
LP18 : PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT

Niveau

Commentaires du jury

- 2017 : La leçon ne peut se limiter à la présentation d'un unique phénomène de transport.
- 2016 : Les analogies et différences entre les phénomènes de transport doivent être soulignées tout en évitant de dresser un simple catalogue.
- 2015 : Les liens et les limites des analogies entre divers domaines doivent être connus.
- 2013 : [À propos du nouveau titre] Le candidat développera sa leçon à partir d'un exemple de son choix.

Bibliographie

- Dictionnaire de physique expérimentale tome 2 thermodynamique et application Dommini et Quaranta page 460

pré-requis

Expériences

—

Table des matières

1	Transport d'une grandeur conservée	2
1.1	Cadre	2
1.2	Quantité conservé et Vecteur densité de courant	2
1.3	Équation de conservation	3
2	Phénomène de diffusion	3
2.1	Diffusion de particule : loi de fick	3
2.2	Equation de diffusion et autre phénomènes diffusif	4
2.3	Résolution de l'équation de diffusion	4
2.4	Diffusion et irréversibilité	5
2.5	Modèle microscopique	5
3	Compétition et couplage entre différents phénomène de transport	6
3.1	Couplage entre convection et diffusion	6
3.2	Instabilité de Rayleigh Benard	6
3.3	Bonus : Double diffusion (pour le style)	7
4	Questions	8
4.1	Remarques	9

Introduction

Un phénomène de transport est un phénomène irréversible durant lequel une grandeur physique est transportée, ayant pour origine l'hétérogénéité d'une grandeur intensive. Plus simplement, c'est ce qu'il se passe lorsque la température d'un corps, une concentration,... s'homogénéise au cours du temps.

1 Transport d'une grandeur conservée

1.1 Cadre

Les phénomènes de transports sortent du cadre de la thermodynamique à l'équilibre. Cependant pour pouvoir étudier ces phénomènes de transport, nous allons nous placer à l'**équilibre thermodynamique local**. Pour comprendre, considérons la météo. On nous donne des valeurs de pression et de température, mais l'ensemble du système n'est pas à l'équilibre. Pourtant nous sommes d'accord pour dire qu'il existe une échelle (typiquement celle de la ville) où je peux définir la température moyenne assez clairement. A une autre échelle si je met du sucre dans mon café, je ne peux pas définir la densité volumique de sucre dans mon café dans la mesure où elle n'est pas homogène. Cependant, si je regarde plus localement je peux définir des sous-systèmes dans lesquelles je peux définir une densité volumique en sucre.

L'idée de ces deux exemples et d'arriver à la définition suivante :

On dit qu'un système est à l'équilibre thermodynamique local si on peut définir des sous-systèmes de tailles mésoscopiques qui sont à l'équilibre thermodynamique (c'est à dire que l'on peut définir à leurs échelles toutes les grandeurs thermodynamiques telles que la température ou la pression, cependant il n'est bien entendu pas forcément en équilibre avec son environnement, ce que cela signifie, c'est que si on isole le sous-système brutalement, alors il est à l'équilibre). La condition sur la taille de ses sous-systèmes est :

$$l_P \ll d \ll L$$

Avec l_P le libre parcours moyen, d la taille du sous-système et L la taille du système globale.

Pour que cela soit vérifié, il faut qu'il y ait séparation d'échelle :

- Temporelle : temps d'évolution des grandeurs » temps de relaxation vers l'équilibre (10^{-9} s pour un GP)
- Spatial : Échelle de variation spatiale » libre parcours moyen. (68nm pour un GP)

Muni de cette définition, nous allons pouvoir caractériser les phénomènes de transport.

1.2 Quantité conservée et Vecteur densité de courant

On s'intéresse dans la suite à des grandeurs conservées, c'est à dire des grandeurs extensives constantes pour un système isolé : Si il y a une variation de ses grandeurs c'est qu'elle ont été échangées. Pour être moins abstrait, ces grandeurs sont par exemple l'énergie dans les transports de chaleur, les particules de matière dans la diffusion de particule, la charge dans la conduction électrique. (Voir définition dans Dictionnaire de physique expérimentale tome 2 thermodynamique et application Dommini et Quaranta page 460).

Donc si la variation des quantités conservées provient d'un échange, il nous faut pouvoir caractériser cet échange.

Pour que cela soit plus concret nous allons raisonner sur des particules, par exemple de l'encre

Goutte d'encre dans un verre d'eau

On note $n(\vec{r}, t)$ la densité particulaire. On considère un domaine Σ délimité par une surface S . Le flux de particule $d\phi_n$ qui traverse la surface dS est :

$$d\phi_n(\vec{r}, t) = \vec{j}_n(\vec{r}, t) dS$$

Ici les surfaces sont orientées vers l'extérieur. (faire un schéma) Cette expression définit le vecteur densité de courant (ici de particule). C'est le nombre de particule qui traverse la surface dS par unité de temps.

C'est une quantité algébrique. Elle s'exprime en $s^{-1}.m^{-2}$ dans notre exemple. Cependant on comprend aisément que cette grandeur se généralise à d'autres flux. Par exemple on peut définir le vecteur densité de courant de charge $\vec{j}_e$ qui s'exprimera alors en $A.m^{-2}$.

1.3 Équation de conservation

On considère le volume Σ et on fait le bilan des particules qu'il contient $N(t)$:

$$N(t) = \int \int \int_V n(\vec{r}, t) dV$$
$$N(t + dt) = \int \int \int_V n(\vec{r}, t + dt) dV$$

Donc en faisant un DL nous avons :

$$N(t + dt) - N(t) = \int \int \int_V \frac{\partial n}{\partial t}(\vec{r}, t) dt dV$$

Or la variation de la quantité de particule correspond à ce qui est sortie du volume donc :

$$N(t + dt) - N(t) = - \phi_{int \rightarrow ext} dt$$
$$= - \int \int_S d\phi dt = - \int \int_S \vec{j}_n(\vec{r}, t) dS dt = - \int \int \int_V \nabla \cdot \vec{j}_n(\vec{r}, t) dV dt$$

On a utilisé Green Ostrogradski. Attention ne pas oublier les ronds sur les intégrales de surface (fermé) je sais juste pas les faire en latex. On a donc une égalité qui est vraie pour tout volume mésoscopique, donc

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j}_n = 0$$

Ceci est vrai pour un milieu à l'arrêt. Pour un milieu en mouvement, on peut généraliser cette équation en remplaçant la dérivée temporelle par une particulaire :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) n + \nabla \cdot \vec{j}_n = 0$$

C'est alors une équation d'advection diffusion.

Pour mieux comprendre, l'advection correspond au déplacement des nuages et la diffusion à la tache d'encre. Ou encore une casserole remplie d'eau, la chaleur se propage dans le métal de la casserole par diffusion et dans l'eau en faisant des rouleaux par advection ou convection.

On peut encore rajouter un terme source et on obtient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) n + \nabla \cdot \vec{j}_n = \sigma$$

C'est une équation très générale qui peut s'appliquer à toute grandeur conservée.

Transition

C'est très bien mais c'est pas encore très appliqué parce que l'on ne connaît pas ce que vaut le courant de déplacement.

2 Phénomène de diffusion

La diffusion est le mode de transport sans déplacement globale $\vec{v} = \vec{0}$

2.1 Diffusion de particule : loi de Fick

On reprend notre exemple des particules dans le cas de la goutte d'encre par exemple. Expérimentalement, on observe que la diffusion a lieu quand il y a une inhomogénéité spatiale de concentration et que la diffusion tend à l'effacer. Fick (1855) propose alors une loi phénoménologique :

$$\vec{j}_n = -D \nabla n$$

		T (°C)	D (cm ² s ⁻¹)
Gaz (pression atmosphérique)	Hydrogène dans l'air	25	0,63
		400	3,24
	Vapeur d'eau dans l'air	25	0,24
		400	1,13
Liquides	Dioxyde de carbone dans l'eau	25	1,6 . 10 ⁻⁵
	Éthanol dans l'eau	25	1,2 . 10 ⁻⁵
	Éthanol dans le benzène	25	3,0 . 10 ⁻⁵
	Cuivre dans l'aluminium fondu	700	7,2 . 10 ⁻⁵
	Or dans l'argent fondu	980	2,5 . 10 ⁻⁵

FIGURE 1 – DIU p481

D est appelé coefficient de diffusion. On remarque que le coefficient n'est pas le même en fonction de la température. Ceci est du à l'agitation thermique, qui accélère le processus de diffusion.

Cette loi est une approximation. Elle marche dans un domaine restreint. Notamment le fait que D soit indépendant de n est une hypothèse forte qui n'est pas toujours vérifiée.

Transition

Maintenant que l'on a j_n on peut voir ce que ça donne dans notre équation de conservation

2.2 Equation de diffusion et autre phénomènes diffusif

On obtient alors l'équation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n$$

C'est une équation de diffusion.

Pour pouvoir la résoudre il faut CI et CL. Le fait qu'on est une dérivé par rapport au temps d'ordre 1 traduit dans cette équation d'irréversibilité du phénomène (si $n(\vec{r}, t)$ est solution, $n(\vec{r}, -t)$ ne l'est pas ! Une analyse dimensionnelle nous permet de construire : $L = \sqrt{Dt}$. Si les particules sont initialement à l'origine, la largeur de la distribution ira comme $\sqrt{t}$.

Dans une tasse de café $\delta = 5$ cm, avec $D = 5 \cdot 10^{10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, on doit attendre $t = \delta^2 D = 58$ jours. Il vaut mieux touiller !! Et en vrai sinon plein de vibration autre peuvent augmenter la vitesse du phénomène.

	Diffusion de particules	Diffusion thermique	Diffusion de quantité de matière	Conduction électronique
Équation de conservation locale	$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_n = 0$	$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_Q = 0$	$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \text{div} \left(\frac{d\vec{F}_t}{ds} \right) = 0$	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_e = 0$
Loi de réponse linéaire	$\vec{j}_n = -D \overrightarrow{\text{grad} n}$ Loi de Fick	$\vec{j}_Q = -\kappa \overrightarrow{\text{grad} T}$ Loi de Fourier	$\frac{d\vec{F}_t}{ds} = -\eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \vec{e}_x$ Loi de Newton	$\vec{j}_e = -\sigma \overrightarrow{\text{grad} V}$ Loi d'Ohm
Coefficient de Transport	D (m ² /s) Diffusivité	κ (W/m/K) Conductivité thermique	η (Pa.s) Viscosité dynamique	σ (S/m) Conductivité électrique
Coefficient de diffusion	D (m ² /s)	$D_{th} = \kappa / \rho c$ (m ² /s)	$\nu = \eta / \rho$ (m ² /s)	
Équation de diffusion	$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n$	$\frac{\partial T}{\partial t} = D_{th} \Delta T$	$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \nu \Delta \vec{v}$	

FIGURE 2 – Bilan dans d'autres domaines

2.3 Résolution de l'équation de diffusion

Résolution bourrin ou... code!

2.4 Diffusion et irréversibilité

La diffusion est un phénomène qui tend à l'homogénéisation de grandeurs dans l'espace : une fois l'homogénéisation réalisée, on ne s'attend pas à ce que la grandeur redevienne macroscopiquement inhomogène. Le phénomène est irréversible.

On va montrer dans cette section que la diffusion thermique s'accompagne nécessairement d'une augmentation de l'entropie. On considère une tige de section S , de longueur L . On repère une position dans la tige par son abscisse x . En $x = 0$, la tige est portée à la température T_1 , et en $x = L$, elle est portée à la température T_2 . En régime stationnaire, le profil de température est linéaire.

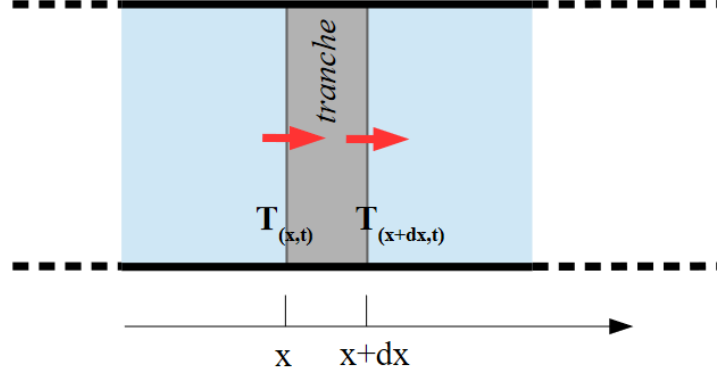


FIGURE 3

On va effectuer un bilan d'entropie dans la tranche de largeur dx . Le flux d'entropie entrant et sortant de la tranche sera lié à l'énergie interne : on commence par faire le bilan d'énergie interne.

Comme on l'a déjà vu, $j_Q(x) = j_Q(x + dx)$ (si on l'a pas déjà vu, on fait un bilan : variation = ce qui rentre - ce qui sort et rien n'est créé. Pas de variation en RS, donc ce qui rentre = ce qui sort...)

Bilan d'entropie :

Il faut prendre en compte un terme de création d'entropie volumique par unité de temps, $\sigma(x, t)$ tel que l'entropie créée dans le volume Sdx situé à l'abscisse x pendant dt s'écrit : $\delta^2 S_{\text{créée}} = \sigma(x, t) dx S dt$.

Alors en régime stationnaire, la variation d'entropie pendant dt s'écrit :

$$d^2 S = j_S(x) S dt - j_S S dt + \sigma(x) dt dx S$$

L'entropie entrante est, par nature, de l'entropie échangée : on écrit : $j_S(x) = \frac{j_Q}{T(x)}$, d'où :

$$d^2 S = j_Q (1/T(x) - 1/T(x + dx)) S dt + \sigma(x) dt dx S$$

Enfin, en régime stationnaire, $d^2 S = dS(t + dt) - dS(t) = 0$: la transformation de la tranche est isentropique. Attention ! Ca n'est pas une adiabatique réversible, c'est uniquement lié au fait que l'entropie créée est compensée par un départ d'entropie.

On en déduit l'expression de $\sigma(x)$:

$$\sigma(x) = -j_Q \frac{1}{T^2(x)} \frac{dT}{dx}$$

On utilise enfin la loi de Fourier : $j_Q = -\kappa \frac{dT}{dx}$, donc :

$$\sigma(x) = \kappa \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 \frac{1}{T^2(x)}$$

L'entropie créée par unité de volume est bien positive, et par ailleurs indépendante du signe du gradient de température.

2.5 Modèle microscopique

Aller voir ici pour un modèle simple.

3 Competition et couplage entre différents phénomènes de transport

On s'est intéressé principalement au transport diffusif. Mais on a vu que l'équation dans le cas général comportait aussi un terme d'advection. C'était bien pratique de ne pas le prendre en compte parce qu'il n'était pas linéaire, mais il existe des phénomènes dont la dynamique est régie par la convection.

3.1 Couplage entre convection et diffusion

Pour savoir s'il faut prendre en compte l'advection de la grandeur G , on raisonne en terme d'ordre de grandeur. On regarde à quel point le phénomène de convection est important devant celui de diffusion grâce au rapport :

$$\frac{\text{advection}}{\text{diffusion}} = \frac{(\vec{v} \cdot \nabla)G}{D\Delta G}$$

Pour la diffusion thermique, le nombre obtenu est le nombre de Péclet (thermique) : $P_e = \frac{UL}{D_{th}}$

On considère souvent que dès que l'on a un mouvement du milieu, c'est la convection qui domine. Par exemple pour qu'un colorant remplisse un verre uniquement par diffusion, il faut bien attendre au moins une heure... Alors que si on mélange même très légèrement, le colorant s'homogénéise déjà très vite. Ainsi, la diffusion est un processus difficile à étudier proprement... Pour s'affranchir totalement de la convection, il faut prendre beaucoup de précautions (taille des tubes / récipients, utilisation de milieux visqueux, absence de vibrations...) (DIU page 482)

Dans le cas de la diffusion/convection de quantité de mouvement, c'est... El famoso nombre de Reynolds! $\mathcal{R}_e = \frac{UL}{\nu}$

Et pour la diffusion/convection de particules, c'est encore un Péclet, dit massique : $P_e = \frac{UL}{D_{part}}$

Le nombre de Prandtl caractérise les couches limites thermique et visqueuse. En effet la couche limite visqueuse va comme $\delta_v = \sqrt{\frac{\nu x}{U}}$ et la thermique comme $\delta_q = \sqrt{\frac{Dx}{v_{lim}}}$

$$P_r = \frac{\nu}{D}$$

— Si $P_r \ll 1$, $v_{lim} = U$ c'est la couche limite thermique qui domine.

— si $P_r \gg 1$, $v_{lim} = \frac{\delta_q}{\delta_v} U$ c'est la couche limite visqueuse qui domine et on a $\left(\frac{\delta_q}{\delta_v}\right)^3 = 1/P_r$

Cette dernière formule est intéressante puisqu'elle nous dit que pour des nombres de Prandtl voisins de 1 (comme c'est le cas pour l'air), les deux couches limites sont en gros de la même épaisseur, et la couche limite thermique est "piégée" dans la couche limite visqueuse. Ainsi, pour refroidir mon assiette de soupe, je veux réduire la couche limite thermique, et pour cela il me suffit de réduire la couche limite visqueuse (puisque l'une agit sur l'autre), ce que je fais en soufflant sur ma soupe.

3.2 Instabilité de Rayleigh Benard

Le principe est le suivant : On considère un fluide entre deux plaques. La plaque du bas est chauffée à $T_1 = T_0 + \Delta T/2$ et la plaque du haut est à $T_2 = T_0 - \Delta T/2$. On impose ainsi un gradient de température. On se demande quelle va être le comportement du système.

Analyse qualitative de la situation : Comme le fluide est chauffé par le bas, il va se dilater. On va alors avoir un profil de masse volumique ρ croissant avec z . On suppose que le profil de masse volumique est linéaire avec la température : $\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0))$ ¹. Si on considère un élément de fluide à une altitude z , de masse volumique $\rho(z)$ alors si on le déplace de dz vers le haut (par exemple du à des fluctuations thermiques), il est alors poussé encore plus vers le haut à cause de la poussée d'Archimède car $\rho(z + dz) > \rho(z)$. On a donc une compétition entre la viscosité (coefficient de diffusion de quantité de mouvement) et la diffusion thermique. D'un côté, si le fluide est très visqueux alors l'élément de volume sera thermalisé très vite et on ne va pas voir l'instabilité apparaître. Mais de l'autre si la viscosité est faible devant le temps de diffusion thermique alors on va voir l'instabilité.

La force qui pousse notre élément de volume vers le haut est la poussée d'Archimède $f_A = (\rho(z + dz) - \rho(z))g\vec{e}_z = \frac{\partial}{\partial \rho} \rho g dz \vec{e}_z$. Si on utilise en plus la loi d'évolution de la masse volumique que l'on s'est donnée, on a : $f_A = -\rho \alpha g dT \vec{e}_z$. On peut alors évaluer le temps caractéristique τ_a nécessaire à une goutte chaude pour s'élever : En ordre de grandeur,

1. α est le coefficient de dilatation thermique à pression constante

L'étude scientifique de la convection commence avec les expériences de Bénard en 1905, et une première analyse théorique en est faite en 1916 par Rayleigh, avec *conditions de surface libre*; c'est cette analyse, plus simple à traiter, qui est proposée dans l'exercice. Une analyse avec *conditions de surface rigide* a été proposée en 1940 par Pellew et Southwell, et conduit à des résultats bien confirmés par l'expérience.

Le dispositif expérimental typique est schématisé ci-dessous :

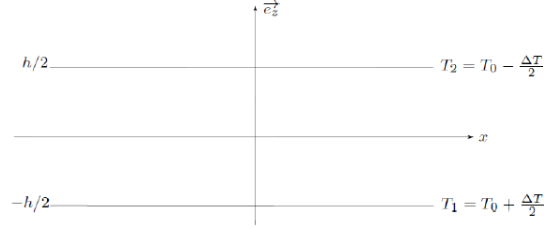


FIGURE 1: Dispositif expérimental.

Le fluide est confiné en haut et en bas entre deux plaques planes, distantes de h , rigides et très bonnes conductrices de la chaleur. la plaque supérieure, d'équation $z = h/2$, est à la température T_2 et la plaque inférieure est à la température $T_1 > T_2$. Pour la théorie, on supposera les plaques infinies.

FIGURE 4 – Fascicule de TD M1

si la particule de fluide se déplace à la vitesse $v = h/\tau_A$, alors en utilisant le théorème de l'énergie cinétique : $\rho \frac{v^2}{\tau_a} = f_a v$. Ce qui revient à écrire :

$$\tau_a = \sqrt{\frac{h}{\alpha g \Delta T}}$$

Ceci correspond au moteur de la convection (de l'instabilité). Pour savoir si il y a convection ou non on forme de nombre de Rayleigh :

$$R_a = \frac{\tau_v \tau_q}{\tau_a^2}$$

Il compare le moteur de la convection (la poussée d'archimède) et les freins (les phénomènes diffusifs). $\tau_v = h^2/\eta$ et $\tau_q = h^2/\kappa$

$$R_a = \frac{g \alpha \Delta T h^3}{\nu \kappa}$$

Si $R_a \ll 1$ les effets dissipatifs l'emporte et sinon un mouvement de convection apparaît. Il va alors y avoir des rouleaux de convection. Le rayleigh critique est de l'ordre de 1700.

3.3 Bonus : Double diffusion (pour le style)

Dans l'océan, quand on a un fluide stratifié d'eau salé chaude sur de l'eau douce froide, il y a de la double diffusion de chaleur et de particule. C'est un moteur important du mélange océanique.

Conclusion

Nous avons défini ce qu'était un phénomène de transport et comment on pouvait obtenir l'équation d'évolution de quantité conservée à partir d'un bilan. Nous avons détaillé le cas de la diffusion et observé que c'était un cadre très large. Enfin nous avons vu qu'il existe d'autres modes de transports, comme la convection.

Il existe aussi du rayonnement dont on a pas parlé ici.

Nous avons utilisé des équations phénoménologiques pour les densités de courant, il est possible de les obtenir avec des modèles microscopiques (Langevin Einstein ou Drude pour la conduction dans les métaux)

4 Questions

- Pourquoi irréversible dans la définition de phénomène de transport ?
 - Parce que c'est la définition du dictionnaire de physique expérimentale, (et wikipédia) mais il est vrai que la convection n'est à priori pas irréversible. Par exemple un écoulement de couette cylindrique. Avec une grande viscosité on peut transporter la quantité de mouvement de manière réversible.
- Quelles sont les hypothèses pour pouvoir définir une température à l'échelle locale ?
 - Il faut pouvoir considérer que les autres sous systèmes puissent agir comme des réservoirs d'entropie, et il faut considérer que les interactions entre sous systèmes sont locales (c'est à dire qu'à la limite thermo, le rapport entre les termes volumique et surfacique des interactions tendent vers 0)
- Différence entre advection et convection ?
 - Aucune ! ou alors c'est pas claire... On peut dire que convection c'est libre et advection c'est forcé mécaniquement.
- La loi de Fick, pourquoi elle est satisfaisante et peut on avoir une approche théorique ?
 - Elle est satisfaisante car linéaire, traduit le sens des échanges (avec le signe -) et traduit la relation avec l'inhomogénéité d'une grandeur
 - On peut adopter un modèle microscopique pour la retrouver (type Langevin 1908)
- Diffusion de particule théorique en une date ?
 - 1905 avec Einstein
- Diffusion solide solide, on en voit dans la pratique ?
 - Heu... pas très appliqué, peut être de manière anecdotique pour les alliages et pour les bijoux plaqué ?
- Explication D_{gazliq} ?
 - Parler du libre parcourt moyen plus grand chez les gaz donc, on propage plus loin plus vite
- Si on met 2 masque plutôt qu'un, ça protège plus longtemps ?
 - Dans l'hypothèse qu'à travers le "poreux" qu'est notre masque ce soit uniquement diffusif, avec la loi d'échelle si L est multiplié par 2 le temps l'est par 4. Cependant l'humidité va sûrement jouer et le mode de transport des miasmes n'est pas claire (surtout qu'on respire dans les masques)
- Irréversibilité de Schrödinger ?
 - Si on fait $t \rightarrow -t$ dans Schrödinger on trouve une équation avec un moins du côté de la dérivée temporelle. C'est l'équation dont est solution le conjugué de la fonction d'onde. Donc comme on est "sensible physiquement" qu'à la norme au carré, Schrödinger est réversible. Il faut en réalité faire $t \rightarrow -t$ et passer au conjugué pour montrer l'irréversibilité en mécanique quantique en général, mais ici tout est réel dans la leçon donc bon ...
- Une autre équation avec dérivée première en temps ?
 - Si on fait l'équation des ondes électromagnétiques avec $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$
- Mon thé est chaud. Je veux le boire d'ici une minute mais je ne veux pas me brûler. Dois-je rajouter le lait au début ou à la fin de la minute ?
 - Il faut le rajouter à la fin, car comme cela pendant plus longtemps on a un fort gradient de température avec l'extérieur, ce qui augmente le flux sortant. En effet si on le met au début, comme le lait va mélanger, cela va vite s'homogénéiser mais ensuite, le gradient avec les bords sera plus faible ...
 - Il est à noter qu'un facteur déterminant ici est plutôt l'évaporation du thé qui diminue grandement la température. (il faut souffler)
- Dans la diffusion thermique quelle est la quantité conservée ?
 - L'énergie interne
- Pourquoi n'y a-t-il rien dans la dernière colonne de ton tableau ?
 - Parce que la conduction électrique c'est subtil.... Déjà en fonction de la jauge que l'on choisit c'est pas claire que l'on ait vraiment une inhomogénéité à homogénéiser. Ensuite, l'équation en utilisant l'équation de Poisson serait plus compliquée. L'idée est de montrer qu'il y a des ressemblances, mais ici c'est plus complexe.
- C'est quoi la différence en $\mathbf{j} = -D\nabla n$ et $\mathbf{j}_e = -\sigma \nabla V$?
 - V c'est pas la quantité sur laquelle on fait le bilan et le lien avec cette quantité n'est pas immédiate
- C'est quoi $\mathbf{j}$ pour la quantité de mouvement ?
 - C'est une contrainte. Dans un cadre générale c'est un tenseur.
- En utilisant uniquement la diffusion, est ce qu'on peut respirer les mêmes molécules que Jules César ?
 - Avec la diffusion uniquement, non, pas du tout... Il faut faire l'application numérique avec la loi d'échelle
- Niveau de la leçon et programmes classes prépa ? (Sylvio a présenté L2)
- Petit historique du mouvement Brownien

- 1827 Robert Brown : observation de grains de pollen
- En 1905, Albert Einstein donne une description quantitative du mouvement brownien et indique notamment que des mesures faites sur le mouvement permettent d'en déduire leur dimension moléculaire.
- 1909 : Jean Perrin, expériences qui lui permettent de calculer le nombre d'avogadro et qui lui valent le prix nobel.
- 1908 Langevin : modèle micro et statistique de la diffusion.
- De quelle mode de transfert thermique vous n'avez pas parler
 - Radiation
- Lien entre le bilan avec la dérivé particulaire et Navier Stokes
 - Navier stockes c'est aussi un bilan mais sur la quantité de mouvement. On sépare arifciellement la trace du tenseur ces contrainte pour donner le terme de pression, mais il est déjà dans le bilan.
- Tu connais d'autres nombre adimensionné ?

4.1 Remarques

- Trop long sur la partie I
- Attention aux petite remarques pour comblé le silence...
- Bravo pour la gestion de couleur (il faut y penser c'est apprécié)
- La manip est un peut éclaté... Peut être faire la diffusion de l'ammoniac ou les conductiscope.