tenant compte de toutes les variables dans notre jeu :

$$PA \propto NE$$

Nous voyons aussi que, si le jeu a été tri-dimensionnel, avec 6 parois autour d'un volume V, on aurait trouvé :

$$PV \propto NE$$

Si nous identifions E avec la "température" T :

$$PV \propto NT$$

On reconnaît ainsi la loi de Boyle-Mariotte, vérifiée empiriquement par les gaz "parfaits". Dans le cas expérimental, la température intervient comme grandeur phénoménologique, mesure de la différence de chaleurs entre deux corps. Notre jeu de billards montre que cette grandeur peut, sous certaines conditions, être identifiée avec l'énergie cinétique des particules dont le gaz est composé.

Expérience 5

On remplit la table avec un nombre croissant de boules, de façon à ce que le mouvement d'une boule à un endroit provoque des mouvements aux autres endroits. Finalement, le nombre de boules est si grand que certaines n'arrivent presque jamais à frapper contre une paroi - elles sont empêchées par la présence des autres. On voit alors que, au delà d'une certaine "densité", la loi

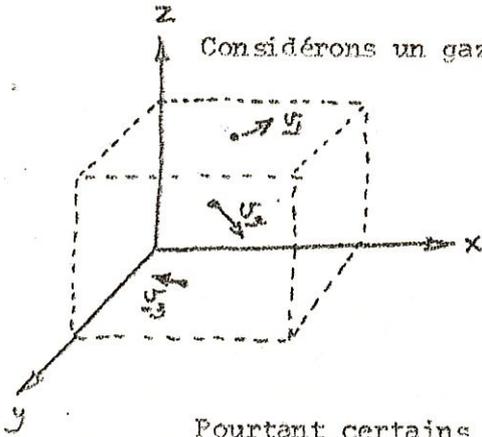
$$P \propto N$$

n'est plus vérifiée - le gaz n'est plus parfait. Remarquons que, si on essaie de déterminer la température de ce gaz maintenant imparfait par application de la loi de Boyle-Mariotte, le résultat ne sera plus conforme à l'énergie cinétique.

Moralité

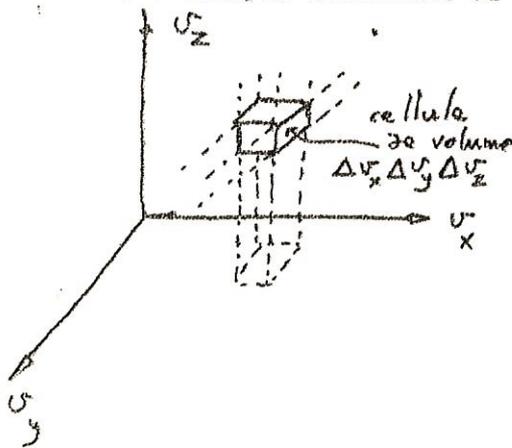
Quand les conditions d'une expérience ne sont pas celles pour laquelle la théorie a été établie..... attention ! En particulier, on sera souvent amené à définir la température de plusieurs façons différentes, parce-que dans l'Univers les conditions ne sont jamais celles pour lesquelles la théorie a été établie.

UN JEU DE BILLARD INTELLECTUEL : LA MECANIQUE STATISTIQUE



Considérons un gaz "parfait" dans une enceinte fermée. Chaque particule de gaz a une certaine vitesse, différente en général des autres; chaque particule se déplace dans une direction particulière, en général différente des autres. L'état physique du gaz est défini quand nous connaissons la vitesse, direction et position de chaque particule.

Pourtant, certains paramètres sont redondants, surtout en ce qui concerne l'état thermique du gaz. Si l'effet de la gravitation est faible (l'enceinte est petite) chaque endroit de l'enceinte est équivalent : on n'a donc pas besoin de s'occuper de la distribution spatiale des particules (en première approximation, tout au moins). On peut donc décider de s'occuper seulement de la distribution des particules dans

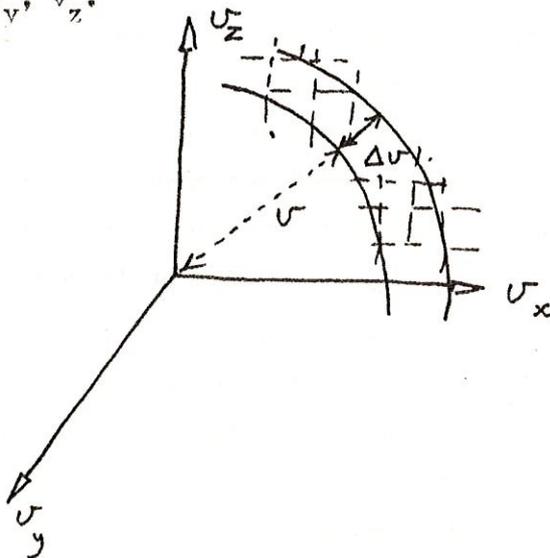


un "espace" 3-dimensionnel défini par les trois composantes de vitesse v_x, v_y, v_z . Dans cet "espace", les particules ayant les mêmes v_x, v_y, v_z , mais à différents endroits spatiaux se trouvent à la même position. Comme il s'agit d'une statistique d'un grand nombre de particules, on se concerne en effet avec la "population" des petites

cellules $\Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z$;

l'état du gaz sera défini quand nous connaissons combien de particules se trouvent dans chaque cellule de cet "espace de phases".

Le problème peut être simplifié encore davantage. Si on suppose que le milieu est parfaitement isotrope, nous ne nous intéressons pas aux coordonnées v_x, v_y, v_z : du point de vue thermique, la grandeur importante est l'énergie cinétique, égale à $\frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = \frac{1}{2} m v^2$. Donc, du point de vue thermique, l'état de gaz est déterminé quand nous connaissons le nombre de particules ayant une énergie entre $\frac{1}{2} m v^2$ et $\frac{1}{2} m (v + \Delta v)^2$ pour tout v , quelles que soient les valeurs de v_x, v_y, v_z .



Donc, il est souvent très commode du point de vue calcul de répartir l'espace de phases en couches sphériques, de rayon v et d'épaisseur

Δv : le "volume" dans l'espace de phases occupé par une telle couche est $4\pi v^2 \Delta v$.

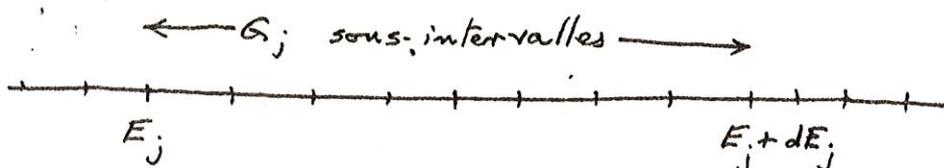
Remarquons que, dans un contexte quantique, ce volume dans l'espace des phases est exprimé différemment.

Nous avons ainsi éliminé toutes les coordonnées qui n'ont aucune importance en première approximation : le problème est réduit à ses éléments fondamentaux.

Physiquement, une particule change son énergie tout le temps - il y a des collisions avec d'autres particules, les parois etc..... Une particule donnée n'a pas d'endroit fixe dans l'espace des phases, même l'espace très dépouillé comme celle qui reste à la fin. Pourtant, l'état du gaz n'est pas déterminé par la position d'une particule toute seule dans l'espace de phases, mais par la distribution de l'ensemble de particules dans cet espace - si la distribution ne change pas au cours de temps, l'état du gaz est déterminé.

Considérons un intervalle d'énergie entre

E_j et $E_j + dE_j$



Divisons le en G_j petits intervalles. Si on dispose de N_j particules dans cet intervalle d'énergie, il va y avoir un certain nombre de façons Γ_j de les répartir dans les G_j sous-intervalles - par exemple, toutes dans la première sous-intervalle, toutes sauf une dans la première et l'autre dans la deuxième, etc.

A priori, à cause de l'agitation thermique, les particules peuvent être n'importe où dans l'espace de phases - et le sont. Pourtant si Γ_j n'est pas indépendante de l'énergie, certains intervalles d'énergie seront plus "populaires" que d'autres - si le nombre de façons de remplir l'intervalle j avec des particules est supérieur au nombre de façons de remplir l'intervalle $j + 1$, les particules (qui changent leurs énergies continuellement) vont apparaître plus souvent à j qu'à $j + 1$.

Il s'en suit que Γ_j nous indique la probabilité relative de trouver N_j particules dans l'intervalle $E_j \rightarrow E_j + dE_j$. Par conséquent, la probabilité Γ de trouver une répartition particulière de toutes les particules de gaz est donnée par :

$$\Gamma \propto \prod_j \Gamma_j$$

Γ est en général différent pour différentes répartitions. Il se trouve que dans beaucoup de cas réels, cette fonction possède un maximum; les valeurs de N_j qui donnent ce maximum nous indiquent alors l'état le plus probable du gaz - donc, si on a de la chance, l'état ^{qui} est généralement observé.

Le jeu est alors de trouver :

- 1) les valeurs de Γ_j pour les cas ayant un intérêt physique (gaz de particules, gaz de photons); ceci implique un calcul de combinatoire.
- 2) le produit $\prod_j \Gamma_j$ sur tout l'espace des phases (donc, toute la gamme d'énergie).
- 3) le maximum, sujet à certaines contraintes comme le nombre de particules, l'énergie globale etc.

Nous allons étudier 2 cas particuliers :

le gaz parfait et un gaz de photons.

Un peu de combinatoire

Considérons d'abord le nombre de façons de remplir G_j " cellules" avec N_j particules distinctes et identifiables. On a :
nombre de façons différentes de mettre la 1ère particule = G_j

" " " " 2ème " = $G_j + 1$

(parce-qu'on peut la mettre à gauche ou à droite)

nombre de façons de mettre N_j particules = $G_j (G_j + 1) \dots (G_j + N_j - 1)$

Or, si les particules sont identiques, il y a $N_j !$ répartitions identiques .

Donc, le nombre de façons différentes de répartir N_j particules dans G_j cellules est :

$$\begin{aligned} & \frac{G_j \cdots (G_j + N_j - 1)}{N_j !} \\ &= \frac{G_j \cdots (G_j + N_j - 1) \cdot (G_j - 1) !}{N_j ! (G_j - 1) !} \\ &= \frac{(G_j + N_j - 1) !}{N_j ! (G_j - 1) !} \end{aligned} \quad (1)$$

or, si

$$G_j \gg 1, \quad G_j \gg N_j :$$

$$G_j + 1 \approx G_j$$

⋮

$$G_j + N_j - 1 \approx G_j$$

d'où

$$\prod_j \approx \frac{G_j^{N_j}}{N_j !} \quad (2)$$

Gaz parfait

On suppose que :

- les particules sont identiques
- il y a beaucoup de particules
- le nombre d'états possibles Ω_j est très supérieur au nombre de particules N_j .

C'est donc la répartition (2) qui s'applique :

$$\Gamma_j = \frac{\Omega_j^{N_j}}{N_j!}$$

on a alors

$$\Gamma \propto \prod_j \Gamma_j$$

Pour la maximilisation, il se trouve commode d'utiliser $S = \log \Gamma$
(prendre le logarithme d'une fonction ne peut pas changer la position de son maximum) :

$$S = k \log \prod_j \Gamma_j \quad k \text{ étant une constante}$$

$$= k \sum (N_j \log \Omega_j - \log N_j!)$$

Comme $N_j \gg 1$, l'approximation de Stirling nous donne :

$$\log N_j! = N_j \log N_j - N_j$$

d'où

$$S = k \sum_j N_j \log \frac{\Omega_j}{N_j} + N$$

Il est commode de remplacer N_j par \bar{n}_j , le nombre moyen de particules par sous-intervalle - c'est à dire, la densité de particules dans l'espace de phases :

$$\bar{n}_j = N_j / G_j$$

d'où

$$S = k \log \sum G_j \bar{n}_j \log \frac{1}{\bar{n}_j} + N$$

Il faut maintenant trouver les valeurs de n_j qui " maximisent " S . Deux contraintes s'imposent :

Nombre total de particules = N

$$\begin{aligned} &= V \sum N_j \\ &= V \sum G_j \bar{n}_j \\ &= cte \end{aligned}$$

Energie totale

$$\begin{aligned} &= E \\ &= V \sum E_j N_j \\ &= V \sum E_j G_j \bar{n}_j \\ &= cte \end{aligned}$$

$$E_j = \frac{1}{2} m v^2$$

V = volume occupé par les particules

D'après la méthode des multiplicateurs de Lagrange, le maximum de S est défini par

$$\frac{\partial}{\partial \bar{n}_j} \left(\frac{S}{k} + \alpha N + \beta E \right) = 0 \quad \text{pour chaque } \bar{n}_j$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} \bar{n}_j &= e^{\alpha - \beta E_j} \\ &= A e^{-\beta E_j} \end{aligned}$$

La constante A est éliminée de la façon suivante.

Nous savons que \bar{n}_j est la densité de particules dans l'espace de phase à l'endroit E_j . Donc :

N_j = densité dans l'espace des phases X volume dans l'espace des phases

$$= \bar{n}_j \times 4\pi v^2 dv$$

Remarquons l'astuce par laquelle nous ^{avons} "discrétisé" l'espace des phases pour faire la combinatoire, et _^ "lissé" après pour identifier avec la physique.

On a alors :

$$\begin{aligned} N &= \sum N_j = V \int \bar{n}_j \times 4\pi v^2 dv \\ &= V \int A e^{-\beta m v^2 / 2} \times 4\pi v^2 dv \end{aligned}$$

d'où :

$$A = \frac{N}{V} \left(\frac{m\beta}{2\pi} \right)^{3/2}$$

Pour identifier la constante β , il convient de ramener la distribution que nous avons trouvée à une loi de physique connue : nous allons utiliser la loi de Boyle-Mariotte, et il faut alors exprimer la pression du gaz en termes de \bar{n}_j .

La pression P est, par définition, le flux d'impulsion par unité de surface :

N_j particules contribuent donc à la pression suivant les trois directions :

$$\begin{aligned} dP_{x,y,z} &= N_j \cdot m v_{x,y,z} \cdot v_{x,y,z} \\ &= N_j m v_{x,y,z}^2 \end{aligned}$$

La pression étant isotrope :

$$dP_x = dP_y = dP_z$$

De plus :

$$m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = m v^2$$

d'où

$$\begin{aligned} dP &= \frac{N_j}{3} \cdot m v^2 \\ &= \frac{N}{V} \cdot \frac{4\pi m}{3} \left(\frac{m\beta}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-mv^2\beta/2} v^4 dv \end{aligned}$$

En intégrant on trouve :

$$P = \frac{N}{V} \cdot \frac{1}{\beta}$$

Or, on sait par expérience que :

$$P = \frac{N}{V} k T$$

où :

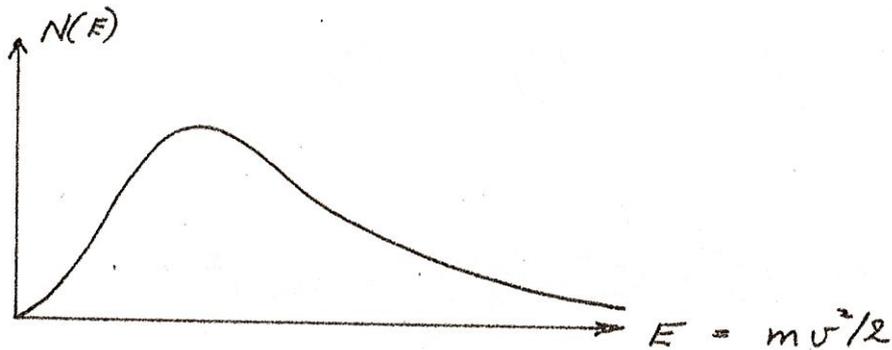
K est la constante de Boltzmann, T est la température thermodynamique.

On conclut que β peut être identifié avec $1/kT$

Donc, finalement :

$$\bar{n}_j = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} \cdot 4\pi v^2 dv$$

On reconnaît la distribution de Maxwell-Boltzmann



On peut trouver deux autres relations utiles :

Energie moyenne par particule

$$\begin{aligned} &= \bar{E}_j \\ &= \frac{m \overline{v^2}}{2} \\ &= \frac{m}{2} \int \bar{n}_j v^2 / (N/V) = \frac{3}{2} k T \end{aligned}$$

Nous voyons ainsi confirmée l'idée intuitive que la température est liée en quelque sorte à l'énergie cinétique des particules. Tout de même, on remarque que cela n'est pas vrai si le gaz ne vérifie pas la distribution de Maxwell-Boltzmann : c'est à dire, si les conditions que nous avons supposées au départ ne sont pas vérifiées. Une condition "cachée" est l'existence d'un maximum stable de S , ce qui implique un système en équilibre. Si le gaz n'est pas en équilibre thermodynamique, la notion de "température" perd son sens : pourtant il existe toujours une énergie cinétique !

Si toutes les conditions sont vérifiées :

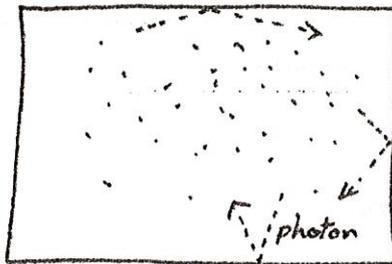
$$\begin{aligned} PV &= NKT \\ &= \frac{2}{3} N \bar{E}_j \end{aligned}$$

d'où :

$$P = \frac{2}{3} \frac{N \bar{E}_j}{V}$$
$$= \frac{2}{3} \times \text{densité de l'énergie}$$

Cette relation est très utile : on en trouvera une autre, très semblable, pour le cas d'un gaz de photons.

Le rayonnement-gaz de photons



Considérons une enceinte fermée avec des parois parfaitement réfléchissantes contenant un peu de matière et du rayonnement. Dans l'esprit de la mécanique quantique, nous pouvons considérer que l'enceinte contient un "gaz" de photons, d'impulsions $h \nu / c$.

Les photons n'interagissent pas; pourtant, en mettant de la matière, on provoque des interactions photons-matière qui, du point de vue de la description statistique, jouent le rôle d'interactions photon-photon. On peut alors appliquer l'analyse statistique pour trouver l'état du système, tout en se souvenant que l'équilibre se rapporte à la matière avec laquelle les photons interagissent.

Les photons sont des bosons. On suppose que :

- les photons sont identiques
- un nombre de photons quelconques peut être dans un état donné.
- le nombre de photons est très grand, sans être nécessairement supérieur à G_j .

Dans ce cas le combinatoire nous donne (relation (I)) :

$$\Gamma_j = \frac{(G_j + N_j - 1)!}{(G_j - 1)! N_j!}$$

et

$$S = k \log \prod_j \Gamma_j$$

En négligeant 1 devant G_j et en appliquant l'approximation de Stirling :

$$S = k \sum [G_j (1 + \bar{n}_j) \log (1 + \bar{n}_j) - \bar{n}_j \log \bar{n}_j]$$

Dans le cas du rayonnement, le nombre de photons n'est pas constant; la seule contrainte est sur l'énergie :

Energie totale = E

$$\begin{aligned} &= V \sum E_j N_j \\ &= V \sum \bar{n}_j E_j G_j \end{aligned}$$

Le maximum de S est trouvé comme avant : on trouve :

$$\bar{n}_j = 1 / [e^{\beta E_j} - 1]$$

Pour identifier β , on remarque que pour $n_j \ll 1$, on peut négliger 1 devant $e^{\beta E_j}$, ce qui donne :

$$\bar{n}_j \approx e^{-\beta E_j}$$

On reconnaît la forme de l'équation de Maxwell-Boltzmann; en effet, $\bar{n}_j \ll 1$ définit précisément les conditions où cette relation est vérifiée. Par conséquent, on peut identifier β avec $1/KT$, où la température T est la température de la matière avec laquelle les photons sont en équilibre. On a alors :

$$\bar{n}_j = 1 / [e^{E_j/KT} - 1]$$

Dans le cas du rayonnement, on n'a pas l'habitude de considérer la distribution des photons : il est souvent plus commode de mesurer la distribution de la densité de l'énergie; de plus, il est plus raisonnable d'exprimer les grandeurs en termes de ^{la} quantité de mouvement q plutôt qu'en termes des vitesses. Sous cette forme :

$$N_j(q) \propto \bar{n}_j \times 4\pi q^2 dq$$

La relation est exprimée sous forme d'une proportionnalité, car la mécanique quantique fait intervenir quelques constantes supplémentaires.

Or :

$$q = h\nu/c$$

d'où

$$N_j(\nu) \propto \bar{n}_j \cdot \nu^2 d\nu$$

La densité d'énergie entre ν et $\nu + d\nu = dE_\nu =$ énergie d'un photon \times densité des photons

$$\propto \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

On reconnaît la distribution de Planck pour un corps noir.

On remarque encore une fois que cette distribution n'est valable qu'à l'équilibre statistique. On ne permet alors ni accroissement ni diminution de l'énergie et, en particulier, l'énergie ne doit pas quitter l'enceinte; autrement dit, un vrai corps noir qui vérifie exactement l'équation de Planck n'est pas observable.

Toutefois, il est souvent très commode d'assimiler certains objets à un corps noir; l'approximation peut être considérée bonne quand :

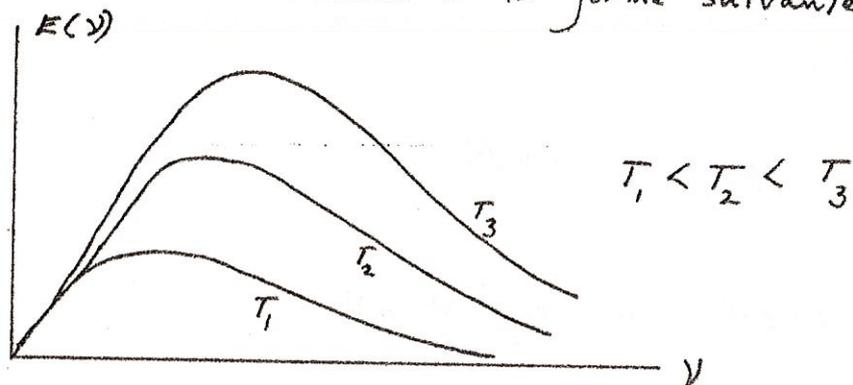
- la quantité de rayonnement émis est petite devant la quantité "piégée" à l'intérieur.

- les photons subissent beaucoup de collisions avec la matière avant de sortir.

On considère ainsi que les étoiles sont des corps noirs (malgré la contradiction linguistique et physique !) : on se sert souvent de la loi de Planck pour déterminer leurs températures superficielles.

Si l'on pouvait observer les photons de l'intérieur de l'enceinte, on verrait une distribution de Planck : cette notion trouve une application très importante dans la cosmologie, où l'on assimile l'Univers dans son ensemble à une enceinte fermée.

La distribution de Planck a la forme suivante :



Elles est paramétrée en termes de température. Par différentiation, on trouve aisément que le maximum de la distribution se trouve à une fréquence ν_{\max} :

$$\nu_{\max} \propto T$$

On reconnaît la loi de Wien.

L'énergie totale rayonnée sur toutes les fréquences est donnée par :

$$E \propto \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

en mettant

$$u = \frac{h\nu}{kT}$$

on trouve :

$$E \propto T^4 \int_0^{\infty} \frac{u^3 du}{e^u - 1}$$
$$\propto T^4$$

On reconnait la loi de Stefan.

Si on applique la loi de Stefan au rayonnement émis à la surface d'un corps incandescent, on trouve :

$$E = A \sigma T^4$$

où

$$A = \text{surface du corps en cm}^2$$

$$\sigma = \text{constante de Stefan}$$

$$= 5.669 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$$

Les photons transportent une quantité de mouvement.

Par conséquent, comme dans le cas d'un gaz de particules, une pression est exercée sur les parois de l'enceinte; on montre par un calcul analogue que :

$$dP = \frac{2c}{3} N_j$$

$$= \frac{h\nu}{3} N_j$$

Donc :

$$P \propto \frac{1}{3} \int \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

$$\propto \frac{T^4}{3}$$

On voit aussi que :

$$P = \frac{\overline{E}}{3}$$

Dernière remarque concernant l'utilité des équations de Maxwell-Boltzmann et de Planck

Considérons un gaz dense émettant du rayonnement. Nous pouvons en principe déterminer sa "température" de deux façons différentes :

a) en faisant une analyse microscopique des mouvements des atomes, nous pourrions dresser la distribution de vitesses : ensuite nous pouvons trouver la valeur de T qui donne un meilleur accord des observations avec la distribution de Maxwell-Boltzmann.

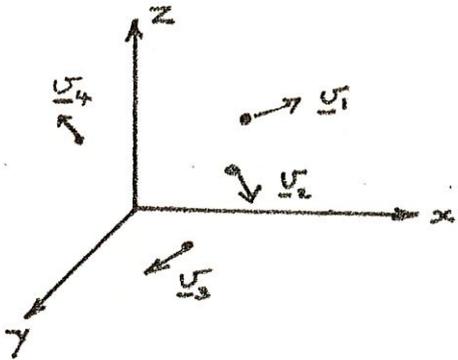
b) nous pourrions faire faire une décomposition spectrale du rayonnement, et trouver la valeur de T qui donne un meilleur accord avec la loi de Planck.

Dans un monde idéal, les deux valeurs seraient identiques, et nous pourrions par la suite utiliser cette valeur de température dans des calculs très savants de l'état physique du gaz.

Mais le monde est imparfait : en général les deux valeurs sont plus ou moins différentes, selon l'écart du système des conditions supposées pour le calcul.

Quelle valeur utilise-t-on dans les calculs savants ? Voici un des problèmes de l'astrophysique moderne.

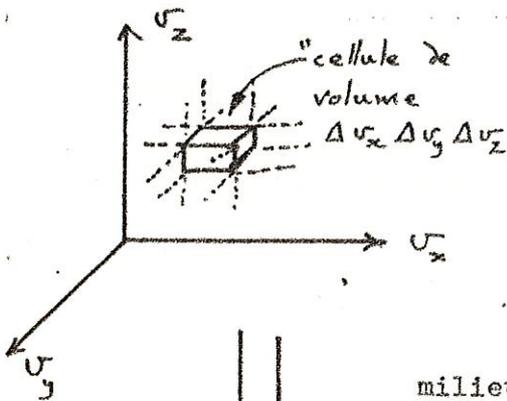
RESUME DU PROBLEME GENERAL



Problème de départ: •
trouver la distribution des
particules - $N(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$



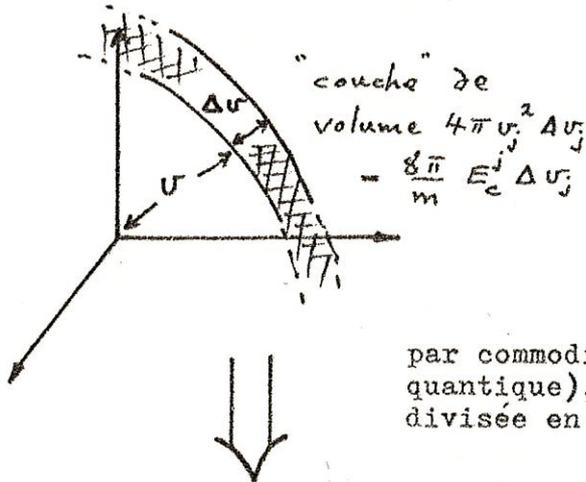
pas de gravitation
- élimination des coordonnées spatiales



problème simplifié:
trouver le nombre de particules N_j
dans chaque "cellule"

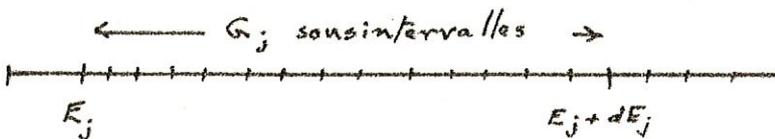


milieu isotrope:
transformation du problème en coordonnées sphériques



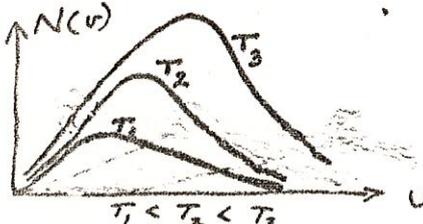
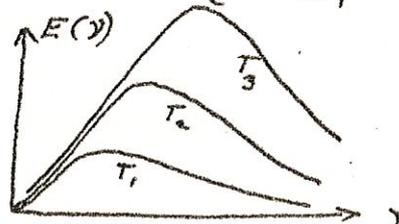
nouveau problème:
trouver la distribution $N_j(E_c^j)$ pour
chaque couche j

par commodité du calcul (par nécessité, dans un contexte
quantique), chaque intervalle d'énergie E_j, E_j+dE_j
divisée en sousintervalles



problème final:
trouver la population la plus probable de
 N_j particules dans G_j intervalles, pour tout j simultanément

RESUME MAXWELL-BOLTZMANN ET PLANCK

Maxwell-Boltzmann	Planck	
particules identiques dans une enceinte fermée	photons dans une enceinte fermée avec un peu de matière	configuratn. hypothq.
équilibre	photons en équilibre avec matière	état
$\bar{n}_j \propto \beta^{3/2} e^{-\beta E_j}$	$\bar{n}_j = \frac{1}{e^{\beta E_j} - 1}$	densité en espace des phases
par comparaison avec une loi phénoménologique; par ex. $PV = NKT$ \Downarrow $\beta = \frac{1}{KT}$	par comparaison avec Maxwell-B. pour un gaz de photons très dilué \Downarrow $\beta = \frac{1}{KT}$ avec T = température de la matière	identific. de β
nombre de particules par unité de volume ayant vitesses entre v et v+dv: $N(v) = \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} e^{-m v^2 / 2KT} \cdot 4\pi v^2 dv$  $T_1 < T_2 < T_3$ N est max. à une temp. T donnée quand: $\frac{m v^2}{2} (N_{max}) \propto T$ ou: $E_{C_{max}} \propto T$	énergie entre la fréquence ν et la fréquence $\nu+d\nu$ par cm^2 $E(\nu) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/KT} - 1}$  $T_1 < T_2 < T_3$ E est max à une temp. donnée quand: $h\nu(E_{max}) \propto T$ ou: $\lambda(E_{max}) \propto T$	forme de la loi
énergie moyenne par particule $= \frac{3}{2} KT$ ----- $P = \frac{2}{3} \times \text{densité d'énergie}$	énergie totale rayonnée par une surface A $= A\sigma T^4$ ----- $P = \frac{1}{3} \times \text{densité d'énergie}$	relations utiles