

LP2020 - PHÉNOMÈNES DE DIFFUSION

12 Janvier 2021

Antoine Chauchat & Valentin Dorel

Niveau : L2

Bibliographie

✎ *Manips chimigéné**,

→

Prérequis

- Premier principe de la thermodynamique
- Loi d'Ohm locale
- Équation de Navier-Stokes

Expériences

- ☞ Goutte d'encre dans deux béchers remplis d'eau froide / chaude
- ☞ Conductisque

Table des matières

1	Diffusion de particules	2
1.1	Définitions	2
1.2	Conservation du nombre de particules et bilans	2
1.3	Loi phénoménologique de Fick (1855)	3
1.4	Équation de diffusion	4
2	Diffusion thermique	5
2.1	Établissement de l'équation de diffusion	5
2.2	Régime permanent - Résistance thermique	6
2.3	Régime variable - Profondeur de pénétration	8
3	Questions et commentaires	9
3.1	Questions	9
3.2	Commentaires	10

Introduction

La diffusion, notamment de particules est quelque chose qui nous paraît naturel : en effet lorsqu'on met une goutte d'encre dans un verre d'eau, l'encre diffuse jusqu'à occuper tout le verre au bout d'un certain temps. Cette simple observation nous permet déjà de donner quelques caractéristiques de la diffusion :

- C'est un phénomène irréversible
- C'est relativement lent

Dans cette leçon nous allons avoir ainsi plusieurs objectifs :

- Donner une définition du phénomène de diffusion
- En préciser les propriétés et caractéristiques qui lui sont propres
- Montrer que ce phénomène se retrouve dans plusieurs domaines de la physique
- Appliquer les équations trouvées à des cas concrets

Avant de passer à la première partie, on va déjà remplir un des objectifs énoncés en donnant une définition du phénomène de diffusion :

Diffusion : La diffusion d'une quantité est un phénomène de transport irréversible qui tend à l'homogénéisation de cette quantité. Ce transport se fait sans mouvement d'ensemble (la position du centre de masse du système est a priori constante dans le temps).

1 Diffusion de particules

On va donc ici s'intéresser au phénomène de diffusion de particules comme dans le cas de l'encre dans le verre d'eau. On va définir les grandeurs utiles à la description de ce phénomène.

1.1 Définitions

Soit n la densité de particules. Par définition le nombre dN de particules contenues dans un volume $d\tau$ est $dN = n d\tau$.

On définit le vecteur **densité de courant** $\vec{j}$ tel que le nombre de particules traversant une surface élémentaire $d\vec{S}$ pendant un temps dt est $dN = \vec{j} \cdot d\vec{S} dt$. Ce nombre est donc algébrique et dépend de l'orientation relative de la surface et du courant.

↓ À partir de ces définitions nous allons pouvoir étudier la diffusion de particules

1.2 Conservation du nombre de particules et bilans

Dans un premier temps plaçons nous dans un cas simple à une dimension. On considère un volume $d\tau$ compris entre les abscisses x et $x + dx$. Soit $n(x, t)$ la densité de particules et $\vec{j}(x, t)$ le vecteur densité de courant. Notre système est ouvert, le nombre de particules à l'intérieur ne se conserve pas mais son évolution peut nous être donné par un bilan :

À l'instant t il y a $dN(t) = n(t) d\tau$ particules, en $t + dt$ il y en a $dN(t + dt) = n(t + dt) d\tau$.

Le nombre de particules entrantes est $dN_e = j(x) dS dt$, de même le nombre de particules sortantes est $dN_s = j(x + dx) dS dt$.

La variation du nombre de particules dans notre système pendant dt est égale au nombre de particules entrantes moins le nombre de sortantes.

Ainsi :

$$dN(t + dt) - dN(t) = dN_e - dN_s \implies \frac{\partial n}{\partial t} d\tau dt = - \frac{\partial j}{\partial x} dS dx dt \quad (1)$$

$$\boxed{\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial j(x, t)}{\partial x} \quad (2)}$$

Cette équation relie la densité de particules et le flux. Il nous en faut une deuxième pour découpler ces grandeurs. Avant de voir cette deuxième équation, faisons le même bilan mais de façon générale à 3D.

Soit un système Σ de surface fermée S . On définit en tout point de S la surface élémentaire dS orientée **normale sortante**.

Bilan : Nombre de particules à un temps t : $N(t) = \iiint_{\Sigma} n(M, t) d\tau$. De même au temps $t + dt$.

Nombre de particules sortantes : $dN_s = \oint_S \vec{j} \cdot \vec{dS} dt$ Ce nombre de particules sortantes est algébrique et compte négativement les particules entrantes.

Par le théorème de Green-Ostrogradski on a :

$$\oint_S \vec{j} \cdot \vec{dS} dt = \iiint_{\Sigma} \operatorname{div}(\vec{j}) d\tau dt \quad (3)$$

Le bilan de particules nous donne $N(t + dt) - N(t) = -dN_s$ ainsi :

$$\iiint_{\Sigma} \left(\frac{\partial n(M, t)}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}(M, t) \right) d\tau dt = 0 \quad (4)$$

Ceci est vrai quelque soit le système Σ choisi, ce qui nous donne finalement l'analogie à 3D de l'équation précédente :

$$\frac{\partial n(M, t)}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}(M, t) = 0 \quad (5)$$

↓ Il nous faut maintenant une deuxième équation reliant flux et densité pour découpler ces grandeurs

1.3 Loi phénoménologique de Fick (1855)

Dans un milieu homogène et isotrope soumis à une répartition de particules **inhomogène**, il apparaît spontanément un vecteur densité de courant $\vec{j}(M, t)$ tel que :

$$\vec{j}(M, t) = -D \overrightarrow{\operatorname{grad}} n(M, t) \quad (6)$$

D est le *coefficient de diffusion* de l'espèce considérée dans le milieu support de la diffusion, il s'exprime en $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

Cette loi est empirique et basée sur des faits expérimentaux. Voici un ordre de grandeur de différents coefficients de diffusion à 25 °C.

Espèce diffusée	Milieu	$D(\text{m}^2 \text{s}^{-1})$
CO ₂	air	1.4×10^{-5}
H ₂	air	7.1×10^{-5}
O ₂	eau	1.8×10^{-9}
H ₂	eau	5×10^{-9}
Sucre	eau	5×10^{-10}
Bore	Silicium	5×10^{-17}
Aluminium	Cuivre	1.3×10^{-30}

TAB. 1 : Différents exemples de coefficients de diffusion

Comme on peut le voir ce coefficient peut prendre des valeurs très différentes, s'étalant sur 25 ordres de grandeurs.

↓ Armé de cette loi phénoménologique on peut maintenant découpler les équations



1.4 Équation de diffusion

On utilise nos deux équations :

$$\frac{\partial n(M, t)}{\partial t} + \text{div } \vec{j}(M, t) = 0 \quad \text{et} \quad \vec{j}(M, t) = -D \overrightarrow{\text{grad}} n(M, t) \quad (7)$$

On trouve ainsi :

$$\frac{\partial n(M, t)}{\partial t} = D \Delta n(M, t) \quad (8)$$

Propriétés :

- Équation linéaire du second ordre à coefficients constants
- Traduit l'irréversibilité du phénomène

En faisant une analyse en ordre de grandeur / dimensionnelle on peut en déduire la relation entre la longueur caractéristique δ et le temps caractéristique t , on a

$$\delta = \sqrt{Dt}. \quad (9)$$

Ordre de grandeur : Pour du sucre dans une tasse de café de longueur caractéristique $\delta \simeq 5$ cm, avec $D = 5.10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, on a $t = \frac{\delta^2}{D} \simeq 58$ jours.

Comme on l'avait dit c'est un phénomène lent ! Mieux vaut touiller son café plutôt que de compter sur la diffusion !

Comme on l'a vu précédemment le coefficient D dépend notamment de la température, ce que l'on va illustrer dans une petite expérience.



Diffusion de l'encre dans l'eau

📖 pas de livre de référence

⌚ 1 minute

On prépare un bécher rempli d'eau à température ambiante, un contenant de l'eau chauffée à la bouilloire. On met une goutte de colorant dans chacun d'entre eux. Celle qui tombe dans le bécher chaud se diffuse beaucoup plus rapidement que l'autre.

Le moteur de la diffusion est l'agitation thermique des particules.

Remarques :

- Dans certains cas, par exemple si on considère une réaction chimique ou nucléaire, on peut avoir un terme de création algébrique (source ou puits de particules) caractérisé par le taux volumique de création σ_c tel que dans un volume $d\tau$ pendant un temps dt il y a création (algébrique) de

$$dN = \sigma_c d\tau dt \quad (10)$$

σ_c s'exprime en m^{-3}/s

Dans ce cas la on peut réécrire l'équation de diffusion ainsi :

$$\frac{\partial n(M, t)}{\partial t} = D \Delta n(M, t) + \sigma_c \quad (11)$$

- En régime stationnaire et sans création, l'équation de diffusion devient :

$$\Delta n(M, t) = 0 \quad (12)$$

On retrouve l'équation de Laplace.

Résolution à 1D en régime stationnaire : Dans ce cas particulier on a donc $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0$. Avec des conditions aux limites $n(0) = n_0$ et $n(l) = n_l$ on trouve :

$$n(x) = n_0 + \frac{n_l - n_0}{l} x \quad \text{et} \quad \vec{j}(x) = -D \frac{n_l - n_0}{l} \vec{u}_x \quad (13)$$

Maintenant que l'on a bien compris le principe de la diffusion de particules, nous allons voir un cas parfaitement analogue : la diffusion thermique.

2 Diffusion thermique

2.1 Établissement de l'équation de diffusion

On va rétablir, en s'inspirant de ce qu'on vient de voir, l'équation de diffusion thermique.

On définit ainsi le **vecteur densité de courant thermique** $\vec{j}_Q$ tel que l'énergie thermique traversant une surface dS pendant dt est :

$$\delta Q = \vec{j}_Q \cdot \vec{dS} dt \quad (14)$$

$\vec{j}_Q$ s'exprime donc en $W m^{-2}$

On définit la capacité thermique massique du milieu tel que la variation d'énergie interne dU lors d'une variation de température dT est $dU = mc dT$.

On effectue un bilan d'énergie interne sur un système Σ de masse volumique ρ et de surface extérieure fermée S ne recevant pas de travail. La variation d'énergie interne entre t et $t + dt$ vaut :

$$U(t + dt) - U(t) = \iiint_{\Sigma} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} d\tau dt \quad (15)$$

Pendant dt l'énergie thermique sortante est :

$$Q_s = \oint_S \vec{j}_Q \cdot \vec{dS} dt = \iiint_{\Sigma} \text{div} \vec{j}_Q d\tau dt \quad (16)$$

Le bilan d'énergie interne nous donne :

$$\iiint_{\Sigma} \left(\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_Q \right) d\tau dt = 0 \quad (17)$$

Ceci est vrai quelque soit le système Σ considéré ainsi :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_Q = 0 \quad (18)$$

Historiquement la loi de Fick que l'on a vu dans la partie précédente a été établie par analogie avec la loi de Fourier qui elle a été établie en 1815 et que je vais maintenant vous présenter :

$$\vec{j}_Q = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \quad (19)$$

λ est la conductivité thermique du milieu, $\lambda > 0$ assure que le transfert thermique se fait bien des sources chaudes vers les sources froides.

On peut faire une analogie avec la loi d'Ohm locale en statique qui relie le courant surfacique avec la différence de potentiel, en notant γ la conductivité du milieu :

$$\vec{j} = -\gamma \overrightarrow{\text{grad}} V \quad (20)$$

En utilisant la loi de Fourier dans l'équation du bilan thermique on trouve l'équation de diffusion thermique :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T \quad (21)$$

qui peut se réécrire

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \Delta T \quad \text{avec} \quad D = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (22)$$

On a introduit D la *diffusivité du matériau*, on peut illustrer les différences de diffusivité avec un conductoscope.

☞ Comparaison des diffusivités de métaux à l'aide d'un conductisque

📖 pas de livre de référence

⌚ 2 minutes

On chauffe jusqu'à ébullition de l'eau dans une bouilloire et on la verse dans un b cher. On insère l'extrémité du conductisque dans l'eau et on observe l'apparition d'un dégradé de couleur à différentes vitesses sur chaque métal.

Ordres de grandeur : Pour le cuivre, $D = 117.10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$, pour le béton, $D = 0.45.10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$, pour le polystyrène expansé, $D = 0.41.10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$

Remarque : Ici aussi on peut rajouter un terme de création dans l'équation de diffusion : il peut notamment venir d'un effet Joule, dans ce cas $\sigma_c = \vec{j}_{\text{elec}} \cdot \vec{E}$, on peut également penser à des réactions nucléaires.

↓ Maintenant que l'on a établi l'équation de diffusion on va pouvoir voir plusieurs de ses applications.

2.2 Régime permanent - Résistance thermique

On a évoqué l'analogie entre la loi de Fourier et la loi d'Ohm locale en statique, on peut l'étendre pour définir la résistance thermique. On se place donc dans le cas d'un régime stationnaire. La température joue le rôle du potentiel, et le flux de chaleur joue le rôle de l'intensité électrique. On a donc :

$$R_{\text{elec}} = \frac{V_1 - V_2}{I_{1 \rightarrow 2}} \implies R_{\text{th}} = \frac{T_1 - T_2}{\phi_{1 \rightarrow 2}} \quad (23)$$

avec $\phi_{1 \rightarrow 2}$ le flux thermique traversant la surface S du matériau $\phi_{1 \rightarrow 2} = \iint_S \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} = \frac{\delta Q}{dt}$, il s'exprime donc en W.

Exemples :

- Résistances en série :

Comme en électronique, des résistances thermiques placées en séries s'ajoutent. Elles sont placées en séries si tous les matériels sont traversés par le même flux thermique. Prenons le cas de la figure suivante.

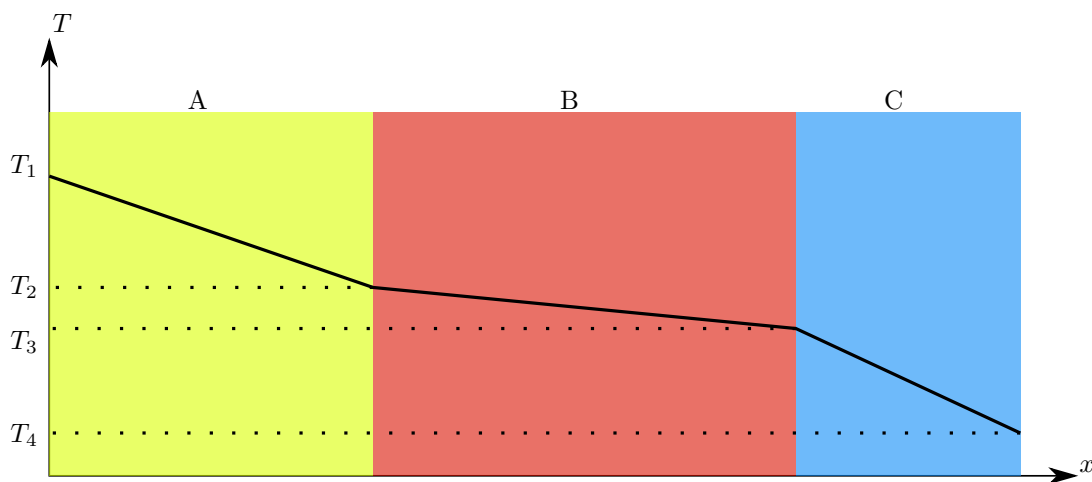


FIG. 1 : Configuration de 3 résistances thermiques en série pour 3 matériels A, B, C.

Calculons la résistance totale. On notera ϕ le flux qui traverse toutes les résistances. Par définition :

$$R = \frac{T_1 - T_4}{\phi} = \frac{T_1 - T_2}{\phi} + \frac{T_2 - T_3}{\phi} + \frac{T_3 - T_4}{\phi} = R_A + R_B + R_C \quad (24)$$

- Résistances en parallèle :

De même, si les résistances ont même températures à leurs extrémités, c'est l'inverse des résistances qui s'ajoutent.

- Calcul de la résistance thermique dans une géométrie simple :

On se place dans un système unidimensionnel repéré par l'abscisse x en régime stationnaire, avec un matériau de longueur l de conductivité thermique λ et de section S . On impose une température T_1 en $x = 0$ et une température T_2 en $x = l$.

On a :

$$\phi = \iint_S \vec{j}_Q(x) \cdot d\vec{S} \Rightarrow \phi = -\lambda S \overrightarrow{\text{grad}} T \quad (25)$$

$$\text{or en régime stationnaire } \frac{\partial j_Q}{\partial x} = 0 \Rightarrow \overrightarrow{\text{grad}} T = \text{cste} = \frac{T_2 - T_1}{l} \quad (26)$$

On dit que le flux est **conservatif**.

$$\phi = -\lambda S \frac{T_2 - T_1}{l} \vec{u}_x \Rightarrow \boxed{R_{\text{th}} = \frac{l}{\lambda S}} \quad (27)$$

Ce résultat est à mettre en parallèle avec

$$R_{\text{elec}} = \frac{L}{\gamma S} \quad (28)$$

- Avec ces outils on peut calculer la résistance thermique d'un double vitrage.

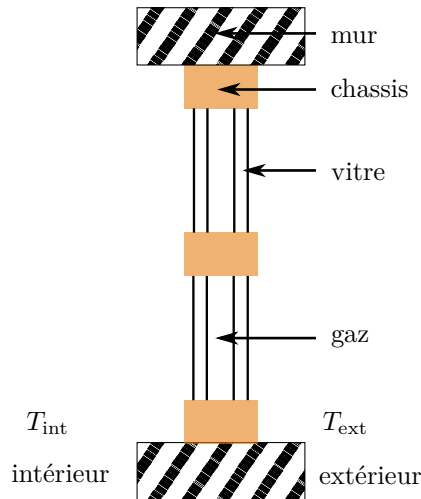


FIG. 2 : Représentation schématique vue de haut d'un double vitrage.

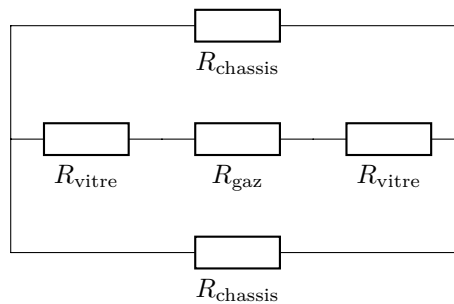


FIG. 3 : Schéma de résistance équivalent au double vitrage.

Il suffit de simplifier le schéma résistif en une résistance équivalente et de se donner les conductivités thermiques et les épaisseurs du châssis (du bois), des vitres (du verre) et du gaz (de l'air).

2.3 Régime variable - Profondeur de pénétration

On va maintenant s'intéresser à un exemple en régime non stationnaire, en régime sinusoïdal forcé sans terme de source. On va ainsi mettre en évidence des ondes thermiques, une profondeur de pénétration et un retard à la propagation.

On considère un milieu unidimensionnel de conductivité thermique λ de masse volumique ρ , de capacité thermique massique c . On étudie la diffusion dans la zone $x > 0$ soumise à un vecteur densité de courant thermique sinusoïdal qui vaut en $x = 0$:

$$\vec{j}_i = (j_0 + j_m \cos(\omega t)) \vec{u}_x \quad (29)$$

En $x = 0$ on a continuité du flux thermique.

On va utiliser l'équation de diffusion pour le flux, en effet :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{or} \quad \vec{j}_Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \vec{u}_x \implies -\lambda D \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} \vec{u}_x = -\lambda \frac{\partial^3 T}{\partial x^3} \vec{u}_x \quad (30)$$

on a ainsi l'équation de diffusion pour $\vec{j}_Q$:

$$\frac{\partial \vec{j}_Q}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \vec{j}_Q}{\partial x^2} \quad (31)$$

On va se placer en grandeurs complexes pour résoudre ce problème avec un vecteur d'onde $\underline{k}$ complexe, on cherche les solutions sous la forme :

$$\vec{j}_Q = (j_0 + j_m e^{i(\omega t - \underline{k}x)}) \vec{u}_x \quad (32)$$

On injecte cette solution dans l'équation, on trouve :

$$i\omega = -D \underline{k}^2 \implies \underline{k}^2 = -\frac{i\omega}{D} \implies \underline{k} = (1 - i) \sqrt{\frac{\omega}{2D}} \quad (33)$$

On pose $\delta = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$ la distance caractéristique de pénétration. On a :

$$\underline{k} = \frac{1}{\delta} - \frac{i}{\delta} \quad (34)$$

Ainsi notre vecteur densité de courant thermique s'exprime :

$$\vec{j}_Q = \left(j_0 + j_m \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \exp\left(i\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right)\right) / \text{double} \right) \vec{u}_x \quad (35)$$

En repassant aux grandeurs réelles on a :

$$\vec{j}_Q = \left(j_0 + j_m \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \cos\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) \right) \vec{u}_x \quad (36)$$

On a donc **atténuation** sur la longueur caractéristique δ et **retard à la propagation** de $\frac{x}{\omega\delta}$.

Ordre de grandeur : Pour du béton on a $D = 0.45 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Pour des variations journalières $T = 24 \text{ h}$, ainsi $\delta = 12 \text{ cm}$. Si on crée un mur d'épaisseur 2 m, le retard sera de $t \sim 3$ jours et l'atténuation de 1.5×10^{-8} . Globalement une cave construite 2 m sous terre est très efficace pour isoler des variations journalières de températures. Pour des variations annuelles $T = 365$ jours. On a $\delta \simeq 2.1 \text{ m}$. Le retard à 2 m vaut $t = 55$ jours mais l'atténuation à 2 m vaut 0.4. Il faut construire une cave plus profondément si on veut mieux l'isoler des variations annuelles !

Conclusion

On a pu voir durant cette leçon deux phénomènes de diffusion, de la diffusion de matière (de particules) et de la diffusion d'énergie (thermique). Notons qu'en mécanique des fluides, la quantité de mouvement est diffusée par la viscosité. Ces deux phénomènes a priori distincts sont tous deux régis par l'équation de diffusion. Dans le cadre de la diffusion thermique en régime permanent on peut établir un parallèle avec l'électronique et on a pu aborder un problème en régime sinusoïdal forcé.

En physique les phénomènes de diffusion regroupent également d'autres phénomènes qui n'ont eux pas à voir avec ce qui a été présenté : diffusion de la lumière et diffusion de particules notamment dans les accélérateurs de particules. En ce qui concerne le transfert thermique la diffusion peut être insuffisante en présence d'un fluide ou des effets convectifs entrent en jeu, on peut alors introduire un modèle conducto-convectif.

3 Questions et commentaires

3.1 Questions

- Comment ça marche un conductoscope ?
Transition nématique de cristaux liquides avec la température.
- Une transition entre quels états ?
État désordonné vers cristal liquide
- Tu connais le nom de la phase entre les deux ?
Y'a une mésophase entre les deux
- Y'avait des types de thermomètres frontaux à cristaux liquides qui fonctionnent pareil.
- On peut quantifier ?
On a essayé, ça marchait pas très bien.
- Est-ce que tu connais des effets thermo électriques ?
Modules Pelletier. Gradient de température donne un courant
- Ca peut servir à quoi ?
Faire des capteurs pour mesurer des différences de températures.
- Tu connais d'autres modes de transport ?
Il y a la conduction, la convection dans les fluides, le rayonnement.
- Tu connais des lois associées au rayonnement ?
Il y a la loi de Planck, la loi de Wien.
- La convection est généralement plus efficace que la diffusion pour un transport de chaleur.
- Tu connais des nombres adimensionnés ?
Les nombres de Rayleigh, de nucelt.
- Tu as entendu parler d'advection ?
Dans un fluide en mouvement les particules sont advectées. Y'a un vecteur densité de flux lié au mouvement des particules. on peut avoir des courants de diffusion et d'advection dans un écoulement par exemple.
- Est-ce que tu peux me parler de diffusion de la lumière ou d'ondes par exemple.
Dans le ciel par exemple les particules du ciel sont modélisés par des dipôles qui diffusent la lumière. Les surfaces mates diffusent la lumière. Quand on observe pas de schéma ordonné on observe de la diffusion. Dans le cas du ciel c'est la diffusion Rayleigh.
- Je suis au pied de la Tour Eiffel y'a de la brume, je vois nettement bien le pied et pas la tête. Comment expliquer ça ?
Plus on veut regarder loin plus les photons doivent éviter la diffusion donc moins on voit bien.
- Qu'est-ce qu'on associe comme grandeur à ce phénomène, une grandeur microscopique et statistique.
C'est le libre parcours moyen.
- Il y a de la diffusion multiple, au pied c'est le régime ballistique.
- Quelle grandeur pertinente ?
La section efficace de diffusion, $n\sigma = 1$
- Dans le courant électrique il y a un modèle connu (Drude) pour faire le lien entre libre parcours moyen et la conductivité thermique. Tu connais une loi analogue pour la thermique ?
Y'a une loi rapport des deux conductivités est constant. Loi de Wienman-Franz

- T'as fait l'expérience du bécher, avec une plus grande température il y a une diffusivité plus efficace. Tu connais une loi qui relie D à T ?
Le mouvement brownien dans un fluide visqueux relie D, T, ν c'est la loi de Stokes-Einstein. $D \propto T$.
En mécanique des fluides la quantité de mouvement est diffusée.
Un nombre adimensionné qui quantifie le rapport convection/diffusion est le nombre de Reynolds.
- Y'a un truc que t'as pas dit quand t'as échangé une dérivée temporelle et une intégrale.
Pas de mouvement d'ensemble du système donc je peux intervertir les dérivées temporelles et spatiales.
La longueur de pénétration est en $1/\sqrt{\omega}$. Dans les conducteurs c'est pareil, c'est l'effet de peau.
On parle de thermochromisme avec le cristal liquide.
- Tu peux réexpliquer le schéma du double vitrage?
Rajouter une épaisseur de vitre dans le schéma.
- Quand est-ce que c'est vrai que $dU = mc dT$. Là on l'utilise parce qu'on fait varier que la température.
Pourquoi tu n'as pas parlé des capacités thermiques? C'est pas ce qui me paraissait le plus visuel et appliqué, et par manque de temps.

3.2 Commentaires

- Cette leçon remplace phénomènes de transport, qui était très axée diffusion. Mettre la diffusion de la quantité de mouvement dans la leçon c'est dangereux. T'as pas évoqué le libre parcours moyen, c'est tout l'aspect microscopique et mésoscopique. Il faut se poser ces questions là et avoir le libre parcours moyen en tête. T'as conclu à 41 minutes c'était bien. Il faut utiliser les couleurs. Ça manque. Ton intro, tu fais une expérience et y'a pas de schéma pour en garder une trace, sur slide c'est très bien. Tu peux donner les unités des grandeurs que tu introduis c'est bien pour les vecteurs densité notamment. Fais des schémas pour chaque expérience, tu mets un transparent en même temps. Sur le transparent tu parles pas du profil de température, il faut mieux l'exploiter et l'interpréter.
- Le plan est pas nécessairement apparent, les couleurs ça aide à suivre. Il faut préparer les parties et sous-parties. Des ordres de grandeurs de la conductivité c'est bien pour le conductoscope. Effet Sibeg et Pelletier y'a équivalence T, V et ϕ, i . Il faut plus insister la dessus. Attention aux coquilles vecteur = scalaire. Pour le régime sinusoïdal il faut bien expliquer ce que tu décris dans cette partie, l'annoncer dès le début.
- Ton introduction était un peu courte. J'aurais commencé par le transport pour mentionner la convection pour dire que tu ne t'y intéresse pas. Pour que ce soit plus clair ce qu'est la diffusion. Évoquer $t \rightarrow -t$.