

Thermodynamique

Chapitre 2

Phénomènes de diffusion

Phénomènes de diffusion

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la diffusion. Il s'agit là d'un phénomène important de la thermodynamique car c'est une source importante d'irréversibilité.

La diffusion se caractérise par :

- la nécessité d'un support matériel (contrairement à la propagation ou à l'effusion) ;
- l'irréversibilité du phénomène ;
- la lenteur du phénomène (nous définirons plus loin en quoi ce phénomène est « lent »).

Exemples de diffusion :

- taches d'encre sur un buvard (diffusion de particules) ;
- conduction thermique (diffusion d'énergie cinétique) ;
- conduction électrique (diffusion d'électrons) ;
- viscosité des fluides (diffusion de la quantité de mouvement).

Nous séparerons cette étude en deux. Nous commencerons par nous intéresser à la diffusion thermique avant de regarder le peu de choses qui changent pour la diffusion de particules.

Table des matières

Biographies succinctes	7
I Diffusion thermique	9
I-1 Première approche des transferts thermiques	9
I-1·i modes de transfert	9
la convection	9
le rayonnement	10
la conduction	10
I-1·ii point de vue de la thermodynamique	10
I-1·iii flux thermique	11
résultat	11
justification	11
un dernier mot	12
I-1·iv production énergétique	12
phénoménologie de base	12
3 grands types de production	12
traduction formelle	13
I-2 Bilan thermique	13
I-2·i courant thermique	13
l'énergie va se déplacer	13
généralisation	14
avec la convention usuelle	15
simplification usuelle	15
I-2·ii bilan 1D	16
exemple du barreau calorifugé	16
approche mésoscopique	17
variation dans le temps	17
échange à travers la surface	17
création en volume	18
rassemblement	18
résultat connu	19
I-2·iii bilan 3D	19
situation	19
variation dans le temps	19
production en volume	20
échange à travers la surface	20
rassemblement	21
I-2·iv pause divergence	22
relation fondamentale	22
comment ça marche?	22
interprétation physique	24
expression en coordonnées cartésiennes	25
c'est un opérateur vectoriel différentiel	26
c'est une vision 3D d'un théorème connu	26
I-2·v petit flash-back	26
passer de la 3D à la 1D	26
passer de la 1D à la 3D sur un cas déjà rencontré	27
I-2·vi régime stationnaire sans production	27

	en 1D	27
	continuité du flux en 3D	27
I-3	Équation de diffusion thermique	28
I-3·i	loi de FOURIER	28
	énoncé	28
	interprétation	29
	limites	29
I-3·ii	équation en 1D	29
	équation de diffusion	29
	cas particulier fréquent : diffusion sans terme de création	30
	ordres de grandeur	30
I-3·iii	interprétation de l'équation de diffusion	31
	approche technique	31
	irréversibilité	31
	ordre de grandeur	31
	régime permanent stationnaire	32
I-3·iv	équation de diffusion thermique en 3D	33
I-3·v	pause laplacien et nabla	33
	définition du laplacien	33
	expression du laplacien en coordonnées cartésiennes	33
	notation nabla	34
I-3·vi	nouveau flash-back	35
	passer de la 3D à la 1D	35
	passer de la 1D à la 3D sur un cas déjà rencontré	36
	une notation et un nom	36
I-4	Quelques solutions	36
I-4·i	méthode	36
I-4·ii	choc thermique – solution en régime transitoire en 1D	37
	situation	37
	graphiquement	37
	solution et interprétation	38
I-4·iii	mur de maison – régime stationnaire 1D	38
	mur simple	38
	mur isolé	41
I-4·iv	barreau radioactif – régime stationnaire en symétrie cylindrique	44
	dispositif et analyse	44
	mise en équation : méthode du bilan global	45
	mise en équation : méthode sans réfléchir	47
	comparaison des deux méthodes	48
I-4·v	température dans le sol – régime sinusoïdal forcé en 1D	48
	situation et analyse physique	48
	analyse technique	49
	résolution	50
	interprétation	52
I-4·vi	résumé des conditions aux limites	53
	condition au bord d'un milieu diffusant	53
	condition entre deux milieux diffusants	54
I-5	Résistance thermique	57
I-5·i	définition par l'exemple	57
	tout d'abord les circonstances	57

	exemple du mur simple	57
	définition retenue	58
	interprétation	58
I.5.ii	analogie électrique	58
I.5.iii	association de résistances thermiques	59
	association parallèle	59
	association série	60
	exemple du mur isolé	62
I.5.iv	résistance cylindrique	62
	situation, analyse	62
	méthode : associer des résistances élémentaires	63
	méthode : partir de la loi globale	65
	comparaison	66
II	Diffusion de particules	67
II.1	Molécules en mouvement	67
II.1.i	mouvement brownien	67
II.1.ii	exemples de phénomènes	67
II.2	Bilan moléculaire	68
II.2.i	modélisation	68
	densité particulaire	68
	courant particulaire	68
II.2.ii	bilan particulaire 1D	68
	situation	68
	approche mésoscopique	69
	variation dans le temps	69
	échange à travers la surface	70
	production en volume	70
	rassemblement	71
II.2.iii	bilan particulaire 3D	71
	approche globale	71
	variation dans le temps	72
	échange à travers la surface	72
	production en volume	73
	rassemblement	73
II.3	Équation de diffusion particulaire	73
II.3.i	loi de FICK	73
	énoncé	73
	interprétation, limites	74
	quelques valeurs	74
II.3.ii	équation de diffusion à 1D	74
	partir de l'équation de continuité	74
	approche qualitative	75
	interprétation en terme de mouvement	75
II.3.iii	équation de diffusion directement en symétrie cylindrique	77
	situation et analyse	78
	un système particulier pour un bilan usuel	78
II.3.iv	équation de diffusion directement en symétrie sphérique	81
	situation et analyse	81
	un système particulier pour un bilan usuel	81

II.3.v	équation de diffusion en 3D	83
	laplacien en coordonnées cylindriques dans un cas particulier	84
	laplacien en coordonnées cylindriques dans un cas particulier	84
II.4	Quelques solutions	84
II.4.i	tache d'encre – régime transitoire en 1D	84
	situation	84
	solution, représentation	85
II.4.ii	canal à ion – régime stationnaire 1D	85
Fiche de révision		87

Biographies succinctes

Pierre Simon marquis de LAPLACE

(1749 Beaumont en Auge – 1827 Paris)



Né dans une famille aisée, Pierre Simon aurait dû devenir ecclésiastique mais il décide de lui-même de monter à Paris avec une lettre de recommandation. Il fait rapidement ses preuves et Jean le Rond D'ALEMBERT lui trouve un poste rémunéré de professeur de mathématiques. Pierre Simon est élu à l'académie royale des sciences à 24 ans et à l'académie française en 1816. Entre temps son prestige international lui permettra de naviguer dans les hautes sphères aussi bien durant la monarchie que durant la révolution ou sous NAPOLÉON. Pierre Simon de LAPLACE est connu pour le « déterminisme laplacien » pour qui tout le futur et tout le passé est absolument connu à celui qui connaît les lois physiques et tous les mouvements de toutes les particules.

Jean-Baptiste Joseph FOURIER

(1768 Auxerre – 1830 Paris)



Orphelin à 10 ans, Joseph est envoyé dans une école militaire où il brille et devient professeur à 16 ans. Plongé au cœur de la révolution, il échappe de peu à la guillotine avec la mort de ROBESPIERRE. Fin 1794, il est admis à l'école Normale supérieure de Paris (qui fermera un an après) puis à la toute nouvelle école Polytechnique. La renommée de Joseph lui permettra de suivre NAPOLÉON dans son expédition égyptienne. À son retour, il s'installe à Grenoble comme préfet de l'Isère et effectue durant son temps libre des travaux en mathématiques dont son mémoire sur la chaleur. En 1817 il est élu à l'académie des sciences dont il deviendra le secrétaire perpétuel en 1822.

Robert BROWN

(1773 Montrose – 1858 Londres)



Après des études de médecine, Robert, botaniste écossais, a été chirurgien dans l'armée. C'est durant cette période qu'il apprend l'allemand et s'intéresse à la botanique. Après, il participe à une expédition de 5 ans près des côtes australiennes, grâce à l'appui du président de la Royal Society, Joseph BANKS. À la mort de ce dernier, en 1820, Robert est nommé conservateur du département de botanique du British Museum. Robert est un des premiers scientifiques à utiliser fréquemment le microscope. C'est suite à ses observations qu'il découvre puis décrit le mouvement qui porte son nom et qui ne sera expliqué que bien plus tard avec l'hypothèse atomiste.

George GREEN

(1793 Nottingham – 1841 Nottingham)



Fils de meunier, George GREEN ne va à l'école que pendant un an (de 8 à 9 ans) puis aide son père au moulin dont il hérite à la mort de celui-ci. C'est alors qu'il se met à étudier, seul, les mathématiques et publie un ouvrage en 1828. Un mathématicien passant par là en achète une copie et encourage George à faire des études. Ce dernier tergiverse mais accepte finalement. Il rentre à l'âge de 40 ans à l'université de Cambridge où sa carrière fut brillante. Son diplôme en poche en 1837 il commence à publier quelques ouvrages. Mais il tombe malade en 1840 et rentre dans son village natal pour y mourir quelques temps plus tard.

Mikahail OSTROGRADSKI

(1801 Pachenna, Ukraine – 1862 Poltava, Ukraine)



Mikahail commença ses études de mathématiques à l'université de Kharkov avant de les continuer à Paris où rencontra et se lia à de célèbres mathématiciens français comme CAUCHY, BINET, FOURIER et POISSON. De retour en Russie il enseigne à Moscou puis à Saint-Pétersbourg. Ses travaux l'amènent à être élu à l'Académie américaine des arts et des sciences en 1834, à l'Académie des sciences de Turin en 1841 et à l'Académie des sciences de Rome en 1853.

Ludwig BOLTZMANN

(1844 Vienne – 1906 Duino)



Ludwick étudie d'abord à Linz en Autriche avant d'entrer à l'université de Vienne où il obtient un doctorat en 1867 avec une thèse sur la théorie cinétique des gaz. En 1869 il obtient une chaire de physique théorique puis occupe à partir de 1873 une chaire de mathématique avant de retourner enseigner la physique expérimentale en 1876. Les échanges très vifs avec ses collègues qui ne croyaient pas à sa théorie l'affectent particulièrement. C'est très certainement une des causes de ses deux tentatives de suicide, la seconde lui étant fatale. Ludwig BOLTZMANN meure avant d'avoir vu ses idées pleinement acceptées.

Adolf Eugen FICK

(1829 Kassel – 1901 Blankenberge)



Orphelin à 5 ans, Adolf a été élevé par son oncle, un physiologiste qui faisait des recherches sur la vision. Cela va conduire tout naturellement Adolf à suivre des études de médecine. En 1851 il devient docteur et introduit en 1855 une loi sur la diffusion moléculaire qui sera démontrée par Albert EINSTEIN en 1905. Ayant attrapé la tuberculose en 1879 il émigre en Afrique du Sud pour le climat mais sa femme y contracte la fièvre typhoïde et tous reviennent en Europe. Adolf Fick est principalement connu pour sa plus célèbre invention : les lentilles de contact.

I – Diffusion thermique

I.1 – Première approche des transferts thermiques

I.1.i – modes de transfert

★ la convection

Le transfert thermique par *convection* correspond à un transport macroscopique de matière.

- ◇ Par exemple s'il faut « chaud » dehors et « froid » dedans, en ouvrant la porte il est possible de sentir un courant d'air (déplacement de matière) apportant le « chaud » de l'extérieur.
- ◇ Dans ce type de transport, de la matière en chasse une autre mais de température différente.
- ◇ *A priori* dès qu'il y a un fluide, il y a de la convection sauf si le dispositif est tel que le fluide est confiné comme dans les fenêtres double vitrage¹.



- ◇ Ceci étant il est très difficile d'empêcher la convection : les chauffages des maisons et même l'eau utilisée pour faire cuire les pâtes « utilisent » la convection car cela permet naturellement d'homogénéiser le milieu et donc la température.



1. Source : http://img.archiexpo.fr/images_ae/photo-g/fenetre-battante-a-double-vitrage-en-aluminium-a-coupure-thermique-3400-2164925.jpg.

Si rien n'est dit, nous négligerons toujours le phénomène de convection.

☞ *Remarque.* Pour étudier la convection, il faut faire de la mécanique des fluides avec un fluide non homogène.

★ le rayonnement

Les transferts thermiques par *rayonnement* correspondent à l'absorption d'ondes électromagnétiques.

- ◇ Cela traduit le fait que les ondes électromagnétiques transportent de l'énergie.
- ◇ Expérimentalement, il suffit de s'allonger au Soleil pour avoir une sensation de « chaud » : c'est simplement que le corps absorbe de l'énergie reçue par rayonnement.
- ◇ Un autre chauffage très utile qui utilise le rayonnement est le chauffage par micro-ondes.
- ◇ Nous n'aborderons *a priori* pas ce mode de transfert énergétique, sauf à prendre le point de vue de l'onde électromagnétique.

★ la conduction

La *conduction* est un mode de transfert énergétique de proche en proche sans déplacement de matière.

- ◇ Une expérience classique consiste à plonger une petite cuillère dans un mug contenant du café (ou du thé) très chaud.



- ◇ Au bout de quelques minutes, le bout immergé de la cuillère est devenu très chaud : l'énergie a remonté le long du manche.

I.1.ii – point de vue de la thermodynamique

- ◇ Comme nous le verrons, la conduction (ou la diffusion pour être un peu plus général) c'est un simple problème de thermodynamique auquel nous rajouterons une loi² et c'est tout.

2. La loi de FOURIER.

- ◇ Typiquement, nous considérerons un système \mathcal{S} idoine (nous verrons comment le choisir) et nous appliquerons le premier principe en version statique

$$dU = \delta Q + \delta W$$

- ◇ Nous dirons alors que la transformation est isochore ce qui permettra de simplifier en

$$dU = \delta Q$$

Dans les phénomènes de diffusion thermique nous ferons toujours l'hypothèse de transformation isochore.

- ◇ Si tel n'est pas le cas, c'est clairement plus difficile.
 ◇ N'oublions pas que cette hypothèse revient à négliger la dilatation des objets suite à des variations de température, ce que nous avons toujours fait.
 ◇ Pour peu que les variations de température soient modérées, cette approximation est tout à fait justifiée : qui a déjà vu son bol augmenter de volume en y versant son café ?

I.1.iii – flux thermique

- ◇ Du point de vue de la thermodynamique, il ne reste plus qu'à écrire δQ .

★ résultat

Le transfert thermique $\delta Q_{\text{éch}}$ échangé entre deux systèmes s'écrit

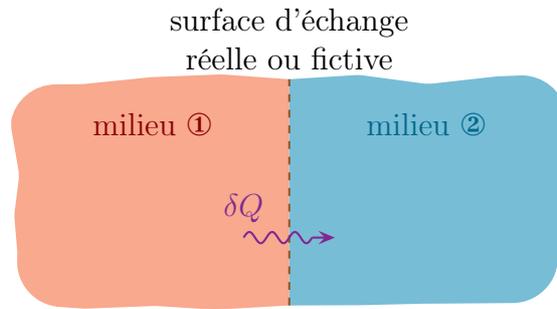
$$\delta Q_{\text{éch}} = \varphi_q \times dS \times dt \quad \text{où :}$$

- dS est l'aire de la surface à travers laquelle se fait l'échange ;
- dt est la durée de l'échange ;
- $\varphi_q \geq 0$ est le flux surfacique thermique en W.m^{-2} , c'est un *flux surfacique de puissance algébrique*.

- ◇ Parfois δQ est noté $\delta^2 Q$ pour insister sur le fait qu'il provient de deux infiniments petits de nature différentes (un d'espace et un de temps). Nous ne le ferons pas, sauf si cela permet d'éviter des collusions de notation.
 ◇ Nous n'avons certes pas encore tout à fait répondu à la question, mais, pour autant, nous n'avons pas rien dit.
 ◇ En effet, même si cela paraît logique et naturel, cette relation impose le fait que le transfert thermique est proportionnel à la surface d'échange et à la durée d'échange !

★ justification

- ◇ Imaginons deux systèmes séparés par une surface fictive.



- ◇ De l'énergie passe de l'un à l'autre.
- ◇ Comme l'énergie est une grandeur extensive, ce qui passe à un endroit s'additionne avec ce qui passe ailleurs ce qui signifie que

$$\delta Q \propto dS$$

- ◇ De même l'énergie s'accumule dans le temps puisque rien ne peut la détruire donc ce qui arrive à un moment s'ajoute à ce qui arrive après d'où

$$\delta Q \propto dt$$

- ◇ Par définition, nous poserons φ_q le facteur de proportionnalité, facteur que nous avons interprété comme le flux *surfactive* de puissance.

★ un dernier mot

- ◇ Cela paraît peut-être évident, mais comme nous aurons plus que l'occasion d'en parler et reparler, autant insister dès maintenant.

Les échanges thermiques se font à travers la surface délimitant un système.

I.1.iv – production énergétique

★ phénoménologie de base

La production énergétique se fait au sein du système.

- ◇ Quelquefois la production énergétique est appelée « production de chaleur » mais c'est ambigu car cela revient à considérer que la « chaleur » n'est pas une énergie comme une autre et renforce l'idée commune (et **fausse**) que la température est proportionnelle à la chaleur.

★ 3 grands types de production

Un matériau peut produire de l'énergie en son sein suite à trois grands phénomènes :

- les réactions chimiques (en incluant les changements de phase) ;
- les réactions nucléaires ;
- l'effet JOULE.

- ◇ En réalité, nous parlerons, *du point de vue de la diffusion thermique*, de « production » d'énergie alors que nous savons bien qu'il est impossible de produire / créer de l'énergie, tout juste pouvons nous la transformer :

- pour les réactions chimiques (ou les changements de phase), l'énergie est initialement sous forme d'énergie de liaison atomique ;
 - pour les réactions nucléaires l'énergie est initialement sous forme d'énergie de liaison nucléaire ;
 - pour l'effet JOULE l'énergie est initialement dans le champ électrique responsable du courant.
- ◇ Dans les trois cas cette énergie est transformée en énergie interne.
- ◇ Dans ces conditions, *i.e.* toujours du point de vue de la diffusion, la distinction de l'origine de l'énergie, à savoir l'écriture sous la forme d'un dU_{int} pour l'énergie de liaison ou d'un δW pour l'effet JOULE ne sert à rien, nous nous contenterons de regarder l'énergie qui arrive et non d'où elle vient ce qui nous permettra de parler dans tous les cas de l'énergie produite.

★ traduction formelle

L'énergie produite δQ_{prod} dans un système de volume $\delta\tau$ s'écrit

$$\delta Q_{\text{prod}} = \mathcal{P} \times \delta\tau \times dt \quad \text{où :}$$

- dt est la durée de production ;
- $\mathcal{P} \geq 0$ est la puissance volumique produite en W.m^{-3} .

- ◇ Le cas le plus simple de production négative d'énergie est celui d'une réaction chimique endothermique.

I.2 – Bilan thermique

I.2.i – courant thermique

★ l'énergie va se déplacer

- ◇ Revenons sur la petite cuillère dans le café dont le manche chauffe.



- ◇ Si la température augmente, c'est que l'énergie cinétique moyenne des atomes qui composent la petite cuillère augmente puisque nous avons³ $\langle e_c \rangle = \frac{n}{2} k_B T$.
- ◇ Cela prouve que de l'énergie s'est *déplacée* à l'intérieur du manche.

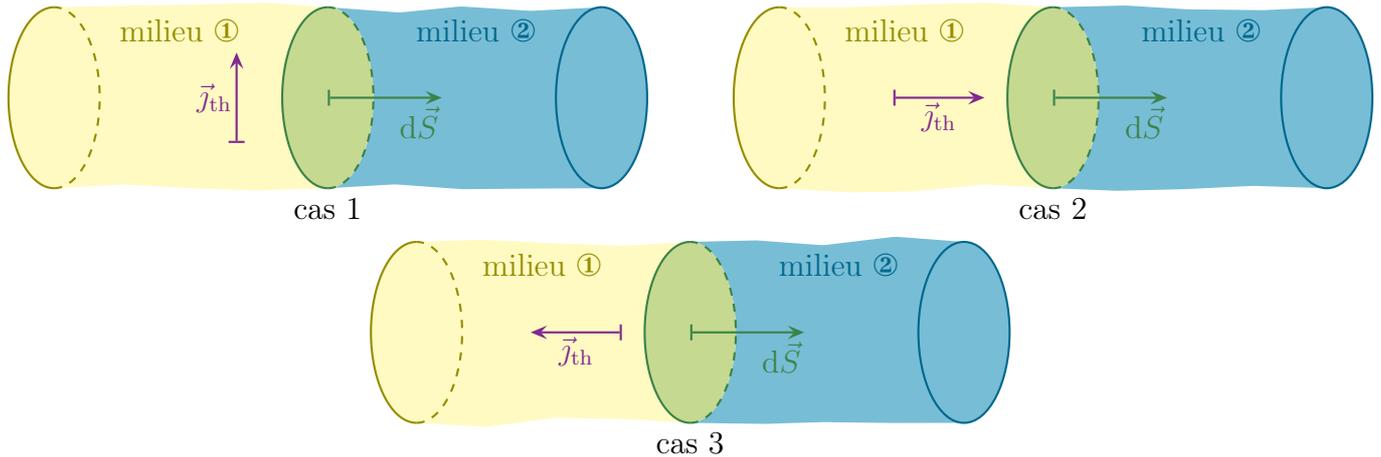
3. n est le nombre de termes quadratiques énergétiques.

Le vecteur \vec{j}_{th} représente le déplacement d'énergie dans un problème de diffusion.

milieu diffusant



◇ Considérons quelques cas simples et cherchons ce que peut valoir le transfert thermique $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$.

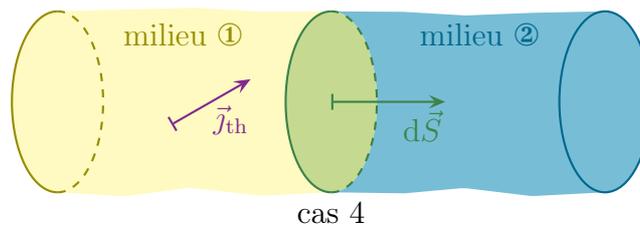


◇ Dans le premier cas nous avons $\delta Q_{1 \rightarrow 2} = 0$ car l'énergie ne passe pas à travers la surface $d\vec{S}$, elle la longe mais ne la traverse pas.

◇ Dans le deuxième cas nous avons $\delta Q_{1 \rightarrow 2} > 0$ car l'énergie passe effectivement de 1 vers 2.

◇ Enfin dans le troisième cas nous avons $\delta Q_{1 \rightarrow 2} < 0$ car l'énergie va de 2 vers 1.

◇ Imaginons maintenant un quatrième cas.



◇ Cette fois nous avons $\delta Q_{1 \rightarrow 2} > 0$ mais quand même inférieur à ce qu'il était quand \vec{j}_{th} était normal à la surface.

★ généralisation

◇ Finalement, en réunissant toutes ces remarques, nous pouvons généraliser en posant la définition précise de \vec{j}_{th} .

Le vecteur *densité surfacique de courant thermique en volume* \vec{j}_{th} est défini par

$$\delta Q = \vec{j}_{th} \cdot d\vec{S} dt \quad \text{où :}$$

- $d\vec{S}$ est le vecteur surface de la surface à travers laquelle se fait l'échange δQ ;
- δQ est le transfert thermique dans le sens de $d\vec{S}$;
- dt est la durée du transfert.

◇ De cette définition, nous pouvons tirer immédiatement

En notant φ_q le flux surfacique de 1 vers 2 et \vec{n}_{12} le vecteur normal dirigé de 1 vers 2, nous avons

$$\varphi_q = \vec{j}_{th} \cdot \vec{n}_{12}$$

◇ Et ainsi

Le vecteur *densité surfacique de courant thermique en volume* \vec{j}_{th} est en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$.

◇ L'unité de \vec{j}_{th} explique son nom :

→ c'est bien une densité *surfacique* puisque \vec{j}_{th} est par unité de surface ;

→ ce vecteur correspond bien à de l'énergie qui se déplace dans un volume.

◇ La plupart du temps \vec{j}_{th} est appelé « densité de courant thermique volumique » ce qui présente l'avantage d'être plus léger mais aussi l'inconvénient de laisser sous entendre que l'unité est en m^{-3} ce qui est **faux**.

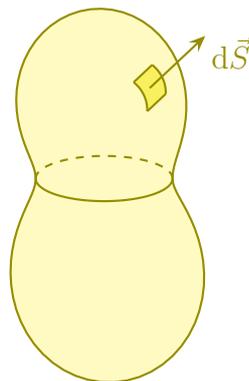
◇ C'est pourquoi, même si la tournure est plus lourde, nous parlerons de « densité surfacique de courant thermique en volume » ou, pour alléger un peu, de « courant thermique en volume ».

STOP Les énoncés n'ont pas tous le même vocabulaire donc il faudra systématiquement aller doucement et réinterpréter physiquement les phénomènes avant d'essayer de les traduire analytiquement.

★ avec la convention usuelle

Pour un système fermé, comme les vecteurs surface élémentaires sont orientés vers l'extérieur, nous avons

$$\delta Q_{\text{reçu}} = -\vec{j}_{th} \cdot d\vec{S} dt$$



★ simplification usuelle

Lorsque le courant thermique en volume est uniforme, le transfert thermique algébrique à travers une surface \vec{S} non infinitésimale s'écrit

$$\delta Q = \vec{j}_{th} \cdot \vec{S} dt$$

◇ La « démonstration » est immédiate. Comme le transfert thermique est extensif, nous avons

$$\delta Q = \int_{P \in S} \delta^2 Q_P \quad \rightsquigarrow \quad \delta Q = \int_{P \in S} \vec{j}(P) \cdot d\vec{S}_P dt$$

◇ Comme le courant thermique est uniforme, nous avons $\vec{j}(P) = \vec{j}$ indépendant de P , ce qui nous permet de le factoriser et ainsi

$$\delta Q = \vec{j} \cdot \left(\int_{P \in S} d\vec{S}_P \right) dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta Q = \vec{j} \cdot \vec{S} dt$$

◇ Ce qui est bien le résultat.

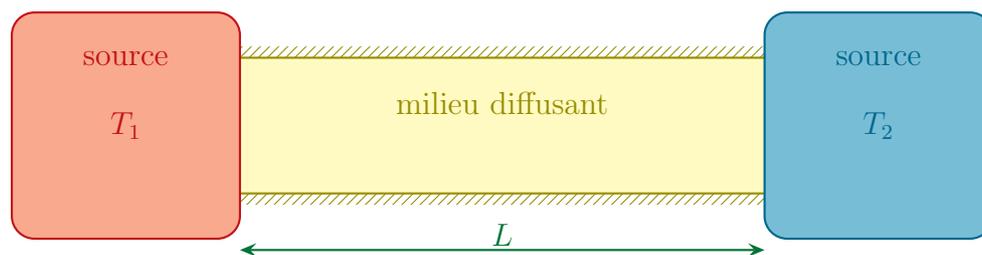
I.2.ii – bilan 1D

◇ Nous n'allons pas tout de suite rechercher l'équation vérifiée par la température mais plutôt celle vérifiée par l'énergie.

◇ Nous verrons le lien entre énergie et température après.

★ exemple du barreau calorifugé

◇ Considérons l'exemple canonique suivant.



◇ Un barreau en métal est au contact de deux thermostats, un à chaque extrémité.

◇ Nous pouvons supposer que celui-ci est isolé thermiquement sur les côtés de sorte que l'énergie ne peut se propager que suivant l'axe.

◇ Analyse physique :

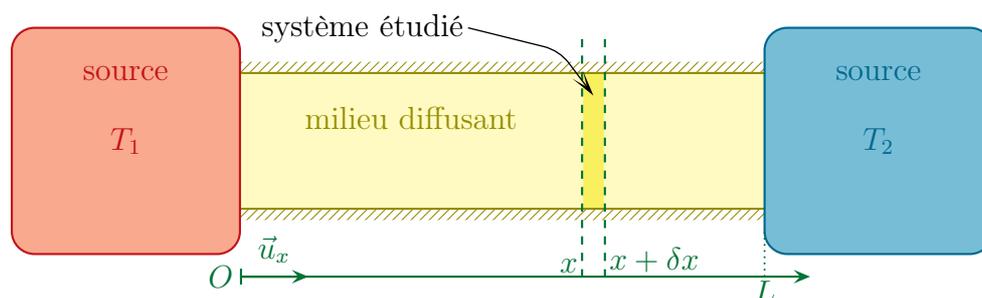
→ le barreau va être le siège de phénomènes de diffusion car il est en contact avec des thermostats de températures différentes ;

→ la température ne va donc pas être la même partout et va évoluer dans le temps.

◇ Analyse technique :

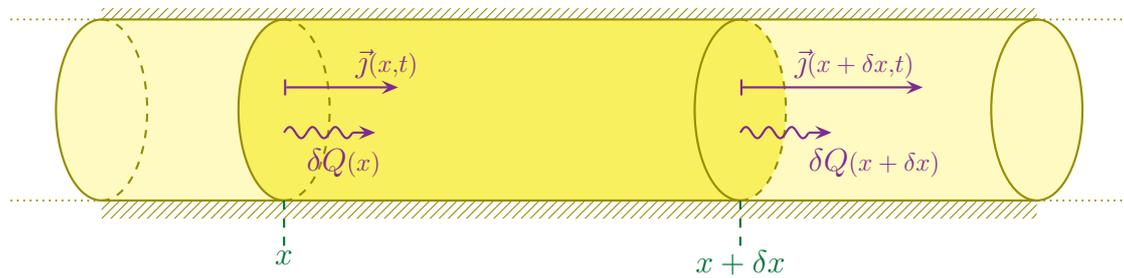
→ comme ici la température varie localement, nous allons faire une approche mésoscopique du problème ;

→ pour rester dans les conventions usuelles, nous noterons \vec{u}_x l'axe avec 0 à gauche et L à droite.



★ approche mésoscopique

- ◇ Commençons par faire un zoom sur la partie intéressante, ce qui sera notre système \mathcal{S} : la tranche comprise entre x et $x + \delta x$.



- ◇ Faisons un bilan d'énergie sur \mathcal{S} entre t et $t + dt$.
 ◇ Ce bilan peut se résumer sous la forme

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} + \text{CRÉATION EN VOLUME}$$

- ◇ Trois termes donc...

★ variation dans le temps

- ◇ Ici comme nous avons une transformation isochore, nous allons utiliser l'énergie interne ce qui donne

$$U(t + dt) - U(t) = C_V (T(x,t + dt) - T(x,t))$$

- ◇ Et avec une phase condensée (ici un solide) $C_V = C = \rho c \delta \tau$ où :

- ρ est la masse volumique ;
- c est la capacité thermique massique ;
- $\delta \tau$ est le volume du système.

- ◇ Finalement

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \rho c \delta \tau (T(x,t + dt) - T(x,t))$$

★ échange à travers la surface

- ◇ Regardons le schéma et constatons que :

- en tant que cylindre, la surface se décompose naturellement en 3 : la section en x , la section en $x + \delta x$ et la surface latérale ;
- l'énergie ne passe pas à travers la surface latérale.



◇ L'énergie échangée s'écrit donc

$$\delta Q_{\text{éch}} = \delta Q(x,t) + \delta Q(x + \delta x,t)$$

◇ Or, d'après la définition du courant thermique en volume et parce qu'il est uniforme sur la section,

$$\delta Q(x) = +j_{\text{th}}(x,t) S dt \quad \text{et} \quad \delta Q(x + \delta x,t) = -j_{\text{th}}(x + \delta x,t) S dt$$

◇ Remarquons que le signe n'est pas le même, ce qui peut se voir de deux manières différentes :

→ soit en constatant que lorsque \vec{j}_{th} est dans le sens de \vec{u}_x , alors $\vec{j}_{\text{th}}(x,t)$ « rentre » alors que $\vec{j}_{\text{th}}(x + \delta x,t)$ « sort » ;

→ soit en introduisant les vecteurs surfaces avec $\vec{S}(x) = -S \vec{u}_x$ et $\vec{S}(x + \delta x) = +S \vec{u}_x$ et en utilisant la convention usuelle $\delta Q_{\text{reçue}} = -\vec{j}_{\text{th}} \cdot \vec{S}$.

◇ Dans tous les cas, il ne faut pas se tromper dans les signes.

◇ Ce terme peut se réécrire

$$\begin{aligned} \delta Q_{\text{éch}} &= +j_{\text{th}}(x,t) S dt - j_{\text{th}}(x + \delta x,t) S dt \\ &= S dt (j_{\text{th}}(x,t) - j_{\text{th}}(x + \delta x,t)) \end{aligned}$$

◇ Ce qui donne, avec un petit développement limité à l'ordre 1

$$\text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} = -S dt \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}(x,t) \delta x$$

★ création en volume

◇ Par définition même de l'expression de l'énergie produite en volume, nous avons tout de suite

$$\text{CRÉATION EN VOLUME} = \mathcal{P}(x,t) dt \delta \tau$$

★ rassemblement

◇ En reprenant le bilan initial nous avons

$$\rho c \delta \tau (T(x,t + dt) - T(x,t)) = -S dt \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}(x,t) \delta x + \mathcal{P}(x,t) dt \delta \tau$$

◇ En remarquant que $\delta \tau = S \delta x$ et en divisant par $\delta \tau dt$ nous obtenons

$$\rho c \frac{(T(x,t + dt) - T(x,t))}{dt} = -\frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}(x,t) + \mathcal{P}(x,t)$$

◇ En faisant tendre dt vers 0, nous avons

$$\frac{(T(x,t + dt) - T(x,t))}{dt} \longrightarrow \frac{\partial T}{\partial t}(x,t)$$

◇ Nous arrivons alors à

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = -\frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}(x,t) + \mathcal{P}(x,t) \quad \rightsquigarrow \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) + \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}(x,t) = \mathcal{P}(x,t)$$

★ résultat connu

Dans le cas d'une diffusion thermique unidimensionnelle, la conservation de l'énergie se traduit par

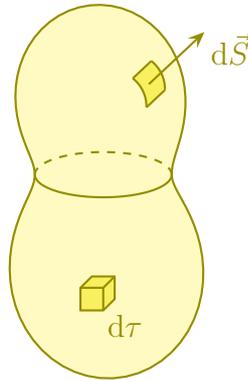
$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) + \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}(x,t) = \mathcal{P}(x,t)$$

- ◇ Nous retrouvons là les lois de conservation de l'énergie que nous avons établies dans le cas de la propagation.
- ◇ La seule vraie différence est qu'ici il peut y avoir un terme de production.

I.2.iii – bilan 3D

★ situation

- ◇ Nous allons cette fois faire un bilan énergétique entre t et $t + dt$ mais pour un système compris dans un volume \mathcal{V} quelconque.



- ◇ Nous ferons les hypothèses usuelles suivantes :
 - chaque point du système est immobile donc \mathcal{V} ne dépend pas du temps ;
 - la transformation est isochore (ce qui est un peu lié à l'hypothèse précédente) ;
 - le corps est une phase condensée.
- ◇ Le bilan d'énergie sur \mathcal{S} entre t et $t + dt$ s'écrit donc, comme tout bilan :

VARIATION DANS LE TEMPS = ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE + CRÉATION EN VOLUME

- ◇ Explicitons les différents termes

★ variation dans le temps

- ◇ Tout d'abord nous ne pouvons pas écrire

$$U(t + dt) - U(t) = dU \quad \rightsquigarrow \quad \text{VARIATION DANS LE TEMPS} = C(T(t + dt) - T(t))$$

- ◇ En effet une telle écriture laisse entendre que la température est définie pour l'ensemble du système ou, autrement dit, que le système a une température homogène.
- ◇ C'est bien évidemment faux *a priori* donc nous ne pouvons pas faire cela.
- ◇ Commençons alors par exprimer l'énergie interne contenue à t dans le système.

- ◇ L'extensivité de l'énergie interne permet de voir le système comme une réunion de plein de petits morceaux de masse dm_P et donc en notant $u(P,t)$ l'énergie interne massique au point P

$$U(t) = \iiint_{\mathcal{V}(t)} u(P,t) dm_P$$

- ◇ De même l'énergie interne en $t + dt$ s'écrit

$$U(t + dt) = \iiint_{\mathcal{V}(t+dt)} u(P,t + dt) dm_P$$

- ◇ La variation d'énergie s'écrit donc

$$U(t + dt) - U(t) = \iiint_{\mathcal{V}(t+dt)} u(P,t + dt) dm_P - \iiint_{\mathcal{V}(t)} u(P,t) dm_P$$

- ◇ Mais comme $\mathcal{V}(t) = \mathcal{V}(t + dt)$ puisque le système est immobile, nous pouvons réunir les deux sommes

$$\iiint_{\mathcal{V}} u(P,t + dt) dm_P - \iiint_{\mathcal{V}} u(P,t) dm_P = \iiint_{\mathcal{V}} (u(P,t + dt) - u(P,t)) dm_P$$

- ◇ De là nous voyons apparaître une différentielle en faisant un développement limité à l'ordre 1

$$U(t + dt) - U(t) = \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial u}{\partial t}(P,t) dt dm_P$$

- ◇ Et parce que nous avons une phase condensée nous pouvons écrire, avec $dm_P = \rho d\tau_P$

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \iiint_{\mathcal{V}} \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(P,t) dt d\tau_P$$

-  Même si cela sera souvent le cas, ρ et c ne sont pas forcément uniformes ce qui nous interdit de les factoriser, *i.e.* de les sortir du signe somme.

★ production en volume

- ◇ Par extensivité de l'énergie produite par chaque portion de volume $d\tau_P$ nous pouvons écrire immédiatement

$$\text{CRÉATION EN VOLUME} = \iiint_{\mathcal{V}} \mathcal{P}(P,t) dt d\tau_P$$

★ échange à travers la surface

- ◇ Par extensivité de l'énergie reçue, nous pouvons écrire que

$$\delta Q_{\text{reçu}} = \oiint_S \delta^2 Q_{\text{reçu}}(P,t)$$

- ◇ Remarquons qu'ici la surface est fermée puisque le système est de taille finie.

- ◇ Nous pouvons réécrire ce terme d'échange avec le vecteur densité surfacique de courant thermique en volume \vec{j}_{th}

$$\delta Q_{\text{reçu}} = \oiint_S - \vec{j}_{\text{th}}(P,t) \cdot d\vec{S}_P dt$$

- ◇ Ce qui donne

$$\text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} = - \oiint_S \vec{j}_{\text{th}}(P,t) \cdot d\vec{S}_P dt$$

★ **rassemblement**

◇ Le bilan complet donne donc

$$\iiint_{\mathcal{V}} \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(P,t) dt d\tau_P = - \oint_{\mathcal{S}} \vec{j}_{\text{th}}(P,t) \cdot d\vec{S}_P dt + \iiint_{\mathcal{V}} \mathcal{P}(P,t) dt \delta\tau_P$$

◇ Il y a deux termes dont la sommation est sur le volume et un troisième dont la sommation est sur la surface...

◇ Pour pouvoir aller plus loin, nous allons utiliser **le** truc qui transforme une sommation sur la surface en une sommation en volume

THÉORÈME DE GREEN – OSTROGRADSKI

Pour un volume \mathcal{V} quelconque délimité par la surface \mathcal{S} nous avons

$$\oint_{\mathcal{S}} \vec{j}_{\text{th}}(P,t) \cdot d\vec{S}_P = \iiint_{\mathcal{V}} \text{div } \vec{j}_{\text{th}}(P,t) \delta\tau_P$$

div \vec{j}_{th} est appelé la *divergence* de \vec{j}_{th}

◇ Deux remarques :

- ce théorème marche avec n'importe quel champ de vecteur et pas seulement avec \vec{j}_{th} qui n'est là que parce que c'est la première fois que nous rencontrons la notion de *divergence*;
- le « quelconque » pour le volume est à prendre au sens physique, *i.e.* « délimité n'importe quelle surface raisonnable ». Car avec des surfaces pathologiques du type fractale ou bouteille de KLEIN ce théorème ne marche plus. Mais fort heureusement cela ne peut pas nous arriver puisque c'est nous qui choisissons la surface et nous en choisirons systématiquement des surfaces qui marchent.

◇ Revenons à nos moutons et voyons ce que cela donne

$$\iiint_{\mathcal{V}} \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(P,t) dt d\tau_P = - \iiint_{\mathcal{V}} \text{div } \vec{j}_{\text{th}}(P,t) \delta\tau_P dt + \iiint_{\mathcal{V}} \mathcal{P}(P,t) dt \delta\tau_P$$

◇ Comme, encore une fois, tous les volumes de sommation sont les mêmes, nous pouvons tout regrouper sous le même signe somme ce qui donne

$$\iiint_{\mathcal{V}} \left(\rho c \frac{\partial T}{\partial t}(P,t) + \text{div } \vec{j}_{\text{th}}(P,t) - \mathcal{P}(P,t) \right) dt d\tau_P = 0$$

◇ Ce résultat est vrai quel que soit le volume \mathcal{V} ce qui implique que quelle que soit la manière dont nous sommions l'intégrande, le résultat est nul.

◇ Cela ne peut vouloir dire qu'une chose : que l'intégrande est nulle.

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_{\text{th}} - \mathcal{P} = 0 \quad \rightsquigarrow \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_{\text{th}} = \mathcal{P}$$

La conservation de l'énergie lors d'une diffusion en trois dimension s'écrit

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_{\text{th}} = \mathcal{P}$$

I.2.iv – pause divergence

- ◇ Maintenant que nous avons « inventé » un truc appelé divergence, il va falloir regarder d'un peu plus près ce que c'est.
- ◇ Il faut tout d'abord savoir que le concept de *divergence* va être **très** utilisé tout au long de l'année.
- ◇ Il est donc indispensable de travailler cette notion tant au niveau physique (comprendre ce qu'il représente, quand s'en servir) qu'au niveau technique (pour le manipuler correctement dans les équations).

★ relation fondamentale

- ◇ C'est la relation qui définit la divergence.

Pour un volume élémentaire $\delta\tau$, le flux sortant d'un champ de vecteur \vec{A} à travers la surface délimitant $\delta\tau$ s'écrit

$$d\Phi \triangleq \text{div } \vec{A} \times \delta\tau$$

- ◇ Autrement dit, nous pouvons transformer une sommation sur une surface en une sommation en volume



- ◇ Et cela donne le théorème de GREEN – OSTROGRADSKI

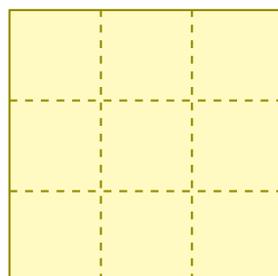
$$\Phi = \oint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \text{div } \vec{A} \times \delta\tau$$

- ◇ Cela revient à dire que, pour compter ce qui sort Φ :

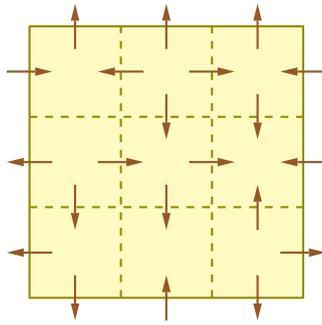
- soit il faut regarder ce qui se passe au niveau de la surface $\oint_S \vec{A} \cdot d\vec{S}$;
- soit il faut regarder ce qui se passe à l'intérieur $\iiint_V \text{div } \vec{A} \delta\tau$.

★ comment ça marche ?

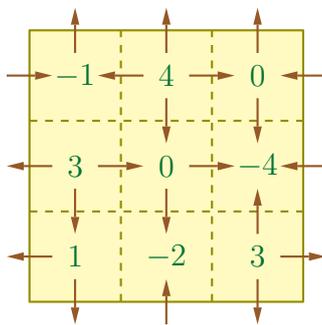
- ◇ Regardons sur un exemple en 2D comment le théorème fonctionne.
- ◇ Commençons par prendre un système que nous découperons en 9 cases.



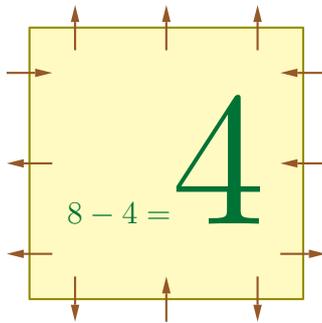
◇ Sur chaque bordure mettons des flèches au hasard



◇ Pour chaque case, comptons les flèches qui sortent



◇ Maintenant comptons le nombre de flèches qui sortent du gros système

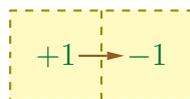


◇ Nous constatons alors que

$$-1 + 4 + 0 + 3 + 0 - 4 + 1 - 2 + 3 = 4$$

◇ Il s'agit là ni plus ni moins que du nombre de flèches qui sortent du gros système !

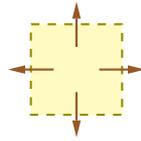
◇ L'explication est simple. Quand nous regardons une flèche séparant deux cases, nous pouvons voir qu'elle compte obligatoirement positivement pour l'une et négativement pour l'autre



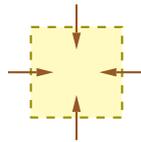
◇ Dans ces conditions, lorsque nous sommes le tout, toutes les flèches à l'intérieur ont une contribution nulle et il ne reste que les flèches donnant sur l'extérieur.

★ interprétation physique

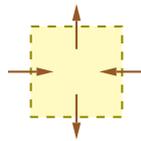
- ◇ Au niveau local, la divergence représente le caractère local d'un champ de vecteur.
- ◇ Quand le champ « sort », la divergence est positive.



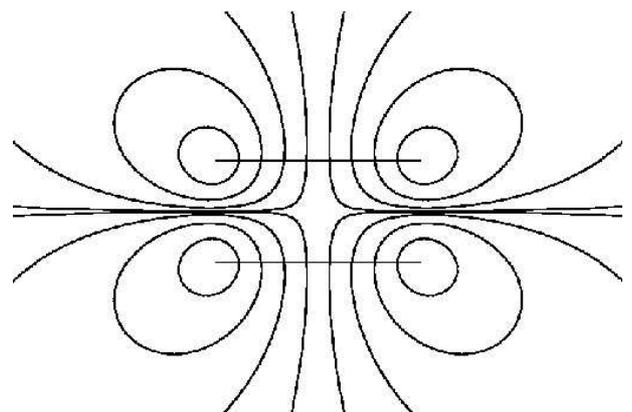
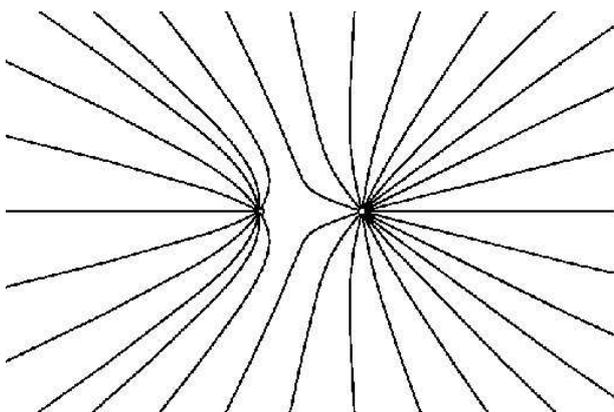
- ◇ Quand le champ « rentre », la divergence est négative.



- ◇ Enfin, quand le champ « rentre » autant qu'il sort, la divergence est nulle.



- ◇ Bref, que la divergence s'appellent *divergence* et représente la manière dont des lignes de champs sortent (donc « divergent ») à partir d'un point n'est peut-être pas qu'une heureuse coïncidence.
- ◇ En électromagnétostatique, nous avons déjà rencontré des champs de vecteurs que nous représentions sous forme de lignes.
- ◇ Voici, ci-dessous, deux exemples de cartes de champ, le premier est un champ électrostatique, le deuxième un champ magnétique.



- ◇ C'est ainsi que :

- pour le champ électrostatique, nous savons que les lignes de champs convergent vers les charges négatives et divergent à partir des charges positives. Nous aurons donc $\text{div } \vec{E}$ non seulement est relié aux charges, mais en plus est du même signe que les charges ;
- les lignes de champs magnétique ne peuvent pas diverger donc $\text{div } \vec{B} = 0$. C'est là ni plus ni moins qu'une des 4 équations fondamentales de l'électromagnétisme.

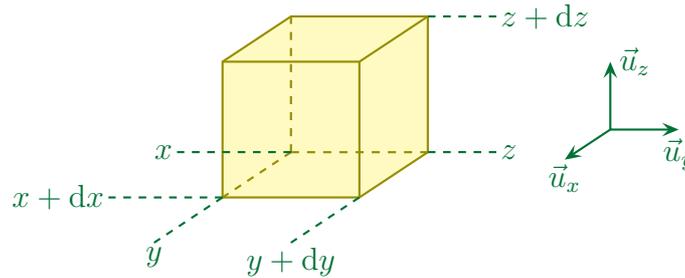
★ **expression en coordonnées cartésiennes**

En coordonnées **cartésiennes** la divergence d'un champ de vecteur $\vec{\xi}$ s'écrit

$$\operatorname{div} \vec{\xi} = \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \quad \text{où :}$$

ξ_x, ξ_y et ξ_z sont les composantes de $\vec{\xi}$ sur respectivement \vec{u}_x, \vec{u}_y et \vec{u}_z .

- ◇ Pour démontrer ce résultat, partons d'un volume élémentaire $\delta\tau$ et utilisons la relation fondamentale de la divergence.



- ◇ Le flux traversant la surface délimitant $\delta\tau$ peut donc se décomposer en 6 puisqu'il y a 6 surfaces élémentaires

$$d\Phi = d\Phi(x) + d\Phi(x+dx) + d\Phi(y) + d\Phi(y+dy) + d\Phi(z) + d\Phi(z+dz)$$

- ◇ En remplaçant par leurs expressions cela donne

$$\begin{aligned} d\Phi &= \vec{\xi}(x,y,z) \cdot (-dy dz \vec{u}_x) + \vec{\xi}(x+dx,y,z) \cdot (dy dz \vec{u}_x) \dots \\ &\dots + \vec{\xi}(x,y,z) \cdot (-dx dz \vec{u}_y) + \vec{\xi}(x,y+dy,z) \cdot (dx dz \vec{u}_y) \dots \\ &\dots + \vec{\xi}(x,y,z) \cdot (-dx dy \vec{u}_z) + \vec{\xi}(x,y,z+dz) \cdot (dx dy \vec{u}_z) \end{aligned}$$

- ◇ Et ainsi en regroupant adroitement

$$\begin{aligned} d\Phi &= (\xi_x(x+dx,y,z) - \xi_x(x,y,z)) dy dz \dots \\ &\dots + (\xi_y(x,y+dy,z) - \xi_y(x,y,z)) dx dz \dots \\ &\dots + (\xi_z(x,y,z+dz) - \xi_z(x,y,z)) dx dy \end{aligned}$$

- ◇ En faisant des développements limités, nous voyons alors apparaître 3 dérivées partielles

$$\Phi = dx \frac{\partial \xi_x}{\partial x}(x,y,z) \times dy dz + dy \frac{\partial \xi_y}{\partial y}(x,y,z) \times dx dz + dz \frac{\partial \xi_z}{\partial z}(x,y,z) \times dx dy$$

- ◇ Puis, en factorisant

$$\Phi = \left(\frac{\partial \xi_x}{\partial x}(x,y,z) + \frac{\partial \xi_y}{\partial y}(x,y,z) + \frac{\partial \xi_z}{\partial z}(x,y,z) \right) \times dx dy dz$$

- ◇ Comme $dx dy dz = \delta\tau$, par identification avec la relation fondamentale de la divergence, nous obtenons bien le résultat attendu

$$\Phi = \operatorname{div} \vec{\xi} \times dx dy dz \quad \rightsquigarrow \quad \operatorname{div} \vec{\xi} = \frac{\partial \xi_x}{\partial x}(x,y,z) + \frac{\partial \xi_y}{\partial y}(x,y,z) + \frac{\partial \xi_z}{\partial z}(x,y,z)$$

★ c'est un opérateur vectoriel différentiel

La divergence est un opérateur vectoriel différentiel et

$$[\operatorname{div} \vec{\xi}] = \frac{[\xi]}{\text{longueur}}$$

Avec λ_1 et λ_2 des scalaires quelconques, nous avons

$$\operatorname{div} (\lambda_1 \vec{\xi}_1 + \lambda_2 \vec{\xi}_2) = \lambda_1 \operatorname{div} \vec{\xi}_1 + \lambda_2 \operatorname{div} \vec{\xi}_2$$

◇ La démonstration basée sur la linéarité de l'opérateur différentielle est laissée au lecteur.

★ c'est une vision 3D d'un théorème connu

◇ Regardons à nouveau le théorème de GREEN – OSTROGRADSKI

$$\oint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \operatorname{div} \vec{A} \times \delta\tau$$

◇ Nous voyons que nous pouvons remplacer une somme double par une somme triple à condition de dériver l'intégrande.

◇ C'est *exactement* la même philosophie que d'écrire

$$f(b) - f(a) = \int_a^b f'(x) dx$$

I.2.v – petit flash-back

★ passer de la 3D à la 1D

◇ Reprenons l'équation de conservation de l'énergie dans le cas de la diffusion en version 3D

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{\text{th}} = \mathcal{P}$$

◇ Pour une diffusion unidimensionnelle, nous avons

$$\vec{j}_{\text{th}} = j_{\text{th}}(x,t) \vec{u}_x \quad \rightsquigarrow \quad \operatorname{div} \vec{j}_{\text{th}} = \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x}$$

◇ Et ainsi l'équation de conservation de l'énergie se réécrit

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x} = \mathcal{P}$$

◇ Ce qui est bien (et heureusement) ce que nous avons trouvé en raisonnant directement en 1D.

★ **passer de la 1D à la 3D sur un cas déjà rencontré**

- ◇ Reprenons l'équation de conservation de l'énergie que nous avons trouvée dans le cas de la propagation.

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x} = 0$$

- ◇ Remarquons que cette équation est **exactement la même** que dans le cas de la diffusion car :
- \mathcal{P} dans le cas de la propagation représente bien de l'énergie qui bouge, *i.e.* n'est autre que le \vec{j}_{th} ;
 - le terme de production dans le cas de la propagation est nul.
- ◇ Nous pouvons donc imaginer ce que serait l'équation de conservation de l'énergie dans le cas de la propagation mais en 3D

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \text{div } \vec{\mathcal{P}} = 0$$

- ◇ Les interprétations sont alors :
- e l'énergie volumique (et non plus linéique) contenue dans l'onde ;
 - $\vec{\mathcal{P}}$ un vecteur flux de puissance surfacique.

▲ En électromagnétisme $\vec{\mathcal{P}}$ n'est autre que le vecteur de POYNTING $\vec{\Pi}$.

I.2.vi – régime stationnaire sans production

- ◇ Regardons un cas particulier assez fréquent du cas où la diffusion est envisagée dans un cas stationnaire sans terme de production.

★ **en 1D**

- ◇ Regardons le cas particulier du régime stationnaire.

Un régime est dit *stationnaire* lorsqu'aucune grandeur ne dépend du temps.

- ◇ Dans ces conditions la conservation de l'énergie donne

$$0 + \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x} = 0 \quad \rightsquigarrow \quad j_{\text{th}}(x) = C^{\text{te}}$$

Dans le cas d'une diffusion unidimensionnelle sans terme de production et en régime stationnaire, la densité surfacique de courant thermique en volume est uniforme.

- ◇ Même si elle est rapide à démontrer, c'est une loi que nous pourrions utiliser directement.

★ **continuité du flux en 3D**

- ◇ Sous ces mêmes conditions, la conservation de l'énergie en version 3D donne

La diffusion tridimensionnelle sans terme de production et en régime stationnaire se traduit par

$$\text{div } \vec{j}_{\text{th}} = 0$$

◇ Autrement dit

Dans le cas diffusion tridimensionnelle sans terme de production et en régime stationnaire, la densité surfacique de courant thermique en volume est à flux conservatif.

◇ Rappelons que « à flux conservatif » signifie que quelle que soit la surface **fermée** choisie, le flux est nul.

◇ Nous pouvons le montrer rapidement grâce au théorème de GREEN – OSTROGRADSKI

$$\Phi = \oint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \quad \rightsquigarrow \quad \Phi = \iiint_V \operatorname{div} \vec{j} \delta\tau$$

◇ Et comme $\operatorname{div} \vec{j} \delta\tau = 0$, le résultat tombe.

◇ Là aussi il s'agit d'un résultat rapide à démontrer mais que nous utiliserons parfois immédiatement.

I.3 – Équation de diffusion thermique

◇ Malgré tout ce que nous venons de faire, nous n'avons pas encore tout à fait l'équation de diffusion thermique.

◇ Physiquement c'est évident parce que nulle part nous avons expliqué de quelle manière l'énergie bougeait (vite ou pas vite ? dans quelle direction ?)

◇ Techniquement cela se voit car le membre de gauche de l'équation de conservation de l'énergie ne fait pas intervenir que la température, elle n'est donc pas soluble en l'état.

I.3.i – loi de FOURIER

◇ C'est la loi phénoménologique qui relie

- \vec{j}_{th} qui représente le mouvement de l'énergie ;
- T qui est un marqueur de *présence* d'énergie.

★ énoncé

LOI DE FOURIER

Pour un matériau usuel

$$\vec{j}_{\text{th}} = -\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad}} T \quad \text{où :}$$

- \vec{j}_{th} est le vecteur densité surfacique de courant thermique en volume ;
- $\lambda > 0$ est la *conductivité thermique* et dépend du matériau.

L'unité de la conductivité thermique est

$$[\lambda] = \text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

◇ En effet

$$[\vec{j}_{\text{th}}] = \text{W.m}^{-2} \quad \text{et} \quad [\overrightarrow{\operatorname{grad}} T] = \text{K.m}^{-1} \quad \rightsquigarrow \quad [\lambda] = \frac{\text{W.m}^{-2}}{\text{K.m}^{-1}} = \text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

★ **interprétation**

La loi de FOURIER traduit le fait que l'énergie se déplace des zones chaudes vers les zones froides dans le cadre de la conduction thermique.

- ◇ En effet, $\overrightarrow{\text{grad}} T$ est dirigé vers les hautes températures et la présence du signe $-$ associé au fait que λ ne peut être que positif impose ce résultat.
- ◇ En fait la loi de FOURIER traduit ce que nous savons du second principe.
- ◇ Toutefois la loi de FOURIER va un peu plus loin en précisant *comment* l'énergie se déplace.

★ **limites**

- ◇ La loi de FOURIER est une loi linéaire faisant apparaître une dérivée première de l'espace (le gradient).
- ◇ Autrement dit, utiliser la loi de FOURIER revient à limiter au premier ordre les effets de la diffusion.
- ◇ Nous pouvons alors en déduire la première restriction : il ne faut pas que $\|\overrightarrow{\text{grad}} T\|$ soit trop grand sans quoi il faudrait ajouter un terme correctif (non linéaire) du second ordre.
- ◇ De plus si $\|\overrightarrow{\text{grad}} T(t)\|$ varie trop rapidement, il peut y avoir un temps de réponse au niveau moléculaire entre \vec{j}_{th} et $\overrightarrow{\text{grad}} T$.
- ◇ Enfin, pour pouvoir utiliser la loi de FOURIER il faut que le matériau soit isotrope sinon le λ sur \vec{u}_x ne serait pas le même que le λ sur \vec{u}_y .
- ◇ C'est ainsi que dans le graphique, matériau composé de feuillets de carbone⁴, la conductivité thermique suivant les feuillets est plusieurs centaines de fois plus grande que la conductivité thermique entre les feuillets.

Sauf précision explicite contraire, nous supposons *a priori* que la loi de FOURIER est valide.

- ◇ Cela ne nous empêchera pas de discuter des résultats obtenus vis à vis de la validité de la loi de FOURIER!

I.3.ii – équation en 1D★ **équation de diffusion**

L'équation de diffusion thermique unidimensionnelle dans un matériau uniforme s'écrit

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \mathcal{P}$$

- ρ est la masse volumique ;
- c est la capacité thermique massique ;
- λ est la conductivité thermique ;
- \mathcal{P} est la production volumique d'énergie.

- ◇ Pour le montrer, commençons par reprendre l'équation de conservation de l'énergie en 1D.

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x} = \mathcal{P}$$

- ◇ Introduisons, dans cette équation, la loi de FOURIER qui s'écrit, en 1D

4. Voir cours de chimie.

$$j_{\text{th}} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad \rightsquigarrow \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \mathcal{P}$$

◇ Nous pouvons alors « sortir » la conductivité de la dérivée parce que le matériau est uniforme. Cela nous conduit à l'équation attendue

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \mathcal{P}$$

★ cas particulier fréquent : diffusion sans terme de création

L'équation de diffusion thermique unidimensionnelle dans un matériau uniforme et sans terme de source s'écrit

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{avec} \quad a = \frac{\lambda}{\rho c}$$

- ρ est la masse volumique ;
- c est la capacité thermique massique ;
- λ est la conductivité thermique ;
- a est le coefficient de *diffusivité thermique* en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

- ◇ Cette équation découle de l'équation précédente avec $\mathcal{P} = 0$.
- ◇ Remarquons que dans cette équation, le coefficient de diffusivité thermique est le **seul** coefficient phénoménologique qui apparaît.
- ◇ Cela a pour première conséquence que techniquement les solutions ne dépendent que de a .
- ◇ Physiquement a représente le couplage spatio-temporel de la diffusion.
- ◇ D'une certaine manière, ce n'est pas surprenant que l'équation de diffusion ne dépende que d'un terme de couplage car c'est ce que nous avons trouvé avec l'équation de propagation qui, elle, ne dépendait aussi que d'un terme de couplage spatio-temporel, à savoir c .

★ ordres de grandeur

🕒 pour la loi de FOURIER

◇ Regardons quelques valeurs de conductivité thermique

matériau	cuivre	eau stagnante	verre pyrex	polystyrène
λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	399	0,597	1,4	0,027

- ◇ Nous pouvons constater que les conductivités thermiques peuvent varier sur 5 ordres de grandeurs ce qui est considérable.
- ◇ De plus, conformément à l'intuition, le polystyrène conduit (beaucoup) moins bien la chaleur que le cuivre ou l'eau.

🕒 pour l'équation de diffusion

◇ Regardons maintenant quelques valeurs de diffusivité thermique

matériau	cuivre	eau stagnante	verre pyrex	polystyrène
a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	$117 \cdot 10^{-6}$	$0,143 \cdot 10^{-6}$	$0,75 \cdot 10^{-6}$	$0,41 \cdot 10^{-6}$

- ◇ De manière surprenante nous voyons que la diffusivité du polystyrène est supérieure à celle de l'eau !
- ◇ Il ne faut surtout pas en conclure que le polystyrène conduit mieux la « chaleur » que l'eau, non, mais plutôt que le polystyrène est plus rapide à réagir que l'eau.

I.3.iii – interprétation de l'équation de diffusion

- ◇ Nous allons tout de suite interpréter l'équation de diffusion bien qu'elle ne décrive que le cas unidimensionnel car l'interprétation en 3D est la même.

★ approche technique

- ◇ Tout d'abord c'est une équation dont nous n'avons pas, « comme ça » toutes les solutions, contrairement à l'équation de propagation où nous pouvons les écrire *a priori*.
- ◇ Toutefois il s'agit d'une équation aux dérivées partielles *linéaire* ce qui peut parfois faciliter la résolution.
- ◇ Par exemple dans le cas d'un régime forcé, nous pourrions étudier chaque composante sinusoïdale séparément et sommer le tout avec le principe de superposition, une composante s'écrivant

$$\underline{T}(x,t) = \underline{T}_0(x) e^{j\omega t}$$

★ irréversibilité

L'équation de diffusion traduit le caractère irréversible du phénomène.

- ◇ En effet, si nous regardons ce qui se passe lorsque nous remontons le temps, *i.e.* lorsque $t \rightarrow t' = -t$, les dérivées partielles par rapport au temps changent de signe

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t'} = -\frac{\partial}{\partial t}$$

- ◇ C'est normal : quand quelque chose augmente avec le temps $\frac{\partial}{\partial t} > 0$ et que nous remontons le temps, cette même chose se met à décroître $\frac{\partial}{\partial t'} < 0$.
- ◇ L'équation de diffusion vue en remontant le temps s'écrit

$$-\rho c \frac{\partial T}{\partial t'} - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \mathcal{P}$$

- ◇ Cette équation **n'est pas** une équation de diffusion.
- ◇ Cela signifie qu'en remontant le temps nous voyons des phénomènes non diffusif : c'est bien irréversible.
- ◇ Ce genre d'irréversibilité a déjà été beaucoup vu en thermodynamique de première année et est du au fait que le « chaud » va vers le froid et non le contraire.

★ ordre de grandeur

- ◇ Réécrivons l'équation de diffusion thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

- ◇ En notant T_0 l'ordre de grandeur de la température et τ le temps caractéristique, nous pouvons dire non seulement d'un point de vue dimensionnel mais aussi parce qu'une dérivée n'est qu'une division déguisée que

$$\frac{\partial T}{\partial t} \equiv \frac{T_0}{\tau}$$

- ◇ De même pour l'autre terme, comme nous dérivons deux fois

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = a \times \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \rightsquigarrow a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \equiv a \frac{T_0}{L^2}$$

- ◇ Finalement

$$\frac{T_0}{\tau} = a \frac{T_0}{L^2} \rightsquigarrow L = \sqrt{a\tau}$$

La distance caractéristique L de diffusion est :

- d'autant plus grande que la diffusivité a est grande ;
- proportionnelle à $\sqrt{\tau}$ où τ est le temps caractéristique : c'est un phénomène *lent*.

- ◇ Pour passer de L à $10L$, il faut passer de τ à 100τ , ce qui n'est pas rien !
- ◇ Pour la propagation, comme nous avons $L = c\tau$, pour passer aller 10 fois plus loin il suffit d'attendre 10 fois plus longtemps.

★ régime permanent stationnaire

- ◇ Rappelons ici la différence avec le régime permanent.

Un régime est dit *permanent* lorsque le régime transitoire est terminé.

- ◇ Il peut très bien y avoir un régime permanent non stationnaire comme, par exemple, tout ce qui est régime forcé (sinusoïdal ou non).
- ◇ Le cas d'un régime permanent sinusoïdal est celui que nous connaissons bien, celui pour lequel nous nous précipitons sur la notation complexe.
- ◇ Dans le cas du régime permanent stationnaire (RPS), l'équation de diffusion devient

$$-\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \mathcal{P}$$

- ◇ Et s'il n'y a pas de source

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$$

- Dans le cas d'un régime permanent stationnaire, le champ de température dépend :
- de la conductivité (vs. la diffusivité) s'il y a des sources ;
 - uniquement des conditions aux limites s'il n'y a pas de source.

I.3.iv – équation de diffusion thermique en 3D

◇ L'équation de conservation de l'énergie en 3D s'écrit

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{\text{th}} = \mathcal{P}$$

◇ La loi de FOURIER s'écrit, elle

$$\vec{j}_{\text{th}} = -\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad}} T$$

◇ En remplaçant dans l'équation de conservation de l'énergie et en « sortant » le λ parce que le matériau est homogène nous arrivons à

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad}} T \right) = \mathcal{P} \quad \rightsquigarrow \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \operatorname{div} \overrightarrow{\operatorname{grad}} T = \mathcal{P}$$

◇ Il s'agit là de l'équation de diffusion thermique mais nous allons la *noter* autrement.

L'équation de diffusion thermique en 3D s'écrit

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \Delta T = \mathcal{P}$$

- ρ est la masse volumique ;
- c est la capacité thermique massique ;
- λ est la conductivité thermique ;
- \mathcal{P} est la production volumique d'énergie.

I.3.v – pause laplacien et nabra

★ définition du laplacien

Le *laplacien* noté Δ est défini par

$$\Delta = \operatorname{div} \overrightarrow{\operatorname{grad}}$$

◇ Les puristes remarquerons la différence entre Δ et \triangle :

- Δ se lit « delta » et est une lettre majuscule grecque représentant en général une variation (ΔU , $\Delta E_c \dots$);
- \triangle se lit « laplacien » et est un triangle représentant un opérateur vectoriel à l'instar de gradient, divergence...

◇ Malgré cela nous éviterons d'utiliser la notation Δ pour des variations dans des problèmes où intervient le laplacien car, il faut l'avouer, cela prête à confusion.

▲ Ceci est la définition du laplacien *scalaire*, pour le laplacien vectoriel $\vec{\Delta}$, la définition est associée à la formule bien connue $\overrightarrow{\operatorname{rot}} \overrightarrow{\operatorname{rot}} = \overrightarrow{\operatorname{grad}} \operatorname{div} - \vec{\Delta}$.

★ expression du laplacien en coordonnées cartésiennes

En coordonnées **cartésiennes** le laplacien de $T(x,y,z)$ s'écrit

$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

- ◇ Nous savons calculer un gradient ? une divergence ? alors nous pouvons calculer un laplacien.
 ◇ Commençons par le gradient

$$\overrightarrow{\text{grad}} T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{u}_x + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{u}_y + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{u}_z$$

- ◇ La composante de $\overrightarrow{\text{grad}} T$ sur \vec{u}_x est donc $\frac{\partial T}{\partial x}$ (de même pour les autres composantes) ce qui donne

$$\Delta T = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

- ◇ D'où le résultat.

★ notation nabla

🌀 kesako ?

- ◇ Nabla c'est :

- une notation (surtout anglo-saxonne) ;
- un vecteur ;
- un super moyen mnémotechnique pour retenir les expressions de $\overrightarrow{\text{grad}}$, div , Δ en **cartésiennes**.

- ◇ Insistons : le « truc » calculatoire avec nabla ne marche qu'avec les coordonnées cartésiennes, quiconque essaiera de l'utiliser avec des coordonnées cylindro-polaire ou sphérique ne pourra qu'échouer.

Par notation le vecteur *nabla* $\vec{\nabla}$ est tel que :

$$\overrightarrow{\text{grad}} T = \vec{\nabla} T ; \quad \text{div } \vec{j}_{\text{th}} = \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\text{th}} ; \quad \Delta T = \nabla^2 T$$

🌀 nabla donne le calcul en coordonnées cartésiennes

- ◇ Nous ne le rappellerons jamais assez : **utiliser le vecteur nabla ne marche qu'avec les coordonnées cartésiennes.**

Dans le système de coordonnées cartésiennes, le vecteur nabla peut être vu comme

$$\vec{\nabla} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}$$

- ◇ Nous avons alors bien $\overrightarrow{\text{grad}} T = \vec{\nabla} T$ car

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times T = \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial T}{\partial z} \end{pmatrix}$$

◇ De même $\operatorname{div} \vec{j}_{\text{th}} = \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\text{th}}$ car

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} j_{\text{th},x} \\ j_{\text{th},y} \\ j_{\text{th},z} \end{pmatrix} = \frac{\partial j_{\text{th},x}}{\partial x} + \frac{\partial j_{\text{th},y}}{\partial y} + \frac{\partial j_{\text{th},z}}{\partial z}$$

◇ Enfin $\Delta T = \nabla^2 T$ car en élevant au carré les composantes de nabla, nous trouvons déjà

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

◇ Et donc

$$\nabla^2 T = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \times T \quad \rightsquigarrow \quad \nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

I.3.vi – nouveau flash-back

★ passer de la 3D à la 1D

◇ Nous pouvons (et c'est fort heureux) retrouver l'équation de diffusion en 1D à partir de l'équation de diffusion en 3D.

◇ En effet, en admettant que la température ne dépende que de x nous avons

$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \underbrace{\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}}_{=0} + \underbrace{\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}}_{=0} \quad \rightsquigarrow \quad \Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

◇ Et ainsi l'équation de diffusion donne

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \Delta T = \mathcal{P} \quad \rightsquigarrow \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \mathcal{P}$$

★ **passer de la 1D à la 3D sur un cas déjà rencontré**

- ◇ Nous pouvons maintenant imaginer ce que deviendra l'équation de propagation en 3D.
- ◇ En effet, le passage 3D \rightarrow 1D est

$$\Delta T \longrightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

- ◇ Nous pouvons alors imaginer que l'opération 1D \rightarrow 3D est

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \longrightarrow \Delta T$$

- ◇ Imaginons une équation de propagation 1D sur, par exemple, une surpression p

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

- ◇ Cette équation devient, en 3D

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

★ **une notation et un nom**

- ◇ Nous pouvons réécrire l'équation de propagation sous la forme

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

- ◇ Comme il s'agit là d'une équation très fréquente, un vieil usage a introduit une notation spécifique, peu utilisée de nos jours

$$\square p = 0$$

- ◇ Comme l'équation est l'équation de D'ALEMBERT, l'opérateur \square s'appelle le *d'alembertien*.
- ◇ Mais il existe le « laplacien » : Δ .
- ◇ Eh bien l'équation suivante est l'équation de LAPLACE

$$\Delta T = 0$$

I.4 – Quelques solutions

I.4.i – méthode

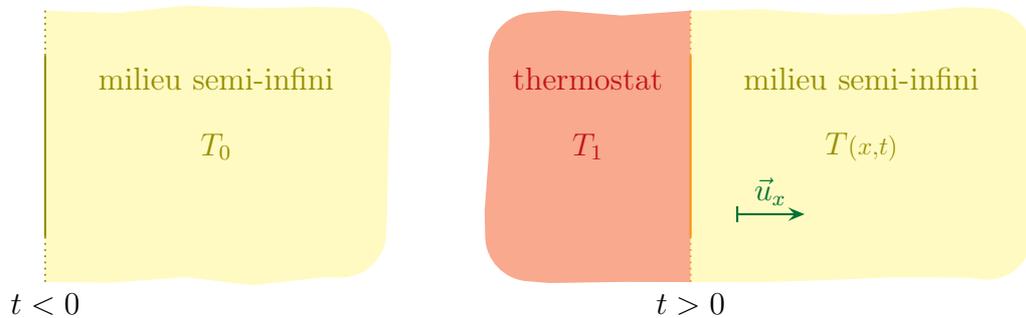
- ◇ Intéressons-nous maintenant à quelques solutions de l'équation de diffusion.
- ◇ Pour résoudre l'équation de diffusion thermique, la méthode est *simple*.
- ◇ La première question à se poser est : « Le régime est-il stationnaire ou non ? »
- ◇ Si la réponse est « Oui, le régime est stationnaire » alors l'équation de diffusion devient une équation uniquement spatiale qui, dans le cas unidimensionnel, est rarement difficile à résoudre.
- ◇ Si la réponse est « Non, le régime n'est pas stationnaire » alors :
 - le régime est sinusoïdal forcé, nous pouvons sortir les complexes et résoudre sans difficulté particulière ;
 - le régime n'est pas sinusoïdal forcé et il n'y a aucune méthode magique de résolution.

I.4.ii – choc thermique – solution en régime transitoire en 1D

★ situation

◇ Modélisons le contact brusque avec un thermostat de la manière suivante :

- à $t = 0^-$ un milieu occupant un demi-espace est à température uniforme ;
- à $t = 0$ il est mis en contact avec un thermostat de température différente.



◇ Analyse :

- ici nous avons un problème de diffusion ;
- il y a deux invariances par translation tant dans la géométrie que dans les contraintes donc la température ne va dépendre que d'un axe ;
- il s'agit ici d'un problème non stationnaire et le régime n'est pas sinusoïdal forcé ;
- les grandeurs pertinentes seront donc a (régime non stationnaire) ainsi que T_0 comme condition initiale et T_1 comme contrainte.

◇ Analyse technique :

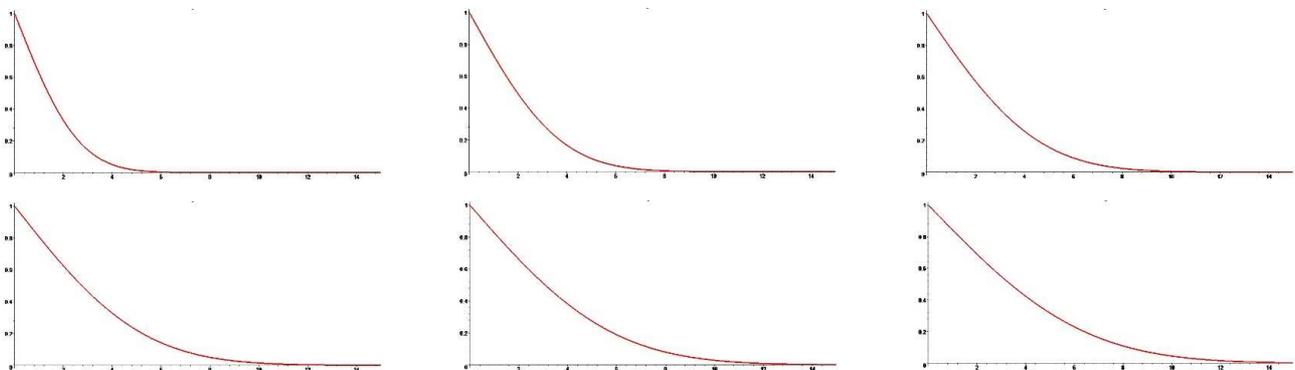
- nous allons noter \vec{u}_x l'axe normal au plan de séparation ;
- nous n'avons pas de méthode particulière de résolution donc il faudra la trouver avec une méthode particulière.

◇ Les deux conditions se traduisent par :

- $T(x, t < 0) = T_0$;
- $T(0, t > 0) = T_1$.

★ graphiquement

◇ Une résolution numérique donne les graphiques suivants.



- ◇ Les différentes courbes correspondent à des instants répartis linéairement ($t = k \times t_0$ avec k entier).
- ◇ Nous pouvons voir que la température diffuse effectivement vers les x croissants mais de plus en plus lentement.

★ **solution et interprétation**

◇ Admettons la solution suivante

$$T(x,t) = T_1 + 2 \times \frac{T_0 - T_1}{\sqrt{\pi}} \times \int_0^{x/(2\sqrt{at})} e^{-u^2} du$$

◇ Nous pouvons facilement vérifier la 2^e condition aux limites

$$T(0,t) = T_1 + 2 \times \frac{T_0 - T_1}{\sqrt{\pi}} \times \underbrace{\int_0^0 e^{-u^2} du}_{=0} \rightsquigarrow T(0,t) = T_1$$

◇ Rappelons que (cf. cours de maths)

$$\int_0^\infty e^{-u^2} du = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

◇ Nous avons ainsi, pour $x > 0$ à $t = 0$:

$$x/(2\sqrt{at}) = \infty \rightsquigarrow T(x,0) = T_1 + 2 \times \frac{T_0 - T_1}{\sqrt{\pi}} \times \int_0^\infty e^{-u^2} du \rightsquigarrow T(x,0) = T_0$$

◇ De même à x fixé, si $t \rightarrow \infty$ cela donne

$$x/(2\sqrt{at}) \rightarrow 0 \rightsquigarrow T(x,0) = T_1 + 2 \times \frac{T_0 - T_1}{\sqrt{\pi}} \times \int_0^0 e^{-u^2} du \rightsquigarrow T(x,0) = T_1$$

◇ Autrement dit, en attendant suffisamment longtemps, quel que soit le lieu, la température finira par atteindre T_1 .

◇ Enfin remarquons que la température ne dépend que de $\frac{x}{2\sqrt{at}}$.

◇ De la sorte, en se fixant une température T^* quelconque (entre T_0 et T_1 quand même) elle est atteinte en L à t_0 tel que

$$\frac{L}{2\sqrt{at_0}} = C^{\text{te}} \rightsquigarrow L \propto \sqrt{t_0}$$

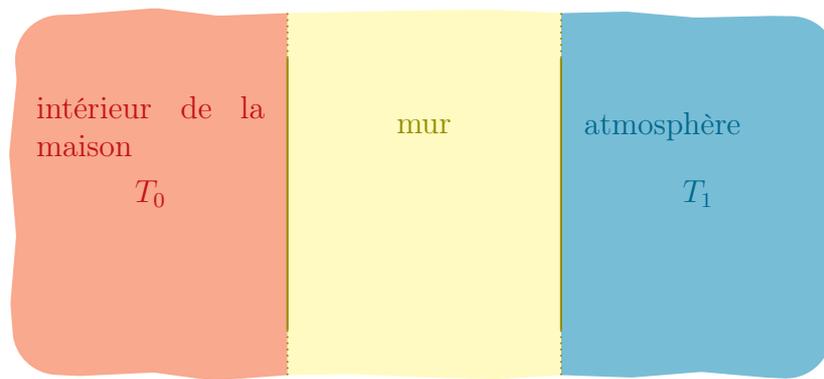
◇ Nous retrouvons bien le fait que la diffusion est un phénomène lent puisque la distance est proportionnelle à \sqrt{t} .

I.4.iii – mur de maison – régime stationnaire 1D

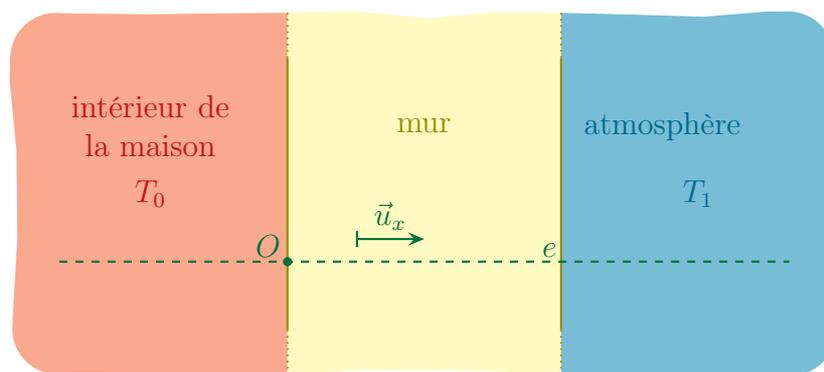
◇ Il s'agit là d'une situation **très classique** à tel point que c'est presque l'archétype des phénomènes de diffusion et c'est pourquoi nous y ferons référence régulièrement.

★ **mur simple**🕒 **situation et analyses**

◇ Considérons un mur de maison, suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de bords et donc être considéré comme infini bien qu'il ne le soit pas.



- ◇ Ce mur sépare deux milieux (infinis eux aussi) et de températures uniformes et constante.
- ◇ La question est :
 - quelle est la répartition de température à l'intérieur du mur en régime permanent ?
 - quelle est la puissance perdue à travers le mur en régime permanent ?
- ◇ Analyse physique :
 - nous sommes face à un problème de diffusion (c'est évident dans ce chapitre mais il faut le préciser devant un problème « inconnu ») ;
 - la maison et l'atmosphère vont jouer le rôle de thermostats ;
 - le mur n'est pas radioactif, n'est pas envahi de réaction chimique et n'est pas parcouru par un courant électrique donc le terme de production est nul ;
 - le régime permanent est atteint et les contraintes sont constantes (cf. thermostat) donc le régime permanent est un régime permanent stationnaire ;
 - les grandeurs pertinentes sont λ (caractéristique matériaux en RPS), e et S_{mur} (géométrie), T_0 et T_1 (contraintes).
- ◇ Analyse technique :
 - nous allons repérer le problème comme sur le schéma ci-dessous ;
 - comme il y a invariance sur \vec{u}_y et \vec{u}_z , la température s'écrit $T(x)$.



🔗 résolution

- ◇ Dans le cas de la diffusion sans source et en régime permanent stationnaire, l'équation de diffusion s'écrit

$$\Delta T = 0$$

- ◇ Cela donne dans le cas unidimensionnel

$$\frac{d^2 T}{dx^2}(x) = 0 \quad \rightsquigarrow \quad T(x) = \alpha x + \beta$$

◇ α et β sont des constantes d'intégration qui dépendent des contraintes.

À l'échelle mésoscopique, la température est une fonction continue de l'espace.

◇ Nous avons donc

$$T(0^+) = T(0^-) \rightsquigarrow T(0^+) = T_0 \quad \text{et} \quad T(0^+) = \alpha \rightsquigarrow \alpha = T_0$$

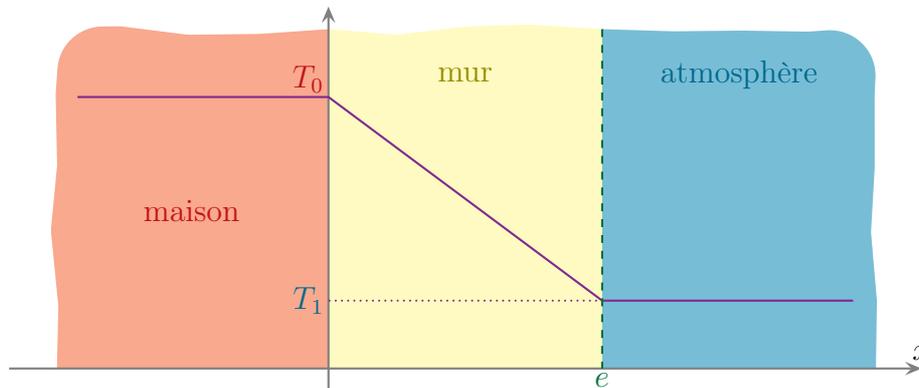
◇ De même

$$T(e^-) = T(e^+) \rightsquigarrow T(e^-) = T_1 \quad \text{et} \quad T(e^-) = T_0 + \beta e \rightsquigarrow \beta = \frac{T_1 - T_0}{e}$$

◇ Finalement

$$T(x) = T_0 + \frac{T_1 - T_0}{e} \times x$$

◇ Nous voyons que le champ de température est *affine* à l'intérieur du mur.



◇ Nous pouvons constater que λ n'intervient pas, mais c'était prévisible étant donné que la conductivité n'intervient pas dans l'équation de diffusion.

🌀 puissance perdue à travers le mur

◇ La puissance thermique perdue est celle qui va de la maison vers l'atmosphère ce qui nous impose le sens de $d\vec{S}$ dans le sens de $+\vec{u}_x$.

◇ La puissance thermique perdue s'écrit donc

$$\mathcal{P}_{\text{perdue}} = \Phi_{\text{th, à travers le mur}} \rightsquigarrow \mathcal{P}_{\text{perdue}} = \iint_{P \in \text{mur}} \vec{j}_{\text{th}}(P) \cdot d\vec{S}_P$$

◇ Or la densité surfacique de courant en volume s'écrit, d'après la loi de FOURIER

$$\vec{j}_{\text{th}} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \rightsquigarrow \vec{j}_{\text{th}}(x) = -\lambda \frac{dT}{dx}(x) \vec{u}_x \rightsquigarrow \vec{j}_{\text{th}}(x) = -\lambda \frac{T_1 - T_0}{e} \vec{u}_x$$

◇ De plus pour compter positivement l'énergie qui va de la maison vers l'atmosphère, il faut

$$d\vec{S}_P = +dS_P \vec{u}_x$$

◇ Nous avons ainsi

$$\mathcal{P}_{\text{perdue}} = \iint_{P \in \text{mur}} -\lambda \frac{T_1 - T_0}{e} dS_P \quad \rightsquigarrow \quad \mathcal{P}_{\text{perdue}} = \lambda \frac{T_0 - T_1}{e} \times \iint_{P \in \text{mur}} dS_P$$

◇ Et finalement

$$\mathcal{P}_{\text{perdue}} = (T_0 - T_1) \times \frac{\lambda S_{\text{mur}}}{e}$$

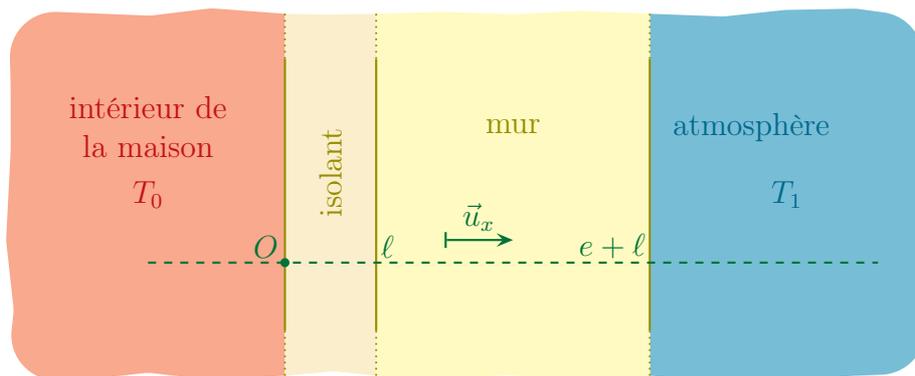
◇ Ce résultat est bien homogène (pour le voir, utiliser de tête la loi de FOURIER) et est cohérent :

- si $T_0 > T_1$ c'est la maison qui perd de l'énergie ;
- plus e est grand plus la perte est faible ;
- plus le mur est grand plus la perte est grande.

★ mur isolé

🕒 situation et analyses

◇ Considérons maintenant le même mur (sans effet de bord et d'épaisseur e) recouvert d'une couche isolante d'épaisseur ℓ et de conductivité λ_i .



◇ Posons-nous les mêmes questions :

- champ de température dans le mur et l'isolant ?
- puissance perdue ?

◇ L'analyse physique est analogue à la précédente

- c'est un problème de diffusion ;
- il n'y a pas de production ;
- il y a **deux** milieux diffusants donc **deux** équations de diffusion à résoudre et à recoller ;
- les grandeurs pertinentes sont les mêmes que précédemment auxquelles il faut ajouter les caractéristiques de l'isolant λ_i et ℓ .

◇ Analyse technique :

- comme il y a **deux** milieux diffusants, il y a **deux** fonctions températures soit $T_i(x)$ et $T_m(x)$;
- comme les deux milieux sont en régime permanent stationnaire, nous pouvons écrire tout de suite que les champs de température associés sont linéaires ce qui donne

$$T_i(x) = Ax + B \quad \text{et} \quad T_m(x) = Cx + D$$

- **quatre** constantes d'intégration il faudra donc **quatre** conditions aux limites pour pouvoir tout résoudre.

- ◇ En ce qui concerne la continuité de température, nous en avons 3 : en $x = 0$, en $x = \ell$ et en $x = \ell + e$.
- ◇ Il manque une condition, ça sera la continuité du flux thermique en $x = \ell$.
- ◇ N'oublions pas en effet qu'en régime permanent stationnaire la conservation de l'énergie s'écrit

$$0 + \frac{\partial j_{\text{th}}}{\partial x} = \mathcal{P}$$

- ◇ Cette équation montre bien que la fonction j_{th} est dérivable *donc* qu'elle est continue.

À l'échelle mésoscopique, la densité surfacique de courant thermique en volume est une fonction continue de l'espace.

- ◇ Nous avons nos 4 conditions aux limites, nous pouvons les traduire puis résoudre.

🔗 traduction des conditions aux limites

- ◇ La continuité de la température en $x = 0$ donne

$$T(0^-) = T_i(0^+) \quad \rightsquigarrow \quad T_0 = B$$

- ◇ La continuité de la température en $x = \ell + e$ donne

$$T_m((\ell + e)^-) = T((\ell + e)^+) \quad \rightsquigarrow \quad C(\ell + e) + D = T_{\text{ext}}$$

- ◇ La continuité de la température en $x = \ell$ donne

$$T_i(\ell^-) = T(\ell^+) \quad \rightsquigarrow \quad A\ell + B = C\ell + D$$

- ◇ Enfin la continuité du courant thermique donne

$$j_{\text{th},i}(\ell^-) = j_{\text{th},m}(\ell^+)$$

- ◇ Soit, avec la loi de FOURIER

$$-\lambda_i \frac{dT_i}{dx}(\ell^-) = -\lambda_m \frac{dT_m}{dx}(\ell^+) \quad \rightsquigarrow \quad -\lambda_i A = -\lambda_m C \quad \rightsquigarrow \quad \lambda_i A = \lambda_m C$$

🔗 résolution

- ◇ Commençons par réécrire les équations obtenues

$$B = T_0 \quad \rightsquigarrow \quad \begin{cases} C(\ell + e) + D = T_{\text{ext}} \\ A\ell + T_0 = C\ell + D \\ \lambda_i A = \lambda_m C \end{cases}$$

- ◇ Nous allons d'abord chercher le flux thermique perdu.
- ◇ Par continuité du flux thermique, le flux thermique perdu par la maison n'est autre que le flux qui traverse l'épaisseur ℓ d'isolant.
- ◇ Or ce flux s'écrit

$$\Phi_i = -\lambda_i \times A \times S_{\text{mur}}$$

- ◇ Il nous faut donc trouver A .
- ◇ Pour ce faire commençons par éliminer C et obtenir un système de deux équations à deux inconnues

$$C = \frac{\lambda_i}{\lambda_m} A \rightsquigarrow \begin{cases} \frac{\lambda_i}{\lambda_m} A (\ell + e) + D = T_{\text{ext}} \\ A \ell + T_0 = \frac{\lambda_i}{\lambda_m} A \ell + D \end{cases}$$

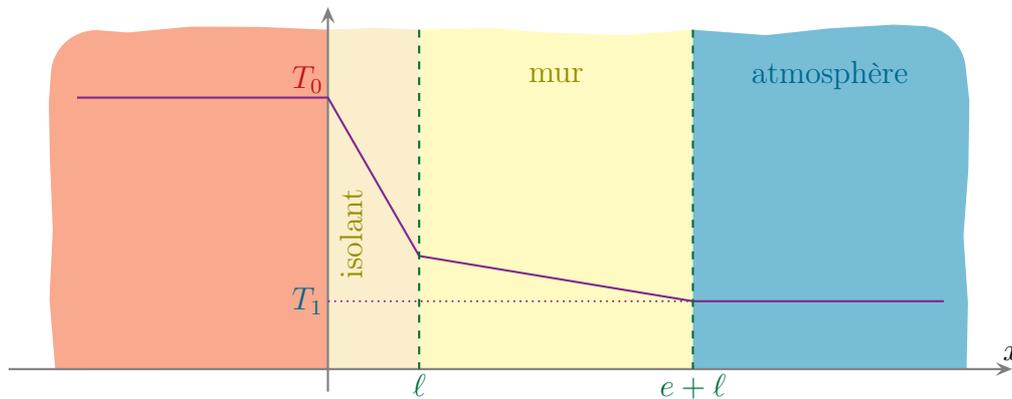
◇ Réécrivons ce système sous une forme plus adéquate

$$\begin{cases} \frac{\lambda_i}{\lambda_m} A (\ell + e) + D = T_{\text{ext}} \\ \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_m} - 1 \right) \ell A + D = T_0 \end{cases}$$

◇ En soustrayant les deux équations ainsi obtenues nous arrivons à

$$A \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_m} (\ell + e) - \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_m} - 1 \right) \ell \right) = T_{\text{ext}} - T_0 \rightsquigarrow A = \frac{T_{\text{ext}} - T_0}{\frac{\lambda_i}{\lambda_m} e + \ell}$$

◇ Graphiquement, cela donne quelque chose comme représenté ci-dessous.



🔍 isolation ?

◇ La puissance perdue par la maison peut s'écrire

$$\mathcal{P}_{\text{perdue}} = -\lambda_i A S_{\text{mur}} \rightsquigarrow \mathcal{P}_{\text{perdue}} = -\lambda_i S_{\text{mur}} \times \frac{T_{\text{ext}} - T_0}{\frac{\lambda_i}{\lambda_m} e + \ell}$$

◇ Réécrivons cette puissance sous une autre forme pour pouvoir plus facilement la comparer à la puissance perdue par le mur non isolé

$$\mathcal{P}_{\text{perdue}} = -\lambda_m S_{\text{mur}} \times \frac{T_{\text{ext}} - T_0}{e + \frac{\lambda_m}{\lambda_i} \ell}$$

◇ Résultat à comparer avec

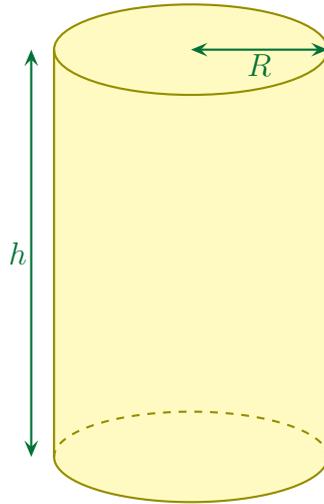
$$\mathcal{P}_{\text{perdue, non isolé}} = -\lambda_m S_{\text{mur}} \times \frac{T_{\text{ext}} - T_0}{e}$$

- ◇ Donc finalement, isoler un mur de conductivité λ_m avec un isolant d'épaisseur ℓ et de conductivité λ_i revient à augmenter l'épaisseur du mur de $\frac{\lambda_m}{\lambda_i} \ell$
- ◇ Nous retrouvons là quelque chose de très cohérent vis-à-vis de l'isolation thermique :
 - plus l'épaisseur est grande, plus l'isolation est efficace ;
 - moins la conductivité de l'isolant est grande, plus l'isolation est efficace ;
 - plus la conductivité du mur est grande, plus l'isolation est efficace.

I.4.iv – barreau radioactif – régime stationnaire en symétrie cylindrique

★ dispositif et analyse

- ◇ Considérons un barreau radioactif cylindrique de rayon R et de hauteur h .

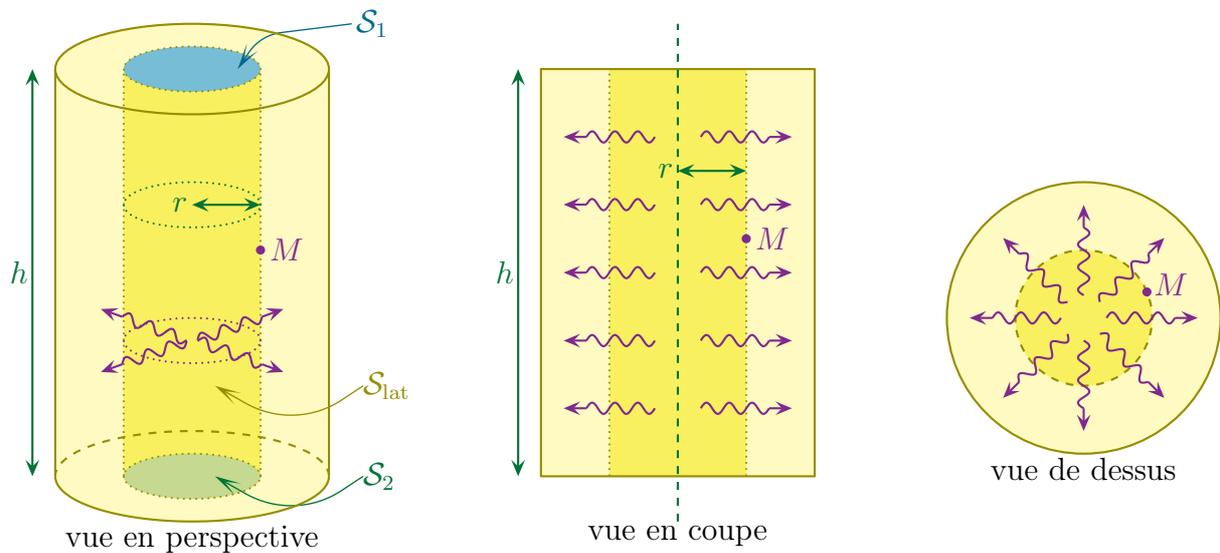


- ◇ Nous considérerons le barreau suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de bord.
- ◇ En admettant que la température ambiante soit uniforme et constante égale à T_0 , quelle est la température dans le barreau ?
- ◇ Analyse physique
 - ici nous sommes face à un problème de diffusion ;
 - comme le barreau est radioactif, il y a un terme de source que nous prendrons uniforme et constant à \mathcal{P}_0 (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$) ;
 - il y a une invariance par translation par rapport à l'axe (puisque les effets de bord sont négligés) et par rotation autour du même axe ;
 - nous allons considérer le régime permanent stationnaire ;
 - les grandeurs pertinentes sont R et h (géométrie), λ , \mathcal{P}_0 (aspect thermique) et T_0 (contrainte).
- ◇ Rappelons que ρ et c ne font pas parti des grandeurs pertinentes car le régime est stationnaire.
- ◇ Analyse technique
 - étant donné la géométrie du dispositif, nous allons naturellement utiliser le repérage cylindro-polaire ce qui permet de dire que, grâce aux invariances, les différentes grandeurs (T , j_{th}) ne dépendent que de r ;
 - dans le cas d'un régime stationnaire avec terme de source (de préférence uniforme), il y a deux grandes méthodes ;
 - une mise en équation globale qui permet de simplifier la résolution grâce aux symétries ;
 - une mise en équation en 3D quelconque suivi de la résolution avec le laplacien en cylindro-polaire.

★ mise en équation : méthode du bilan global

🕒 un système bien choisi

- ◇ L'idée est en fait de redémontrer la loi de conservation de l'énergie mais dans le cas particulier du barreau radioactif.
- ◇ Le tout étant de bien choisir le système.
- ◇ Pour choisir le « bon » système, c'est très simple car cela revient à choisir un « bon » volume et une « bonne » surface qui permettent de faire des calculs de flux facilement.
- ◇ Et des calculs de flux, cela ressemble beaucoup à l'électrostatique !
- ◇ En fait, comme pour le théorème de GAUSS le bon système sera celui délimité par une surface qui :
 - respecte les symétries du problème ;
 - passe par le point M où nous voulons déterminer le champ (de température).
- ◇ Ici comme la diffusion est *radiale* nous allons choisir un système contenue dans un cylindre de rayon r et de hauteur h .



🕒 mise en équation et résolution

- ◇ Nous allons faire un bilan d'énergie pour ce système entre t et $t + dt$.
- ◇ Ce bilan s'écrit

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} + \text{CRÉATION EN VOLUME}$$

- ◇ Comme le régime est stationnaire, nous avons tout de suite

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = 0$$

- ◇ Commençons par calculer le terme d'échange.

$$\Phi_{\text{reque}} = - \oint_{P \in \mathcal{S}} \vec{j}_{\text{th}}(P) \cdot d\vec{S}_P$$

- ◇ En découpant la surface \mathcal{S} en trois (1 étant au-dessus et 2 en dessous) et avec l'extensivité du flux

$$\Phi_{\text{reque}} = - \iint_{P \in \mathcal{S}_1} \vec{j}_{\text{th}}(P) \cdot d\vec{S}_{1P} - \iint_{P \in \mathcal{S}_2} \vec{j}_{\text{th}}(P) \cdot d\vec{S}_{2P} - \iint_{P \in \mathcal{S}_\ell} \vec{j}_{\text{th}}(P) \cdot d\vec{S}_{\text{lat},P}$$

- ◇ Or les vecteurs surface élémentaires s'écrivent

$$d\vec{S}_{1P} = dS_P \vec{u}_z ; \quad d\vec{S}_{2P} = -dS_P \vec{u}_z \quad \text{et} \quad d\vec{S}_{\text{lat},P} = dS_P \vec{u}_r$$

◇ Ce qui donne, avec $\vec{j}_{\text{th}}(P) = j_{\text{th}}(P) \vec{u}_r$

$$\Phi_{\text{reçue}} = -0 - 0 - \iint_{P \in \mathcal{S}_\ell} j_{\text{th}}(P) dS_P$$

◇ Or la surface \mathcal{S} est choisie de telle sorte que

$$r_P = C^{\text{te}} = r_M \stackrel{\text{not}}{=} r$$

◇ Et ainsi

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{reçue}} &= - \iint_{P \in \mathcal{S}_\ell} j_{\text{th}}(r_P) dS_P \\ &= - \iint_{P \in \mathcal{S}_\ell} j_{\text{th}}(r) dS_P \\ &= -j_{\text{th}}(r) \times \iint_{P \in \mathcal{S}_\ell} dS_P \\ &= -j_{\text{th}}(r) \times 2 \pi r h \end{aligned}$$

◇ Le terme de production s'écrit, lui

$$\mathcal{P} = \iiint_{P \in \mathcal{V}} \mathcal{P}(P) \delta\tau_P$$

◇ Comme $\mathcal{P}(P) = \mathcal{P}_0$ est uniforme, nous avons rapidement

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= \iiint_{P \in \mathcal{V}} \mathcal{P}_0 \delta\tau_P \\ &= \mathcal{P}_0 \iiint_{P \in \mathcal{V}} \delta\tau_P \\ &= \mathcal{P}_0 \times \pi r^2 h \end{aligned}$$

◇ En réinjectant ces résultats dans la loi de conservation de l'énergie cela donne

$$0 = \Phi_{\text{reçue}} dt + \mathcal{P} dt \quad \rightsquigarrow \quad j_{\text{th}}(r) \times 2 \pi r h = \mathcal{P}_0 \times \pi r^2 h \quad \rightsquigarrow \quad j_{\text{th}}(r) = \frac{\mathcal{P}_0 r}{2}$$

◇ Maintenant nous pouvons utiliser la loi de FOURIER qui dit

$$j_{\text{th}}(r) = -\lambda \frac{dT}{dr}(r)$$

◇ Et ainsi $T(r)$ s'écrit

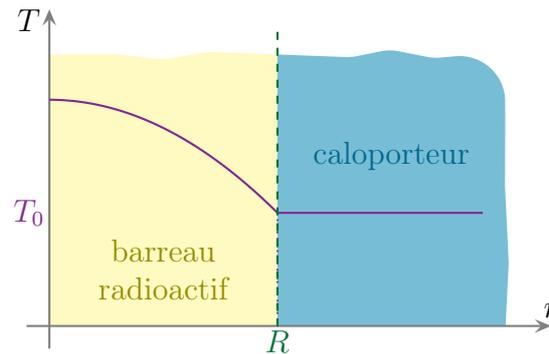
$$-\lambda \frac{dT}{dr}(r) = \frac{\mathcal{P}_0 r}{2} \quad \rightsquigarrow \quad \frac{dT}{dr}(r) = -\frac{\mathcal{P}_0 r}{2\lambda} \quad \rightsquigarrow \quad T(r) = -\frac{\mathcal{P}_0 r^2}{4\lambda} + C^{\text{te}}$$

◇ La constante d'intégration s'obtient grâce à la continuité de la température en $r = R$

$$T(R) = T_0 \quad \rightsquigarrow \quad T(r) = \frac{\mathcal{P}_0}{4\lambda} (R^2 - r^2) + T_0$$

🕒 vision graphique

◇ Graphiquement la température en fonction de r ressemble à cela



◇ Nous pouvons constater que :

- la température la plus élevée est au centre ;
- plus r augmente, plus le courant thermique est grand.

★ mise en équation : méthode sans réfléchir

🕒 repartir de l'équation de diffusion thermique

◇ L'idée est de résoudre « mathématiquement » l'équation de diffusion.

◇ Il faut d'abord rétablir dans le cas général l'équation

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \Delta T = \mathcal{P}$$

◇ Cette équation se simplifie tout de suite car le régime est permanent stationnaire

$$-\lambda \Delta T = \mathcal{P} \quad \rightsquigarrow \quad \Delta T = -\frac{\mathcal{P}_0}{\lambda}$$

◇ Et maintenant il faut l'expression du laplacien en cylindro polaire pour une fonction qui ne dépend que de r .

◇ Pour cela en cherchant dans les archives / l'énoncé / la calculatrice, nous trouvons

$$\Delta T(r) = \frac{1}{r} \times \frac{d}{dr} \left(r \times \frac{dT}{dr}(r) \right)$$

🛑 Comme le montre l'expression ci-dessus, contrairement aux coordonnées cartésiennes

$$\Delta T(r) \neq \frac{d^2 T}{dr^2}(r) \quad \text{en cylindro-polaire}$$

🕒 résoudre

◇ Il faut y aller lentement et par étapes.

$$\Delta T = -\frac{\mathcal{P}_0}{\lambda} \quad \rightsquigarrow \quad \frac{1}{r} \times \frac{d}{dr} \left(r \times \frac{dT}{dr}(r) \right) = -\frac{\mathcal{P}_0}{\lambda} \quad \rightsquigarrow \quad \frac{d}{dr} \left(r \times \frac{dT}{dr}(r) \right) = -\frac{\mathcal{P}_0}{\lambda} \times r$$

◇ En primitivant cela donne

$$r \times \frac{dT}{dr}(r) = -\frac{\mathcal{P}_0}{2\lambda} \times r^2 + \alpha \quad \rightsquigarrow \quad \frac{dT}{dr}(r) = -\frac{\mathcal{P}_0}{2\lambda} \times r + \frac{\alpha}{r}$$

◇ En primitivant une fois de plus nous arrivons à

$$T(r) = -\frac{\mathcal{P}_0}{4\lambda} \times r^2 + \alpha \ln r + \beta$$

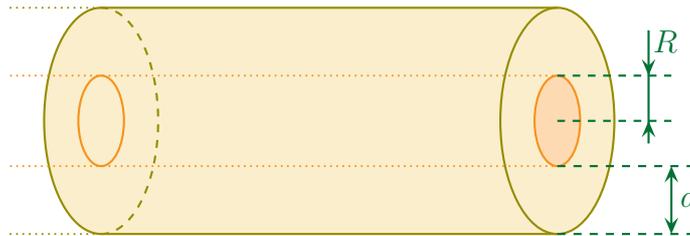
- ◇ Il y a deux constantes d'intégration, il faut donc deux conditions aux limites pour les trouver.
- ◇ Ici $r = 0$ existe car il est dans le domaine de résolution, il faut donc trouver une solution pour $r = 0$.
- ◇ Cela implique que $\alpha = 0$ sans quoi pour $r = 0$ la température deviendrait infinie, ce qui n'est pas possible.
- ◇ Il reste donc

$$T(r) = -\frac{\mathcal{P}_0}{4\lambda} \times r^2 + \beta$$

◇ À partir de là nous sommes ramenés au cas précédent et la continuité de la température en $r = R$ permet de conclure.

★ comparaison des deux méthodes

- ◇ Vue de loin la 2^e méthode paraît plus courte mais c'est oublier que nous n'avons pas retranscrit :
 - le début qui consiste à retrouver l'équation de diffusion thermique en 3D ;
 - la fin pour trouver β et tracer $T(r)$.
- ◇ Malgré cela cette méthode présente quelques caractéristiques qui peuvent être des inconvénients :
 - cette méthode dépend de la connaissance de $\Delta T(r)$ qui n'est pas intuitive ;
 - cette méthode fait apparaître des arguments de cohérence dans la résolution ce qui n'est pas fréquent ;
 - des fois il est possible d'avoir un terme en $\ln r$ dans une diffusion en symétrie cylindrique.
- ◇ Considérons un fil de cuivre parcouru par un courant et entouré d'une gaine isolante (électriquement).



◇ La diffusion est radiale et il y a deux milieux diffusif donc il y a deux fonctions $T(r)$ à trouver

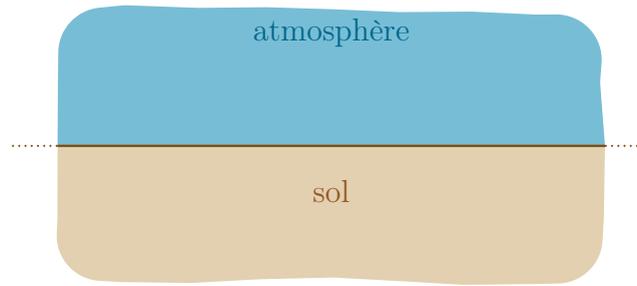
$$T_{\text{fil}}(r) \text{ pour } 0 \leq r \leq R \quad \text{et} \quad T_{\text{isol}}(r) \text{ pour } R \leq r \leq R + a$$

◇ Dans ces conditions il ne peut pas y avoir de terme en $\ln r$ dans $T_{\text{fil}}(r)$ puisque la valeur $r = 0$ appartient au domaine de résolution mais il peut très bien y avoir ce terme dans $T_{\text{isol}}(r)$ parce que, justement, $r = 0$ n'est pas un point de l'isolant.

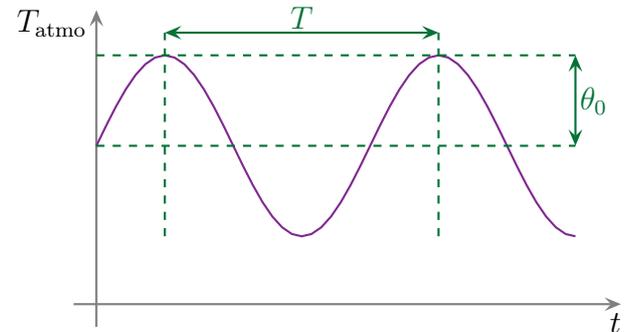
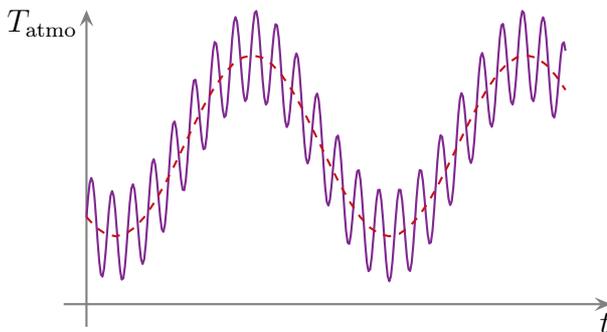
I.4.v – température dans le sol – régime sinusoïdal forcé en 1D

★ situation et analyse physique

◇ Considérons une portion de sol suffisamment grande pour pouvoir être considérée comme infinie.



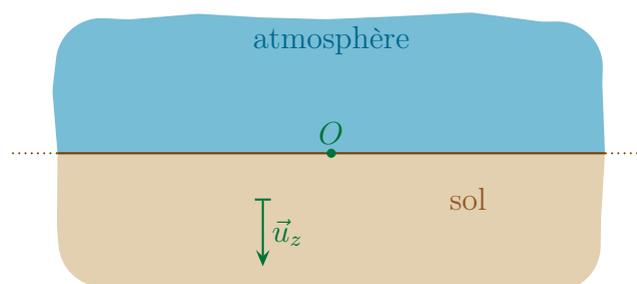
- ◇ Nous pouvons mettre de côté le chauffage par rayonnement car la diffusion est un phénomène **linéaire**.
- ◇ Nous pouvons ainsi nous concentrer sur l'influence thermique de l'air.
- ◇ La température de l'air varie sinusoïdalement avec des périodes très différentes :
 - une période correspond à l'évolution saisonnière ;
 - une autre période correspond à l'évolution quotidienne.
- ◇ Toujours parce que la diffusion est un phénomène **linéaire** nous allons nous contenter d'étudier une seule période T sans préciser laquelle.
- ◇ Ainsi, pour nous, la température de l'air sera $T_{\text{air}}(t) = T_0 + \theta_0 \cos(\omega t)$



- ◇ Analyse physique
 - nous sommes face à un problème de diffusion ;
 - le sol n'étant pas radioactif⁵, ni le siège de réaction chimique, ni parcouru par un courant, la diffusion se fera sans terme de production ;
 - le régime que nous allons chercher est un régime permanent **mais** non stationnaire ;
 - la situation est invariante par translation suivant deux axes ;
 - les grandeurs pertinentes sont a pour l'aspect thermique (et non λ), T_0 , θ_0 et ω pour les contraintes. Ici il n'y a pas d'aspect géométrique à moins de désirer compter exactement le flux qui passe à travers une surface S_0 dessinée sur le sol.

★ analyse technique

- ◇ Commençons par imposer un repérage de la situation.



5. Du moins pas à faible profondeur.

- ◇ Les invariances imposent donc que la température s'écrit $T(z,t)$ avec $z \geq 0$.
- ◇ Nous pouvons écrire cette température sous la forme

$$T(z,t) = T_0 + T_{\text{sol}}(z,t)$$

- ◇ L'avantage de cette écriture et qu'elle fait apparaître le régime permanent stationnaire (*i.e.* la solution pour $\theta_0 = 0$) de sorte que $T_{\text{sol}}(z,t)$ soit sinusoïdal de valeur moyenne nulle.
- ◇ Sinusoïdal? De valeur moyenne nulle? Utilisons la notation complexe.

$$T_{\text{sol}}(z,t) = \Re(\underline{T}_{\text{sol}}(z,t))$$

- ◇ La notation complexe donne de manière systématique

$$\underline{T}_{\text{sol}}(z,t) = \underline{f}(z) e^{j\omega t}$$

- ◇ Nous nous irons un peu plus loin en cherchant directement $\underline{T}_{\text{sol}}(z,t)$ sous une forme un peu plus particulière

$$\underline{T}_{\text{sol}}(z,t) = \underline{T}_m e^{j(\omega t - \underline{k}z)}$$

- ◇ Si cela ne marche pas, nous reviendrons à la forme originelle $\underline{T}_{\text{sol}}(z,t) = \underline{f}(z) e^{j\omega t}$ mais cela marchera.

★ résolution

- ◇ Faisons comme si nous avons retrouvé l'équation de diffusion thermique sans terme de production

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \Delta T = 0 \quad \rightsquigarrow \quad \Delta T = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{avec} \quad a \stackrel{\text{not}}{=} \frac{\lambda}{\rho c}$$

- ◇ En une dimension le laplacien donne

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(z,t) = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}(z,t)$$

- ◇ Et ainsi en notation complexe

$$\frac{\partial^2 \underline{T}}{\partial z^2}(z,t) = \frac{1}{a} \frac{\partial \underline{T}}{\partial t}(z,t)$$

- ◇ En injectant la solution recherchée cela donne

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\underline{T}_m e^{j(\omega t - \underline{k}z)} \right) = \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial t} \left(\underline{T}_m e^{j(\omega t - \underline{k}z)} \right) \quad \rightsquigarrow \quad -\underline{k}^2 \underline{T}_m e^{j(\omega t - \underline{k}z)} = \frac{1}{a} j\omega \underline{T}_m e^{j(\omega t - \underline{k}z)}$$

- ◇ Nous avons finalement

$$-\underline{k}^2 = \frac{1}{a} j\omega \quad \rightsquigarrow \quad \underline{k}^2 = -j \frac{\omega}{a}$$

- ◇ Pour trouver \underline{k} nous allons nous aider de la relation $-j = e^{-j\pi/2}$

$$\begin{aligned}
 \underline{k} &= \underline{k}^{2^{1/2}} \\
 &= \left(\frac{\omega}{a} e^{-j\pi/2} \right)^{1/2} \\
 &= \pm \sqrt{\frac{\omega}{a}} e^{-j\pi/4} \\
 &= \pm \sqrt{\frac{\omega}{a}} \times \frac{1-j}{\sqrt{2}}
 \end{aligned}$$

◇ Résultat que nous allons noter

$$\underline{k} = \varepsilon \times k_0 (1 - j) \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \pm 1 \quad \text{et} \quad k_0 \stackrel{\text{not}}{=} \sqrt{\frac{\omega}{2a}}$$

◇ Nous pouvons maintenant remplacer \underline{k} dans la solution

$$\begin{aligned}
 \underline{T}_{\text{sol}}(z,t) &= \underline{T}_m e^{j(\omega t - \underline{k} z)} \\
 &= \underline{T}_m e^{j(\omega t - \varepsilon k_0 z (1-j))} \\
 &= \underline{T}_m e^{j(\omega t - \varepsilon k_0 z)} \times e^{+j^2 \varepsilon k_0 z} \\
 &= \underline{T}_m e^{j(\omega t - \varepsilon k_0 z)} \times e^{-\varepsilon k_0 z}
 \end{aligned}$$

◇ Ici comme z peut tendre vers $+\infty$ et que la température ne peut être infinie, nous avons forcément $\varepsilon = +1$ et donc

$$\underline{T}_{\text{sol}}(z,t) = \underline{T}_m e^{j(\omega t - k_0 z)} \times e^{-k_0 z}$$

◇ Nous pouvons revenir à la solution réelle (sans oublier l'argument de \underline{T}_m)

$$T_{\text{sol}}(z,t) = \Re \left(\underline{T}_{\text{sol}}(z,t) \right) \quad \rightsquigarrow \quad T_{\text{sol}} = T_m \cos(\omega t - k_0 z + \varphi) \times e^{-k_0 z}$$

◇ Puis à la solution complète

$$T(z,t) = T_0 + T_m \cos(\omega t - k_0 z + \varphi) \times e^{-k_0 z}$$

◇ Pour déterminer T_m et φ nous allons utiliser la continuité de la température en $z = 0$.

$$T(0,t) = T_0 + \theta_0 \cos(\omega t) \quad \rightsquigarrow \quad T_0 + T_m \cos(\omega t + \varphi) = T(0,t) = T_0 + \theta_0 \cos(\omega t)$$

◇ Par identification nous trouvons très vite

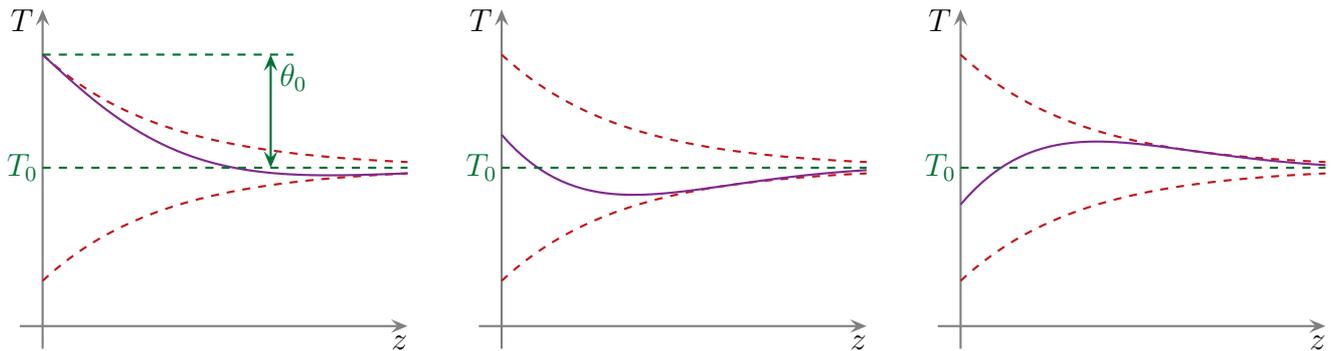
$$T_m = \theta_0 \quad \text{et} \quad \varphi = 0$$

◇ Et la solution finale s'écrit

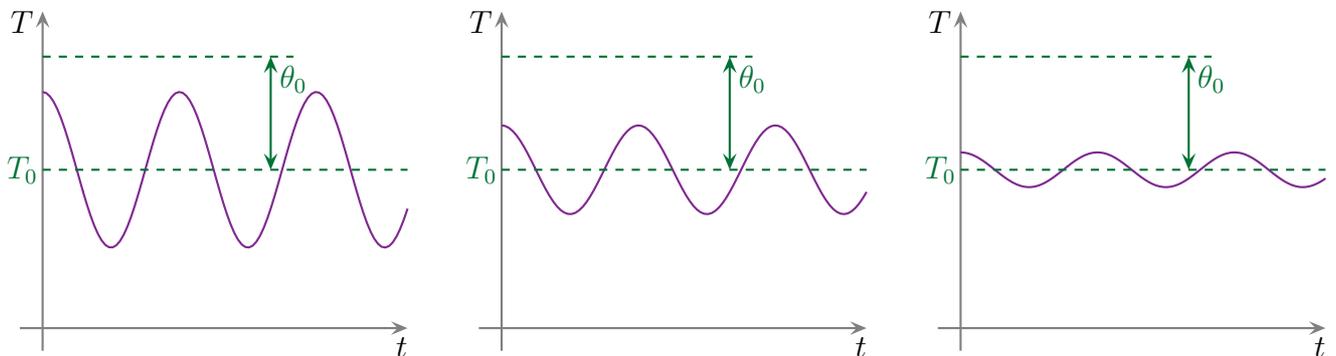
$$T(z,t) = T_0 + \theta_0 \cos(\omega t - k_0 z) \times e^{-k_0 z}$$

★ **interprétation**

◇ Graphiquement la solution en fonction de x à t fixé est la suivante (pour plusieurs valeurs de t)



◇ En revanche, la solution en fonction de t à x fixé est la suivante (pour plusieurs valeurs de x)



◇ Dynamiquement cela ressemble à une onde dont l'amplitude diminue très vite au fur et à mesure de l'avancement.

Montrer l'animation Maple.

◇ Ici il n'y a **aucune** dissipation ! L'énergie se conserve et n'est même pas transformée en une autre forme.

◇ La raison pour laquelle l'amplitude décroît est simple : comme la diffusion se fait dans tous les sens, un « morceau » d'énergie peut aller vers l'avant ou vers l'arrière.

◇ C'est pourquoi en chaque endroit il y a de l'énergie qui rebrousse chemin, ce qui implique que moins d'énergie va vers l'avant et donc une amplitude des oscillations de température qui décroît. C'est inévitable.

◇ Nous voyons aussi que l'effet des variations de température se fait sentir jusqu'à une profondeur d'environ $\frac{5}{k_0}$ soit

$$z_{\max} \sim 5 \sqrt{\frac{2a}{\omega}} \quad \rightsquigarrow \quad z_{\max} \sim 5 \sqrt{\frac{a \times \text{période}}{\pi}}$$

◇ Nous voyons ainsi que la profondeur maximal est directement lié à la période.

◇ En Champagne-Ardenne les caves de vin de champagne sont à 30 m de profondeur et creusées dans un sol calcaire. En prenant une diffusivité de $0,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et une période de 365 jours, nous trouvons

$$z_{\max} = 10 \text{ m}$$

- ◇ Cette valeur explique pourquoi, quelle que soient les conditions extérieures de température, il fait **toujours** 13 °C dans une cave de champagne.
- ◇ Ci-dessous, une vue de la superbe cave de Moët et Chandon à Epernay⁶.



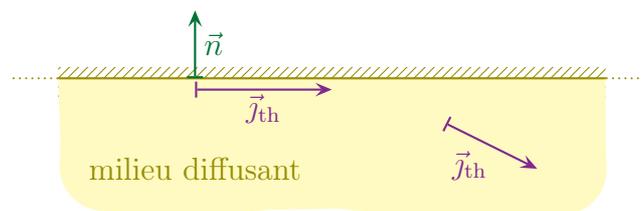
I.4.vi – résumé des conditions aux limites

★ condition au bord d'un milieu diffusant

🌀 paroi adiabatique

- ◇ Une paroi adiabatique est une paroi qui ne laisse pas passer l'énergie.
- ◇ Nous pouvons donc traduire techniquement la condition en utilisant la densité de courant en volume.

Au niveau d'une paroi adiabatique, nous avons
 $\vec{j}_{\text{th}} \cdot \vec{n} = 0$ où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface



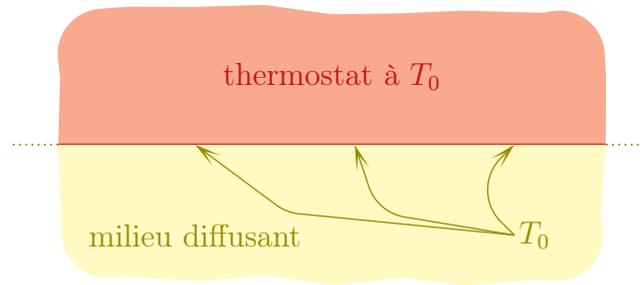
🌀 contact avec un thermostat

- ◇ Un thermostat est un dispositif qui impose sa température donc

6. Source : http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a4/Epernay_Champagne_Moet_Chandon_Cave.jpg.

La température de surface d'un milieu en contact avec un thermostat est imposée par le thermostat.

$$T_{\text{milieu diffusant}}(\text{à la surface}) = T_{\text{thermostat}}$$



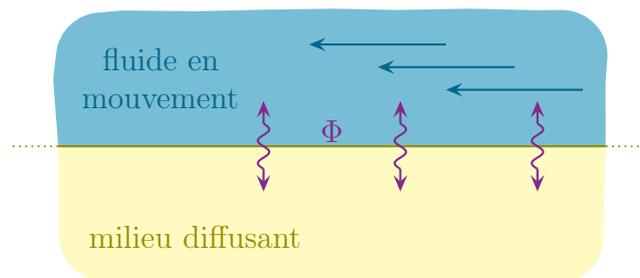
🌀 contact avec un fluide en mouvement

- ◇ Tout le monde a déjà fait l'expérience du ventilateur : quand il y a *circulation* de fluide près d'un milieu diffusant, il y a des pertes thermiques.
- ◇ Ces pertes sont dites *conducto-convectives* (puisqu'il s'agit d'un échange entre un milieu diffusif et un milieu convectif) et elles s'écrivent simplement.

Entre un milieu diffusif et un milieu fluide en mouvement, le flux thermique dit *conducto-convectif* s'écrit

$$\Phi = \pm h S (T_{\text{fluide}} - T_{\text{surface}}) \quad \text{où :}$$

- h dépend du matériau, du fluide **et** de la vitesse du fluide ;
- S est la surface d'échange ;
- Φ est en watt.



- ◇ Cette loi n'est pas exigible en tant que telle mais comme elle ressemble énormément à une loi que nous allons voir dans le paragraphe suivant, autant la connaître de manière à ne pas les confondre.
- ◇ En ce qui concerne le signe, il faut réfléchir suivant la convention adoptée (qui reçoit Φ ?).

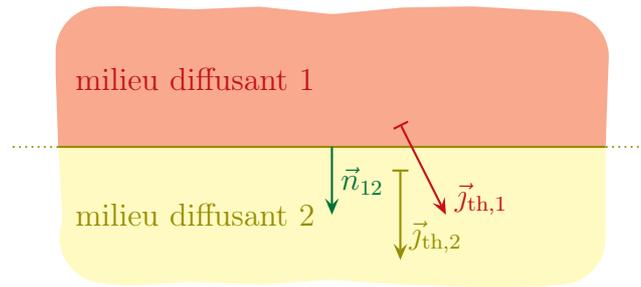
★ condition entre deux milieux diffusants

🌀 flux thermique

- ◇ Généralisons une loi vue lors de la recherche du champ de température dans un mur.

Entre deux milieux diffusifs, il y a toujours continuité du flux thermique.

$$\Phi_{\text{qui sort de 1}} = \Phi_{\text{qui rentre dans 2}} \quad \text{ou} \quad \vec{j}_{\text{th},1} \cdot \vec{n}_{12} = \vec{j}_{\text{th},2} \cdot \vec{n}_{12}$$



- ◇ Cette loi ne fait que traduire la conservation de l'énergie.
- ◇ Pour la mettre en défaut, il faudrait qu'il y ait une création (ou une absorption) d'énergie à l'échelle de l'interface. Ce qui n'est pas possible à l'échelle mésoscopique, mais à l'échelle macroscopique. . .

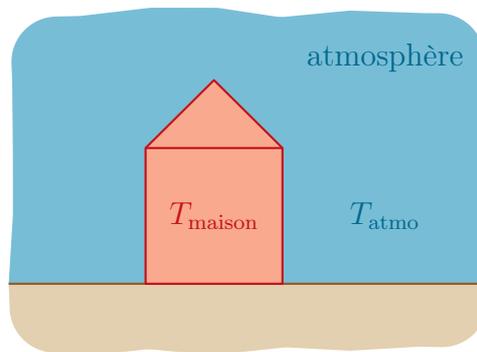
🕒 température à l'échelle mésoscopique

- ◇ Comme nous l'avons déjà signalé sur l'exemple du mur

À l'échelle mésoscopique, la température et la densité surfacique de courant thermique en volume sont des champs continus de l'espace.

🕒 température à l'échelle macroscopique

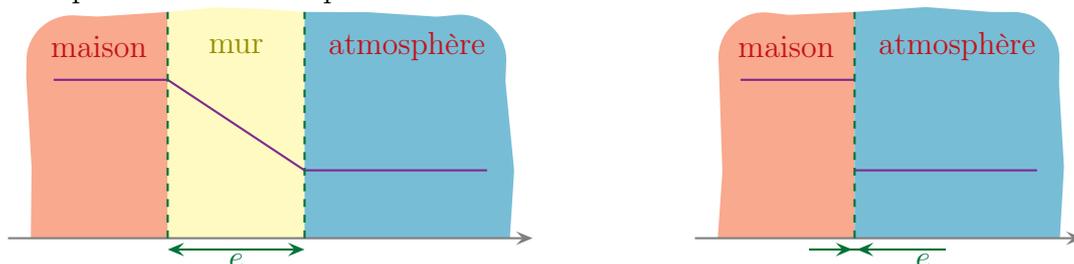
- ◇ À l'échelle macroscopique, la température n'est pas toujours une fonction continue de l'espace.
- ◇ Prenons par exemple une maison vue de loin.



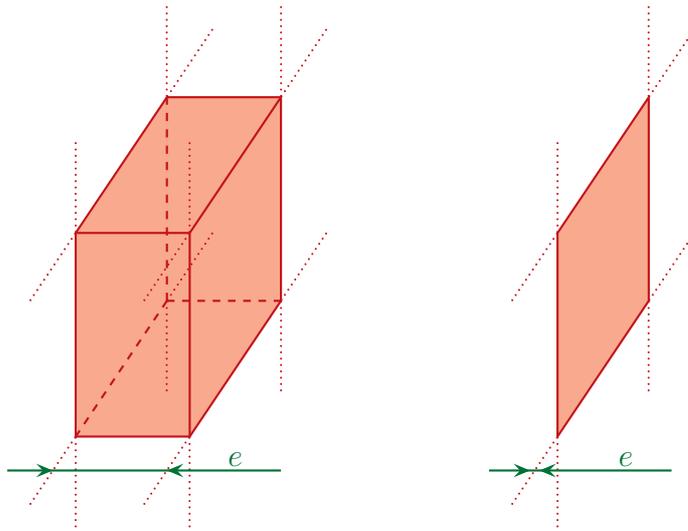
- ◇ À cette échelle les murs sont d'épaisseur nulle ce qui implique, à cette échelle, que

$$T(\text{juste au bord d'un mur}) \neq T(\text{juste de l'autre côté du mur})$$

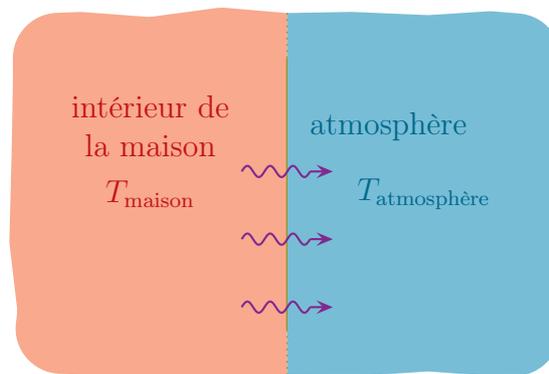
- ◇ En fait tout se passe comme si l'épaisseur e avait été réduite à 0.



- ◇ Il peut en être de même pour le terme de production.
- ◇ Imaginons une paroi source d'énergie et regardons-la de loin.



- ◇ Nous voyons que nous pouvons alors introduire un terme de puissance surfacique (et non plus volumique).
- ◇ C'est exactement la même chose qu'en électromagnétisme lorsque nous avons introduit la densité surfacique de charge.
- ◇ Ces pourquoi, face à une épaisseur infiniment fine à l'échelle macroscopique :
 - la température n'est plus continue ;
 - le courant thermique en volume n'est plus continu si l'épaisseur est source d'énergie.
- ◇ Il devient alors aussi plus difficile de trouver les flux thermiques, même dans le cas où il n'y a pas de source.
- ◇ Reprenons ainsi le mur de maison mais en version « infiniment » fin.



- ◇ Nous savons (car nous l'avons déjà calculé) que le flux thermique qui passe de l'un à l'autre s'écrit, en régime stationnaire

$$\Phi_{\text{maison vers atmosphère}} = \frac{\lambda}{e} \times S (T_{\text{maison}} - T_{\text{atmosphère}}) \stackrel{\text{not}}{=} h S (T_{\text{maison}} - T_{\text{atmosphère}}) \quad \text{avec} \quad h = \frac{\lambda}{e}$$

- ◇ Nous voyons alors réapparaître une loi formellement identique à celle qui donne le flux conducto-convectif mais qui est *fondamentalement différente* en terme phénoménologique car là ce flux n'est autre que celui qui traverse **un** milieu diffusif (ici, le mur).
- ◇ Cette loi montre aussi que le flux est proportionnel à l'écart en température. Cela nous amène directement au paragraphe suivant.

I.5 – Résistance thermique

I.5.i – définition par l'exemple

★ tout d'abord les circonstances

◇ Pour parler de résistance thermique il faut quelques conditions (simples).

Nous pourrions parler de résistance thermique dans un phénomène de diffusion :

- en régime permanent stationnaire ;
- sans terme de source.

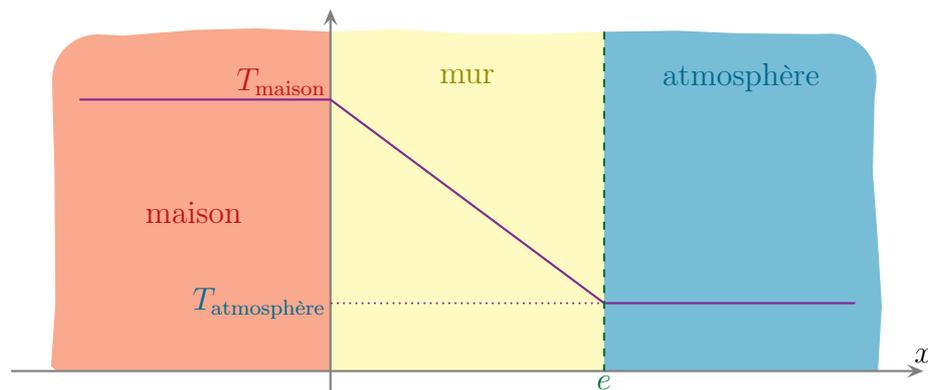
◇ Reste maintenant à savoir ce qu'est cette résistance thermique.

★ exemple du mur simple

◇ Retrouvons très vite les résultats trouvés sur le mur simple de maison.

◇ Nous savons que la température est une fonction continue de l'espace et que la variation est affine dans le mur car le régime est permanent et sans terme de source.

◇ Graphiquement cela donne donc ceci



◇ Analytiquement il n'est pas très difficile de retrouver la fonction

$$T(x) = T_{\text{maison}} + \frac{T_{\text{atmo}} - T_{\text{maison}}}{e} \times x$$

◇ Le flux allant de la maison vers l'atmosphère s'écrit donc

$$\Phi_{\text{m} \rightarrow \text{a}} = j_{\text{th}} \times S$$

◇ Avec la loi de FOURIER cela donne

$$j_{\text{th}} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad \rightsquigarrow \quad j_{\text{th}} = \frac{T_{\text{maison}} - T_{\text{atmo}}}{e} \quad \rightsquigarrow \quad \Phi_{\text{m} \rightarrow \text{a}} = \frac{\lambda S}{e} (T_{\text{maison}} - T_{\text{atmo}})$$

◇ Autrement dit en généralisant un peu avec des milieux 1 et 2

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = \text{qqch} \times (T_1 - T_2) \quad \rightsquigarrow \quad T_1 - T_2 = \text{autre chose} \times \Phi_{1 \rightarrow 2}$$

◇ C'est cette « autre chose » qui est la résistance thermique.

★ **définition retenue**

Un milieu diffusant dont les limites sont aux températures T_1 et T_2 :

→ a une *résistance thermique* R_{th} telle que $R_{\text{th}} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi_{1 \rightarrow 2}}$;

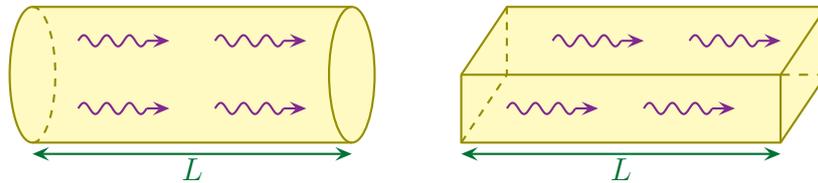
→ a une *conductance thermique* G_{th} telle que $G_{\text{th}} = \frac{\Phi_{1 \rightarrow 2}}{T_1 - T_2}$.

R_{th} et G_{th} sont indépendants de $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ et $T_1 - T_2$

- ◇ Pour se souvenir des conventions, c'est facile : les chiffres représentant les milieux sont dans le même ordre dans $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ et $T_1 - T_2$.
- ◇ Sinon, avec un peu de bon sens, le signe se retrouve par cohérence en sachant que le flux thermique est dirigé des zones chaudes vers les zones froides.

La résistance thermique d'un milieu diffusif unidimensionnel de longueur ℓ , de section S et de conductivité λ s'écrit

$$R_{\text{th}} = \frac{1}{\lambda} \frac{\ell}{S}$$



- ◇ Cette expression ressemble furieusement à celle de la résistance électrique !
- ◇ En fait ce n'est pas une coïncidence du tout.

★ **interprétation**

- ◇ Reprenons deux milieux quelconques séparés par un milieu diffusant.



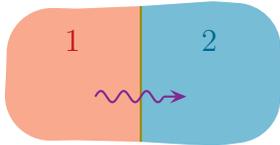
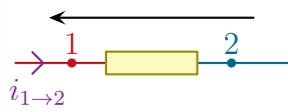
- ◇ Nous avons alors

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = \frac{T_1 - T_2}{R_{\text{th}}}$$

- ◇ Ainsi, si nous voulons favoriser les transferts thermiques, il nous faut diminuer la résistance thermique alors que si nous voulons au contraire limiter cette diffusion, il faut l'augmenter.

I.5.ii – analogie électrique

- ◇ Nous pouvons faire une analogie entre les aspects électriques et les aspects thermiques conformément à ce tableau.

diffusion thermique	courant électrique
\vec{j}_{th}	\vec{j}
$\Phi_{1 \rightarrow 2}$	$i_{1 \rightarrow 2}$
$T_1 - T_2$	$V_1 - V_2$
	
$T_1 - T_2 = R_{th} \Phi_{1 \rightarrow 2}$	$V_1 - V_2 = R i_{1 \rightarrow 2}$

◇ De cette manière il est assez facile de se souvenir de la définition de la résistance thermique

$$U = R i_{1 \rightarrow 2} \quad \rightsquigarrow \quad T_1 - T_2 = R_{th} \Phi_{1 \rightarrow 2}$$

Il est possible de transposer un problème de diffusion en un problème électrique dès lors que :

- le régime est permanent stationnaire ;
- il n'y a pas de terme de source.

◇ Au niveau des lois fondamentales, il est aussi possible de faire des analogie

diffusion thermique	courant électrique
$\vec{j}_{th} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$ (loi de FOURIER)	$\vec{j} = -\gamma \overrightarrow{\text{grad}} V$ (loi d'OHM)
$\Phi_{1 \rightarrow 2} = \iint_{P \in S} \vec{j}_{th}(P) \cdot d\vec{S}_P$	$i_{1 \rightarrow 2} = \int_{P \in S} \vec{j}(P) \cdot d\vec{S}_P$

◇ Et comme nous connaissons l'expression de la résistance d'un milieu conducteur de longueur ℓ et de conductivité γ depuis le cours (de première année) sur le courant électrique, nous avons

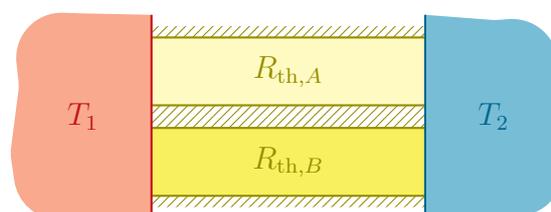
$$R = \frac{1}{\gamma} \times \frac{\ell}{S} \quad \rightsquigarrow \quad R_{th} = \frac{1}{\lambda} \times \frac{\ell}{S}$$

I.5.iii – association de résistances thermiques

★ association parallèle

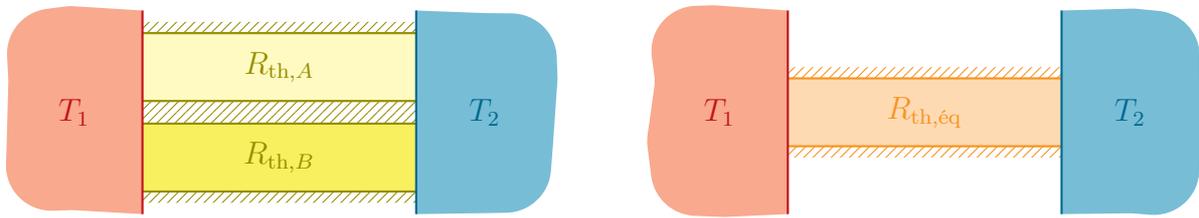
🔗 résultat

Deux milieux diffusifs A et B sont en *parallèle* lorsque leurs extrémités sont en contact avec les mêmes thermostats.



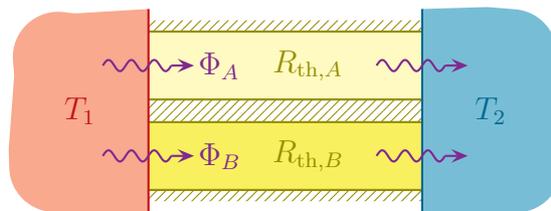
Deux milieux A et B diffusifs en parallèle sont équivalents à un seul milieu diffusif de résistance thermique $R_{th, \acute{e}q}$ tel que

$$\frac{1}{R_{th, \acute{e}q}} = \frac{1}{R_{th, A}} + \frac{1}{R_{th, B}}$$



🕒 démonstration

◇ Considérons deux milieux en parallèle et demandons-nous s'ils ne seraient pas équivalents (thermiquement parlant) à un seul milieu diffusif.



◇ L'extensivité du flux nous dit que

$$\Phi_{tot} = \Phi_A + \Phi_B$$

◇ Par définition des résistances thermiques $R_{th, A}$ et $R_{th, B}$ nous avons ainsi

$$\Phi_{tot} = \frac{T_1 - T_2}{R_{th, A}} + \frac{T_1 - T_2}{R_{th, B}} \quad \rightsquigarrow \quad \Phi_{tot} = \left(\frac{1}{R_{th, A}} + \frac{1}{R_{th, B}} \right) \times (T_1 - T_2)$$

◇ Or pour que l'association soit équivalente à une résistance thermique unique, il faut trouver $R_{th, \acute{e}q}$ telle que

$$\Phi_{tot} = \frac{1}{R_{th, \acute{e}q}} \times (T_1 - T_2)$$

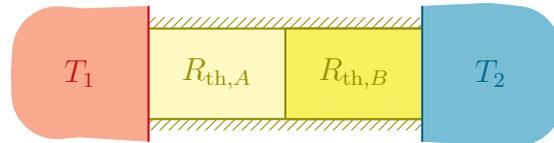
◇ Par identification, nous trouvons bien le résultat

$$\frac{1}{R_{th, \acute{e}q}} = \frac{1}{R_{th, A}} + \frac{1}{R_{th, B}}$$

★ association série

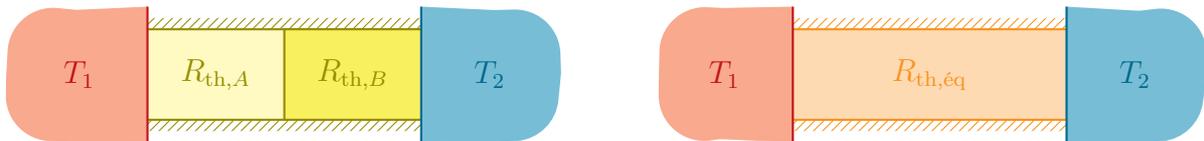
🔗 **résultat**

Deux milieux diffusifs A et B sont en *série* lorsqu'ils sont mis bout à bout.



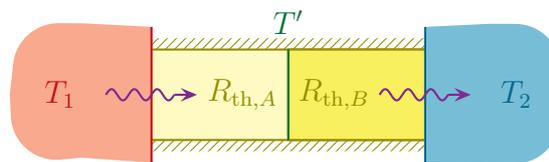
Deux milieux A et B diffusifs en série sont équivalents à un seul milieu diffusif de résistance thermique $R_{th, \acute{e}q}$ tel que

$$R_{th, \acute{e}q} = R_{th,A} + R_{th,B}$$



🔗 **démonstration**

- ◇ Considérons deux milieux en série et demandons-nous s'ils ne seraient pas équivalents (thermiquement parlant) à un seul milieu diffusif.



- ◇ En notant T' la température au niveau du contact entre A et B , nous pouvons écrire la différence des températures sous la forme

$$T_1 - T_2 = (T_1 - T') + (T' - T_2)$$

- ◇ Avec les définitions des résistances thermiques $R_{th,A}$ et $R_{th,B}$ nous avons ainsi

$$T_1 - T_2 = R_{th,A} \times \Phi_A + R_{th,B} \times \Phi_B$$

- ◇ Et la continuité du flux impose que

$$\Phi_A = \Phi_B = \Phi_{tot} \quad \rightsquigarrow \quad T_1 - T_2 = (R_{th,A} + R_{th,B}) \times \Phi_{tot}$$

- ◇ Or pour que l'association soit équivalente à une résistance thermique unique, il faut trouver $R_{th, \acute{e}q}$ telle que

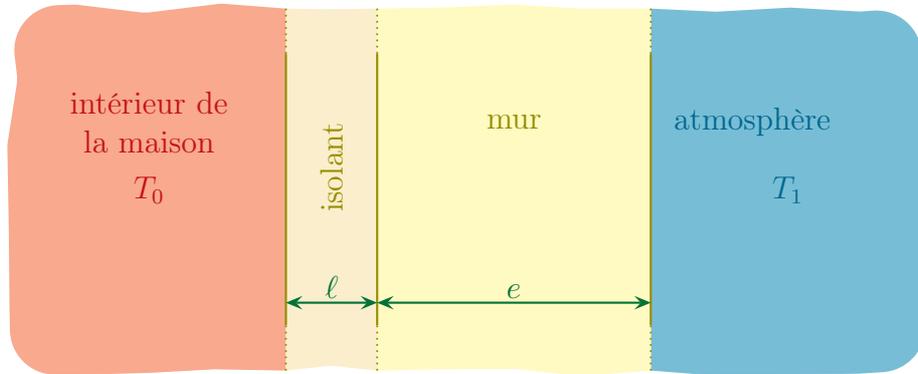
$$\Phi_{tot} = \frac{1}{R_{th, \acute{e}q}} \times (T_1 - T_2)$$

- ◇ Par identification, nous trouvons bien le résultat

$$R_{th, \acute{e}q} = R_{th,A} + R_{th,B}$$

★ **exemple du mur isolé**

- ◇ Nous pouvons retrouver très vite le flux traversant un mur isolé.
- ◇ Reprenons le dispositif.



- ◇ Nous avons trouvé (après « pas mal » de calculs)

$$\Phi_{m \rightarrow a} = \lambda_m S \times \frac{T_m - T_a}{e + \frac{\lambda_m}{\lambda_i} \ell} \quad \rightsquigarrow \quad \Phi_{m \rightarrow a} = \frac{T_m - T_a}{\frac{e}{\lambda_m S} + \frac{\ell}{\lambda_i S}}$$

- ◇ Transposons le problème en problème électrocinétique



- ◇ Nous avons donc immédiatement

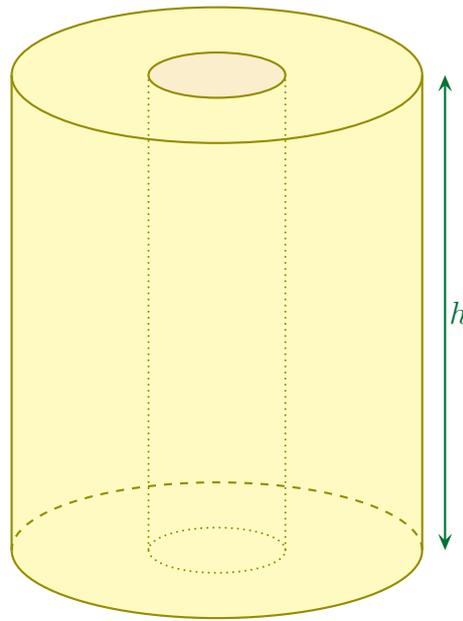
$$\Phi_{m \rightarrow a} = \frac{T_m - T_a}{R_{th,mur} + R_{th,isol}} \quad \text{avec} \quad R_{th,mur} = \frac{e}{\lambda_m S} \quad \text{et} \quad R_{th,isol} = \frac{\ell}{\lambda_i S}$$

- ◇ Ce qui n'est autre que le résultat... et « immédiat » !

I.5.iv – résistance cylindrique

★ **situation, analyse**

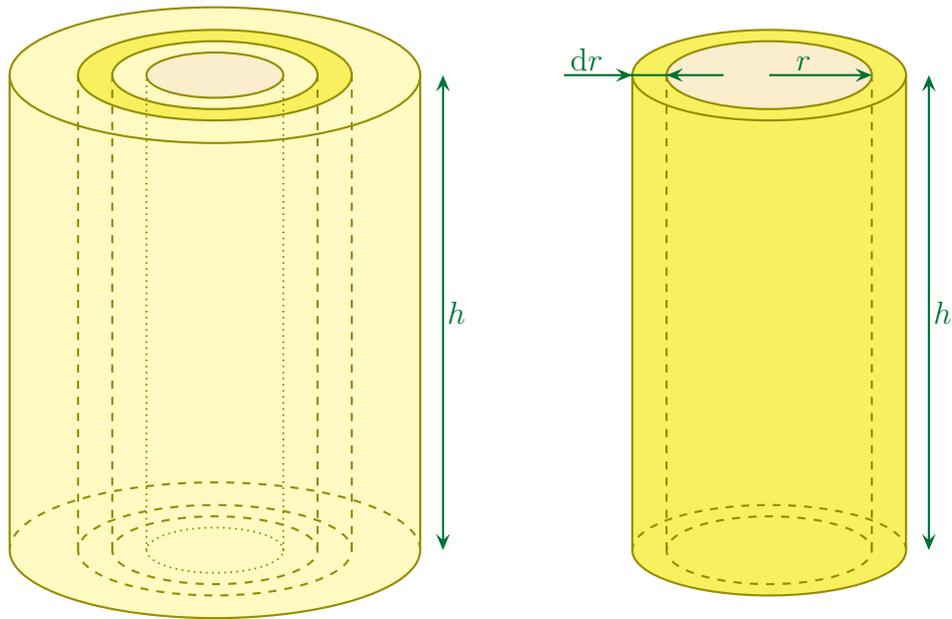
- ◇ Intéressons-nous à une situation de diffusion thermique, mais en symétrie cylindrique, comme par exemple l'isolation d'un tuyau d'eau chaude par une gaine en mousse.



- ◇ Ici nous avons bien un milieu diffusif (la gaine isolante) qui ne présente pas de terme de création d'énergie et qui est au contact de deux thermostats (la fine couche de cuivre elle-même thermostatée par l'eau chaude à la température T_1 et l'atmosphère à la température T_0).
- ◇ Dans ces conditions, nous pouvons associer une résistance thermique mais comme ce n'est pas une diffusion unidimensionnelle, nous n'avons pas $R = \frac{\ell}{\lambda S}$ et ce d'autant plus qu'il aurait été difficile de dire ce qu'était la section du milieu.
- ◇ Quelle est donc l'expression de la résistance thermique de cet isolant ?
- ◇ Analysons le problème :
 - le dispositif présente une symétrie de révolution, la diffusion est donc radiale $\vec{j}_{\text{th}} = j_{\text{th}}(r) \vec{u}_r$;
 - le terme de production est nul dans la gaine isolante (pas de réaction chimique, pas de réaction nucléaire, pas de courant électrique) ;
 - le régime est stationnaire ;
 - les grandeurs pertinentes sont λ (caractéristique thermique), R_1 , R_2 et h (géométrie) et T_1 et T_2 comme contrainte mais si nous contentons de trouver la résistance thermique de la gaine, nous savons que les températures n'interviendront pas.
- ◇ Analyse technique :
 - étant donné la situation (pas de création, RPS), nous pouvons utiliser une approche en terme de résistance thermique ;
 - pour déterminer la résistance thermique nous avons deux méthodes ;
 - nous pouvons procéder par association de résistances thermiques ;
 - nous pouvons reprendre la définition et calculer le flux en fonction des températures.

★ **méthode : associer des résistances élémentaires**

- ◇ Étant donné que le courant thermique est radial, nous pouvons voir l'ensemble de la gaine comme l'association de cylindres creux d'épaisseur dr .



- ◇ Chaque morceau possède sa propre résistance thermique dR_{th} puisqu'il est en régime permanent et sans terme de source.
- ◇ De plus nous voyons que les différentes résistances élémentaires sont mises bout à bout : elles sont en *série*.
- ◇ Dès lors nous pouvons écrire

$$R_{\text{th}} = \int dR_{\text{th}}$$

- ◇ La résistance élémentaire s'écrit

$$dR_{\text{th}} = \frac{1}{\lambda} \times \frac{\text{longueur traversée}}{\text{section}}$$

- ◇ Ici nous avons
 - longueur traversée = dr ;
 - section = $2\pi r h$.
- ◇ Ce qui donne

$$dR_{\text{th}} = \frac{dr}{\lambda 2\pi r h}$$

- ◇ Maintenant, il suffit de calculer

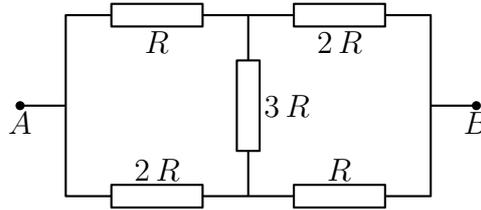
$$\begin{aligned} R_{\text{th}} &= \int_1^2 \frac{dr}{\lambda 2\pi r h} \\ &= \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{\lambda 2\pi r h} \\ &= \frac{1}{2\pi \lambda h} \times \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} \end{aligned}$$

- ◇ La résistance thermique s'écrit donc

$$R_{\text{th}} = \frac{1}{2\pi \lambda h} \times \ln \frac{R_2}{R_1}$$

★ **méthode : partir de la loi globale**

◇ L'idée est identique à celle qu'il faut avoir quand nous cherchons l'expression d'une résistance équivalente alors que nous ne pouvons pas faire d'association



◇ Dans ce cas :

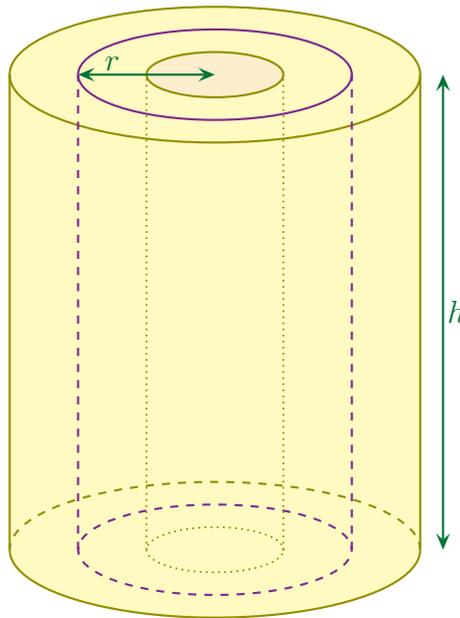
→ nous imposons $V_1 - V_2$;

→ nous calculons $i_{1 \rightarrow 2}$;

→ nous en déduisons $R_{\text{éq}} = \frac{V_1 - V_2}{i_{1 \rightarrow 2}}$.

◇ Nous pourrions faire la même chose en diffusion mais **il est techniquement plus facile d'imposer un flux** et de résoudre en température que le contraire.

◇ Reprenons la situation.



◇ Imposons un flux Φ_0 qui va de 1 vers 2.

◇ Parce que le flux est conservé (milieu sans source) nous avons

$$\Phi_0 = \Phi(r)$$

◇ Nous trouvons ensuite très vite que

$$\Phi(r) = \iint_P j_{\text{th}}(r_P) dS_P \quad \rightsquigarrow \quad 2\pi r h j(r) = \Phi_0$$

◇ Si nous ajoutons à cela la loi de FOURIER cela donne

$$j(r) = -\lambda \frac{dT}{dr}(r) \quad \rightsquigarrow \quad -2\pi r h \lambda \frac{dT}{dr}(r) = \Phi_0 \quad \rightsquigarrow \quad \frac{dT}{dr}(r) = -\frac{\Phi_0}{2\pi r h \lambda}$$

◇ Nous pouvons alors résoudre

$$T(r) = -\frac{\Phi_0}{2\pi h \lambda} \times \ln \frac{r}{r_0}$$

◇ Il ne reste plus qu'à exprimer $T_1 - T_2$ sans avoir besoin d'exprimer la constante d'intégration en $\ln r_0$

$$T_1 - T_2 = T(R_1) - T(R_2) \quad \rightsquigarrow \quad T_1 - T_2 = -\frac{\Phi_0}{2\pi h \lambda} \times \ln \frac{R_1}{R_2}$$

◇ Et nous voyons apparaître l'expression de la résistance thermique.

$$T_1 - T_2 = R_{\text{th}} \times \Phi_0 \quad \rightsquigarrow \quad R_{\text{th}} = \frac{1}{2\pi h \lambda} \times \ln \frac{R_2}{R_1}$$

◇ Il s'agit bien là de la même expression que précédemment.

★ comparaison

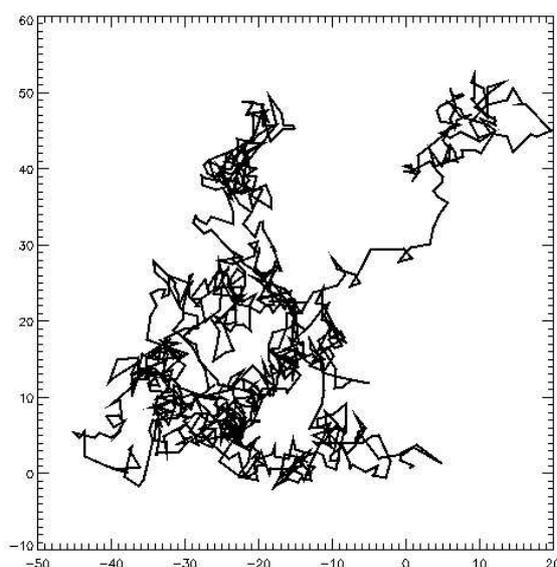
- ◇ La première méthode est certainement plus physique et (donc ?) plus facile mais elle nécessite de bien voir le découpage et l'association de résistances élémentaires.
- ◇ La deuxième méthode est plus systématique mais est moins naturelle, surtout parce qu'il faut se souvenir de l'astuce qui consiste à imposer un flux, et non à partir des températures, ce que tout le monde fait spontanément.

II – Diffusion de particules

II.1 – Molécules en mouvement

II.1.i – mouvement brownien

- ◇ Nous savons déjà que les molécules s'agitent dans tous les sens à cause de l'agitation thermique.
- ◇ Une molécule particulière ou même un objet de taille mésoscopique peut ainsi être influencé par les chocs incessants de ces particules.
- ◇ Il en résulte un mouvement saccadé, assez aléatoire, qualifié de « marche au hasard » comme si chaque « pas » n'avait aucun lien avec le précédent.
- ◇ Voici ci-dessous une image tirée de Wikipédia⁷ illustrant cette marche aléatoire.



Le *mouvement brownien* est une marche aléatoire d'une particule ou d'un objet suffisamment petit pour être sensible aux chocs avec les particules du milieu en mouvement à cause de l'agitation thermique.

- ◇ Notons que le mouvement brownien existe aussi dans les solides même si, évidemment, c'est beaucoup plus lent.
- ◇ C'est cette marche aléatoire qui va être à l'origine de la diffusion particulaire.

II.1.ii – exemples de phénomènes

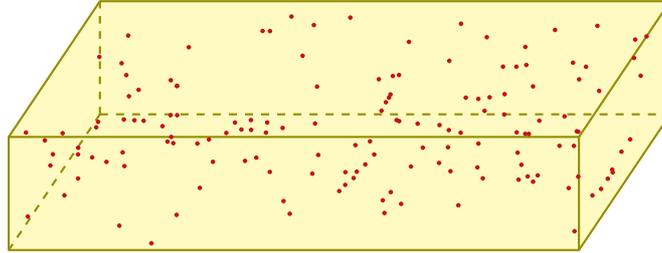
- ◇ Dans le quotidien, il y a la tache d'encre sur un tissu ou un buvard : les molécules colorées, entraînées par le liquide, diffusent à travers les fibres du tissu.
- ◇ Dans l'industrie, le phénomène de diffusion est utilisé :
 - dans le dopage du silicium, dopage nécessaire à la fabrication de composants électroniques dont l'utilité se passe de commentaire ;
 - dans les réacteurs nucléaires.
- ◇ Au niveau physiologique l'influx nerveux est régi par des phénomènes de diffusion qui, à l'échelle microscopique peuvent donc devenir « rapides ».

7. Source : <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/59/BrownianMotion.png>.

II.2 – Bilan moléculaire

II.2.i – modélisation

- ◇ Considérons un milieu matériel globalement immobile dans lequel se trouvent des particules intéressantes.



- ◇ Les particules intéressantes sont celles dont nous suivons la diffusion.

★ densité particulaire

- ◇ Pour suivre les particules diffusantes, nous allons utiliser la densité particulaire.

La *densité particulaire* n^* est définie par $dN = n^* d\tau$ où dN est le nombre de particules intéressantes dans le volume $d\tau$.

n^* est en m^{-3} .

- ◇ D'autres fois nous utiliserons la concentration en mol.L^{-1} ou en mol.m^{-3} pour suivre le mouvement des particules intéressantes.
- ◇ Parfois, mais pas toujours, nous rencontrerons la notation n pour la densité particulaire mais cela risque d'occasionner une collision de notation entre
- la densité particulaire n en m^{-3} ;
 - la quantité de matière n en mol ;
 - la concentration de matière n en mol.m^{-3} .
- ◇ Dans la mesure du possible, nous utiliserons la notation n^* pour éviter autant que possible les ambiguïtés.

★ courant particulaire

- ◇ Tout comme il existe une densité surfacique de courant thermique en volume, nous allons introduire un vecteur \vec{j}_n caractérisant le mouvement des molécules diffusantes.

Le vecteur *densité surfacique de courant de particules en volume* \vec{j}_n est défini par

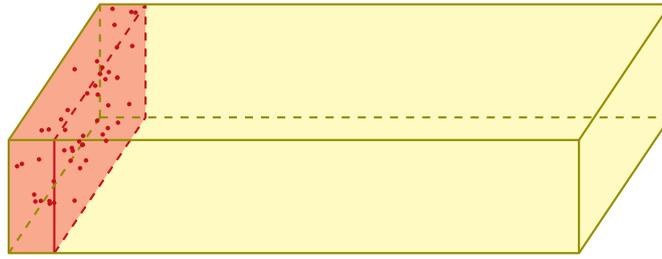
$$\delta N = \vec{j}_n \cdot d\vec{S} dt \quad \text{où :}$$

- $d\vec{S}$ est le vecteur surface de la surface à travers laquelle passent les particules ;
- δN est le nombre de particules qui passent pendant dt dans le sens de $d\vec{S}$.

II.2.ii – bilan particulaire 1D

★ situation

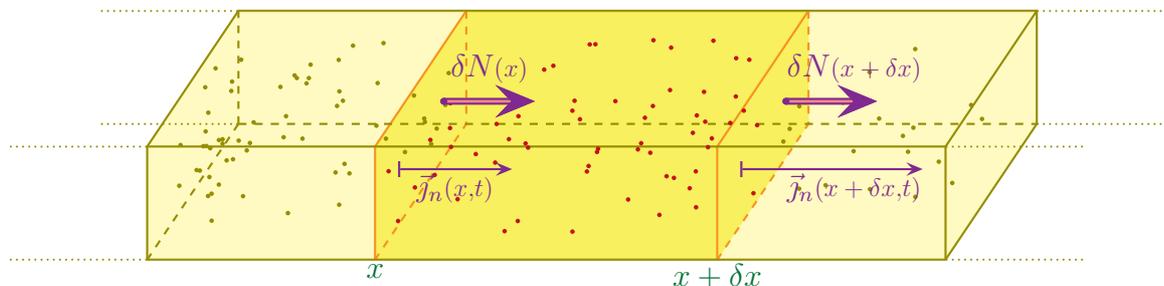
- ◇ Imaginons la situation suivante : dans un tube transparent scellé (pour éviter les phénomènes de convection) un peu de gaz particulier est introduit à une extrémité.



- ◇ Nous savons qu'à terme sa concentration sera homogène mais comment décrire l'évolution de la concentration ?

★ approche mésoscopique

- ◇ Étant donné que le rayon du tuyau est bien plus faible que sa longueur, nous pouvons supposer l'homogénéité sur une section et donc décrire le nombre de particules uniquement en fonction de l'abscisse.
- ◇ Comme le nombre de particules varie en espace et en temps, pour faire un bilan de particules nous allons utiliser une approche mésoscopique.
- ◇ Commençons par zoomer.



- ◇ Nous allons faire un bilan de particules sur \mathcal{S} { la tranche entre x et $x + \delta x$ } entre t et $t + dt$.
- 👉 *Remarque.* le système \mathcal{S} choisi n'est pas fermé. Et pour cause : il y a diffusion de particules. Toutefois comme nous n'allons pas écrire ni de lois mécaniques ni de lois thermodynamiques dessus, cela ne sera pas grave.
- ◇ Le bilan de particules sur \mathcal{S} peut se résumer sous la forme

VARIATION DANS LE TEMPS = ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE + CRÉATION EN VOLUME

★ variation dans le temps

- ◇ Il s'agit là de la variation du nombre de particules intéressantes contenues dans \mathcal{S} .
- ◇ En notant $N(t)$ le nombre de particules contenues dans \mathcal{S} à l'instant t nous avons tout de suite, par définition de la densité particulaire

$$N(x,t) = n^*(x,t) d\tau$$

- ◇ Ce qui donne

$$\delta N_{\text{var}} = N(x,t+dt) - N(x,t) \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{var}} = (n^*(x,t+dt) - n^*(x,t)) d\tau$$

- ◇ Avec un développement limité à l'ordre 1 de $n^*(x,t+dt)$ nous avons

$$n^*(x,t+dt) = n^*(x,t) + dt \times \frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t)$$

◇ Ce qui donne finalement

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t) d\tau dt$$

★ échange à travers la surface

◇ Dans l'exemple choisi les particules ne peuvent évoluer (diffuser) que le long du tube donc les échanges ne se font qu'à deux endroits.

◇ Le terme d'échange se réduit donc à la somme de deux termes

$$\delta N_{\text{éch}} = \delta N_{\text{qui rentre en } x} + \delta N_{\text{qui rentre en } x + \delta x}$$

◇ En notant S la section du tube, la notion de densité surface de courant de particules en volume nous permet d'arriver à (attention aux signes)

$$\delta N_{\text{qui rentre en } x} = +j_n(x,t) S dt \quad \text{et} \quad \delta N_{\text{qui rentre en } x + \delta x} = -j_n(x + \delta x, t) S dt$$

◇ En rassemblant nous arrivons à

$$\delta N_{\text{éch}} = j_n(x,t) S dt - j_n(x + \delta x, t) S dt$$

◇ Avec un développement limité à l'ordre 1 de $n(x + \delta x, t)$ nous avons

$$j_n(x + \delta x, t) = j_n(x, t) + \delta x \times \frac{\partial j_n}{\partial x}(x, t)$$

◇ Ce qui conduit à

$$\text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} = -\frac{\partial j_n}{\partial x}(x, t) \times S \delta x dt$$

★ production en volume

◇ Comme nous le savons, il n'est pas possible de « créer » des particules, quoique cela puisse encore être discutable à l'échelle nucléaire.

◇ En revanche il est très facile avec la chimie de transformer une particule inintéressante du substrat en une particule intéressante qui diffuse.

◇ Comme nous ne comptons que les particules intéressantes, celles-ci sembleront apparaître alors qu'au fond il n'en est rien.

Les phénomènes à l'origine de la « création » de particules diffusantes sont les réactions chimiques et nucléaires.

◇ Nous pouvons alors définir un taux de création en volume.

Le *taux de création volumique* de particules σ est tel que

$$\delta N_{\text{créé}} = \sigma d\tau dt$$

◇ Normalement l'unité de σ est $\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ si le bilan est particulaire mais si le décompte se fait en mol, il est possible d'avoir σ en $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

◇ Dans ces conditions la partie création s'écrit immédiatement

$$\text{CRÉATION EN VOLUME} = \sigma(x,t) d\tau dt$$

★ **rassemblement**

◇ En rassemblant les trois termes de variation, échange et création nous avons déjà

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t) d\tau d\mathcal{I} = -\frac{\partial j_n}{\partial x}(x,t) \times S \delta x d\mathcal{I} + \sigma(x,t) d\tau d\mathcal{I}$$

◇ En remarquant que $d\tau = S \delta x$ nous avons

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t) d\mathcal{I} = -\frac{\partial j_n}{\partial x}(x,t) d\mathcal{I} + \sigma(x,t) d\mathcal{I}$$

◇ Et donc finalement

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t) + \frac{\partial j_n}{\partial x}(x,t) = \sigma(x,t)$$

La loi de conservation des particules, appelée aussi *équation de continuité* s'écrit, dans le cas d'une diffusion unidimensionnelle

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t) + \frac{\partial j_n}{\partial x}(x,t) = \sigma(x,t)$$

◇ Nous reconnaissons là une équation de conservation avec :

- un couplage des variations spatio-temporelles ;
- une dérivée simple en temps et en espace.

II.2.iii – bilan particulaire 3D

★ **approche globale**

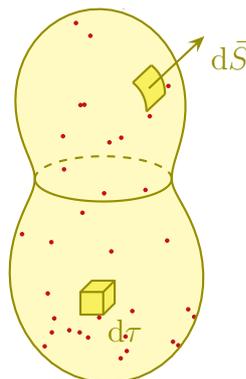
◇ Nous allons cette fois établir l'équation de continuité mais dans un cas plus général.

◇ Cela nous amènera sans surprise au résultat suivant.

La loi de conservation des particules, appelée aussi *équation de continuité* s'écrit, dans le cas général

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(x,t) + \text{div } \vec{j}_n(x,t) = \sigma(x,t)$$

◇ Reprenons la démonstration et commençons par considérer un volume \mathcal{V} quelconque mais fixe dans le temps.



◇ Faisons un bilan de particules pour ce volume \mathcal{V} entre les instants t et $t + dt$.

VARIATION DANS LE TEMPS = ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE + CRÉATION EN VOLUME

★ variation dans le temps

◇ À un instant t quelconque, la quantité totale $N(t)$ de particules contenues dans le volume \mathcal{V} s'écrit, par extensivité

$$N(t) = \iiint_{P \in \mathcal{V}} dN_P \quad \rightsquigarrow \quad N(t) = \iiint_{P \in \mathcal{V}} n^*(P,t) d\tau_P$$

◇ La variation du nombre de particules s'écrit donc, en utilisant un développement limité

$$\delta N_{\text{var}} = N(t+dt) - N(t) \quad \text{et} \quad N(t+dt) = N(t) + dt \times \frac{dN}{dt}(t) \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{var}} = \frac{dN}{dt}(t) dt$$

◇ Remarquons qu'ici la dérivée temporelle est bien droite.

◇ Avec l'expression de $N(t)$ cela donne

$$\frac{d}{dt} \left(\iiint_{P \in \mathcal{V}} n^*(P,t) d\tau_P \right) dt$$

◇ Et comme le domaine d'intégration \mathcal{V} ne dépend pas du temps, il est possible de « rentrer » la dérivée sous le signe somme ce qui donne

$$\delta N_{\text{var}} = \iiint_{P \in \mathcal{V}} \frac{\partial n^*}{\partial t}(P,t) d\tau_P dt$$

◇ Et finalement

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \iiint_{P \in \mathcal{V}} \frac{\partial n^*}{\partial t}(P,t) d\tau_P dt$$

★ échange à travers la surface

◇ Pas de surprise ici : la totalité des particules qui rentrent dans le volume est la somme des particules qui rentrent par chaque portion de surface

$$\delta N_{\text{éch}} = \oint_{P \in \mathcal{S}} \delta^2 N_{\text{éch},P}$$

◇ En faisant attention au sens conventionnel du vecteur surface, nous avons

$$\delta^2 N_{\text{éch},P} = -\vec{j}_n(P,t) \cdot d\vec{S} dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{éch}} = -\oint_{P \in \mathcal{S}} \vec{j}_n(P,t) \cdot d\vec{S} dt$$

◇ Et en faisant jouer GREEN – OSTROGRADSKI

$$\delta N_{\text{éch}} = -\iiint_{P \in \mathcal{V}} \text{div} \vec{j}_n(P,t) d\tau dt$$

◇ Ce qui donne finalement

$$\text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} = -\iiint_{P \in \mathcal{V}} \text{div} \vec{j}_n(P,t) d\tau dt$$

★ production en volume

◇ En utilisant l'extensivité de la production, nous avons tout de suite

$$\delta N_{\text{créé}} = \iiint_{P \in \mathcal{V}} \delta^2 N_{\text{créé}, P} \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{créé}} = \iiint_{P \in \mathcal{V}} \sigma(P, t) d\tau dt$$

◇ Ce qui conduit à

$$\text{CRÉATION EN VOLUME} = \iiint_{P \in \mathcal{V}} \sigma(P, t) d\tau dt$$

★ rassemblement

◇ En rassemblant nous avons d'abord

$$\iiint_{P \in \mathcal{V}} \frac{\partial n^*}{\partial t}(P, t) d\tau_P dt = - \iiint_{P \in \mathcal{V}} \text{div } \vec{j}_n(P, t) d\tau dt + \iiint_{P \in \mathcal{V}} \sigma(P, t) d\tau dt$$

◇ Comme le volume \mathcal{V} est le même pour les trois sommes, nous pouvons les regrouper en une seule

$$\iiint_{P \in \mathcal{V}} \left(\frac{\partial n^*}{\partial t}(P, t) + \text{div } \vec{j}_n(P, t) - \sigma(P, t) \right) d\tau_P dt = 0$$

◇ Et comme ce résultat est nul **quel que soit** le volume \mathcal{V} c'est que l'intégrande est nul donc

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_n - \sigma = 0 \quad \rightsquigarrow \quad \frac{\partial n^*}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_n = \sigma$$

◇ Ce qui est bien le résultat attendu.

II.3 – Équation de diffusion particulaire

II.3.i – loi de FICK

◇ Tout comme pour la diffusion thermique, pour obtenir l'équation de diffusion particulaire il manque la loi qui explique comment les particules « bougent », *i.e.* la loi qui explique comment fonctionne \vec{j}_n .

★ énoncé

◇ Pas de surprise, elle ressemble à la loi de FOURIER.

LOI DE FICK

Dans un milieu diffusant, la densité surfacique de courant de particules en volume s'écrit

$$\vec{j}_n = -D \overrightarrow{\text{grad}} n^* \quad \text{où :}$$

- n^* est la densité particulaire en m^{-3} ;
- D est le coefficient de diffusivité en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

◇ Pour l'unité de D nous avons en effet

$$\delta N = \vec{j}_n \cdot d\vec{S} dt \quad \rightsquigarrow \quad [j_n] = \frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$$

◇ Et ainsi

$$[D \overrightarrow{\text{grad}} n^*] = [D] \times \frac{1}{\text{m}^4} \rightsquigarrow [D] = \frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} \times \text{m}^4 \rightsquigarrow [D] = \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$$

★ interprétation, limites

- ◇ L'interprétation est globalement la même que pour la diffusion thermique :
 - le courant de particule \vec{j}_n est dirigé vers les zones de densité basse ;
 - la diffusion tend à uniformiser n^* .
- ◇ Les limites sont elles aussi analogues à celles de la loi de de FOURIER :
 - il ne faut pas un gradient de densité trop important ou d'évolution temporelle trop rapide ;
 - le milieu qui sert de support à la diffusion doit être isotrope.

★ quelques valeurs

- ◇ Dans un gaz au repos (donc sans convection) le coefficient D va de 10^{-6} à $10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.
- ◇ Dans un liquide, là aussi au repos, le coefficient D va de 10^{-12} à $10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.
- ◇ Dans un solide, forcément au repos, le coefficient D va de 10^{-30} à $10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-16}$.
- ◇ Nous voyons donc que, suivant le substrat, il peut y avoir une variation de près de 26 ordres de grandeur en terme de diffusion entre celle qui se fait dans un gaz et celle qui a lieu dans un solide.

II.3.ii – équation de diffusion à 1D

★ partir de l'équation de continuité

- ◇ Rappelons l'équation de continuité en 1D

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} + \frac{\partial j_n}{\partial x} = \sigma$$

- ◇ La loi de FICK donne, en 1D

$$\vec{j}_n = -D \overrightarrow{\text{grad}} n^* \rightsquigarrow j_n = -D \frac{\partial n^*}{\partial x}$$

- ◇ Et donc en injectant l'un dans l'autre

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n^*}{\partial x^2} = \sigma$$

L'équation de diffusion unidimensionnelle vérifiée par la densité particulaire n^* s'écrit, en notant D le coefficient de diffusivité

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} - D \frac{\partial^2 n^*}{\partial x^2} = \sigma$$

- ◇ Avec le cas particulier usuel

L'équation de diffusion unidimensionnelle vérifiée par la densité particulaire n^* s'écrit, en notant D le coefficient de diffusivité et lorsqu'il n'y a pas de terme de source

$$\frac{\partial^2 n^*}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial n^*}{\partial t}$$

★ approche qualitative

- ◇ Nous voyons tout de suite pourquoi dans le cas de la diffusion thermique nous distinguons la *conductivité* λ de la *diffusivité* a alors que ce n'est pas le cas pour la diffusion particulaire.
- ◇ En effet dans le cas de la diffusion particulaire il n'y a pas « d'inertie » particulaire alors qu'il existe une inertie thermique caractérisée par ρc .
- ◇ C'est là la « grande » différence entre les deux types de diffusion : dans le cas de la diffusion particulaire, D sera toujours une grandeur pertinente.
- ◇ Pour le reste, nous pouvons interpréter cette équation exactement de la même manière que nous l'avons fait pour la diffusion thermique :
 - il s'agit d'une loi linéaire ;
 - il s'agit d'une loi associée à un processus irréversible (à cause de la dérivée première en temps) ;
 - il s'agit d'une loi associée à un processus lent.

Dans le cas de la diffusion particulaire, la longueur caractéristique de diffusion L est reliée à la durée caractéristique τ par l'intermédiaire du coefficient de diffusivité D par

$$L = \sqrt{D\tau}$$

- ◇ Cela vient directement de l'équation de diffusion particulaire sans source

$$\frac{\partial^2 n^*}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial n^*}{\partial t}$$

- ◇ En ordre de grandeur nous avons

$$\frac{\partial^2 n^*}{\partial x^2} \equiv \frac{n^*}{L^2} \quad \text{et} \quad \frac{1}{D} \frac{\partial n^*}{\partial t} \equiv \frac{n^*}{D\tau}$$

- ◇ Ce qui donne bien

$$\frac{n^*}{L^2} = \frac{n^*}{D\tau} \quad \rightsquigarrow \quad L^2 = D\tau$$

★ interprétation en terme de mouvement

🕒 imprévisible au niveau moléculaire – marche au hasard

- ◇ Comme nous l'avons expliqué au début de cette partie, la diffusion particulaire est liée au mouvement brownien.
- ◇ En fait, il est tout à fait possible de retrouver l'équation de diffusion en modélisant le comportement d'une particule par une *marche au hasard*⁸.
- ◇ Le fait même que cette marche *aléatoire* modélise un phénomène de diffusion explique pourquoi ce dernier est irréversible.
- ◇ En effet le caractère « aléatoire » de la marche d'une molécule implique qu'il n'est pas possible de prévoir le pas « juste suivant » de la molécule : elle devient imprévisible.
- ◇ Sauf que si le mouvement devient imprévisible « vers le futur » c'est qu'il est imprévisible « vers le passé » et donc qu'il est impossible d'aller spécifiquement et naturellement vers le passé.
- ◇ Quand un phénomène ne peut pas naturellement revenir sur ses pas, c'est qu'il est intrinsèquement irréversible !

8. Le modèle le plus simple consiste à prendre un axe infini découpé en cases de même taille a . Une particule saute à tous les instants nt_0 (n entier) d'une case avec une probabilité $1/2$ pour la droite et $1/2$ pour la gauche. Après un développement limité en a et t_0 considérés comme petits, le lecteur pourra montrer que la probabilité de présence obéit à l'équation de diffusion.

- ◇ Le détail « amusant » c'est qu'il est irréversible parce qu'aléatoire (et donc imprévisible) au niveau microscopique mais il est parfaitement prédictible au niveau méso et macroscopique !
- ◇ Il s'agit là d'un effet des grands nombres : plus il y a de phénomènes aléatoires, plus leur comportement d'ensemble est prévisible.

🕒 prévisible au niveau mésoscopique – vitesse d'ensemble

- ◇ S'il n'est pas possible de regarder précisément comment chaque particule bouge lors de la diffusion, nous pouvons néanmoins associer à l'ensemble de ces particules une vitesse globale (ou vitesse d'ensemble) de diffusion.

Lors d'un phénomène de diffusion, les particules diffusantes ont une vitesse moyenne \vec{v}_{diff} telle que

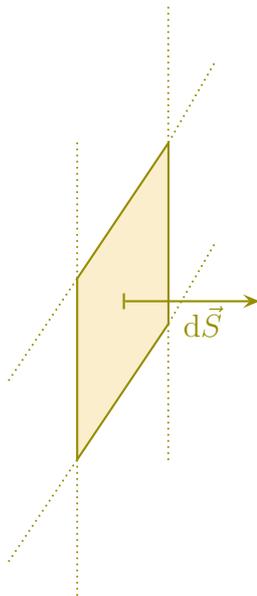
$$\vec{j}_n = n^* \vec{v}_{\text{diff}} \quad \text{où :}$$

- n^* est la densité particulaire ;
- \vec{j}_n est la densité surfacique de courant de particule en volume.

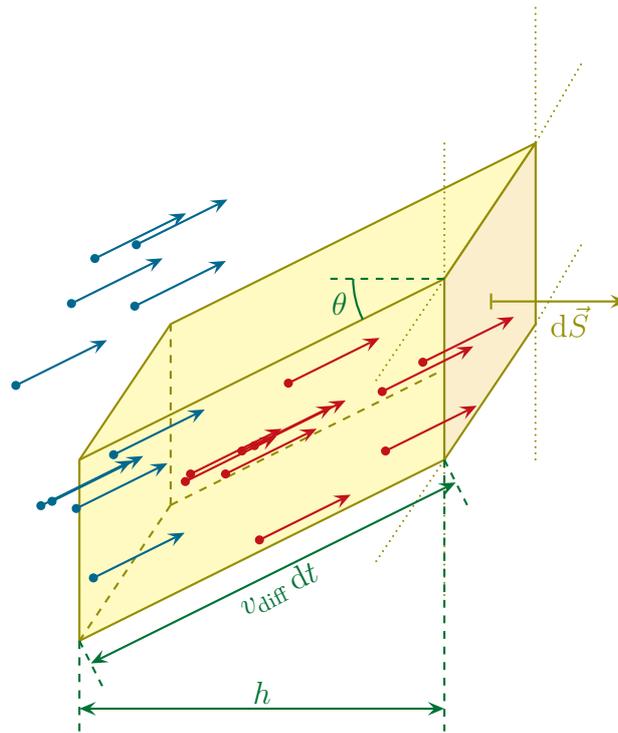
- ◇ Pour montrer ce résultat, nous allons montrer que le nombre de particules qui traverse une surface dS durant dt s'écrit

$$\delta N_{\text{qui traverse}} = n^* \vec{v}_{\text{diff}} \cdot d\vec{S} dt$$

- ◇ Pour cela considérons une surface dS caractérisé par le vecteur surface $d\vec{S}$



- ◇ Comptons le nombre $\delta N_{\text{qui traverse}}$ de particules qui passe à travers dS durant dt .
- ◇ Pour simplifier considérons que toutes les particules ont la même vitesse \vec{v}_{diff} .
- ◇ Dans ces conditions **toutes** les particules, où qu'elles soient, avanceront de $v_{\text{diff}} dt$.



- ◇ Seules celles (en rouge) qui sont dans le cylindre repéré ci-dessus pourront passer. Les autres (en bleu), ne passeront pas à travers la surface ou ne l'y passeront pas durant dt
- ◇ Or le volume d'un cylindre ne dépend pas de son inclinaison mais seulement de sa hauteur comme l'illustre un simple paquet de cartes



- ◇ Le volume du cylindre dans lequel doivent se trouver les particules vaut donc

$$d\tau = dS \times h \quad \text{et} \quad h = v_{\text{diff}} dt \cos \theta \quad \rightsquigarrow \quad d\tau = dS \times v_{\text{diff}} dt \cos \theta$$

- ◇ Et dans ce volume, le nombre de particules diffusant s'écrit

$$\delta N_{\text{dans } d\tau} = n^* d\tau \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{dans } d\tau} = n^* dS v_{\text{diff}} dt \cos \theta$$

- ◇ Donc finalement, le nombre de particules diffusantes qui traversent dS durant dt s'écrit

$$\delta N_{\text{qui traverse}} = \delta N_{\text{dans } d\tau} \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{qui traverse}} = n^* dS v_{\text{diff}} dt \cos \theta$$

- ◇ Soit, en notation vectorielle

$$\delta N_{\text{qui traverse}} = n^* \vec{v}_{\text{diff}} \cdot d\vec{S} dt$$

- ◇ Et par identification avec la définition de \vec{j}_n nous avons

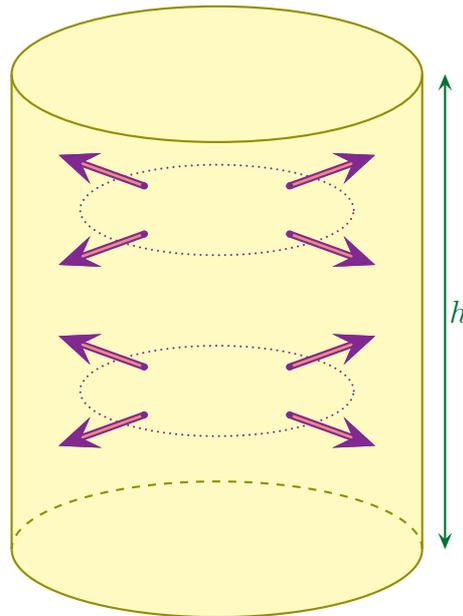
$$\delta N_{\text{qui traverse}} = \vec{j}_n \cdot d\vec{S} dt \quad \rightsquigarrow \quad \vec{j}_n = n^* \vec{v}_{\text{diff}}$$

II.3.iii – équation de diffusion directement en symétrie cylindrique

- ◇ Nous allons voir dans cette partie comment trouver l'équation de diffusion dans le cas particulier de la symétrie cylindrique (diffusion radiale) sans passer par les opérateurs vectoriels.

★ situation et analyse

- ◇ Imaginons une situation de diffusion radiale en symétrie cylindrique.
- ◇ Des particules ont été introduites dans un barreau de manière à diffuser lentement vers l'extérieur.
- ◇ Ce genre de procédé peut être utilisé pour la délivrance de produits médicamenteux sur de longues durées.

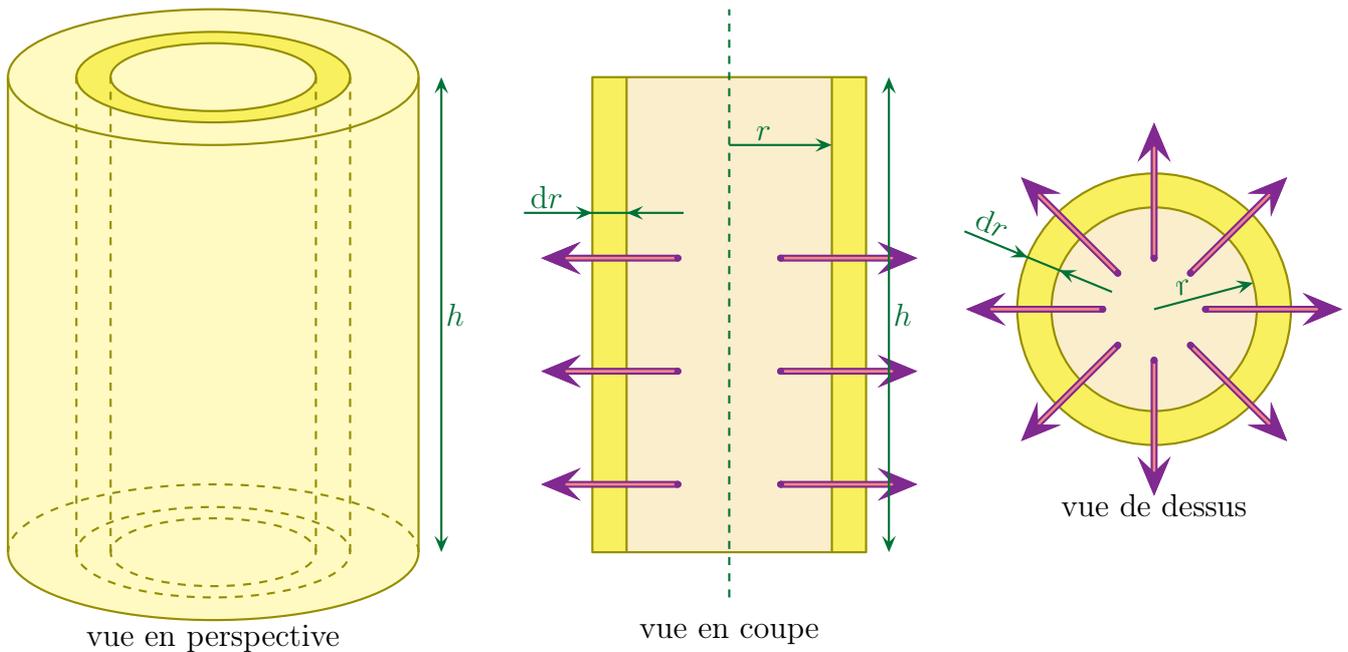


- ◇ Le dispositif est suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de bord.
- ◇ Analyse physique :
 - il s'agit d'un phénomène de diffusion ;
 - la diffusion est radiale donc le courant de particule est porté uniquement par \vec{u}_r ;
 - l'invariance par rotation et l'invariance par translation (ou plutôt la non prise en compte des effets de bord) permettent d'écrire que les grandeurs ne dépendent pas ni de z ni de θ .
- ◇ Analyse technique :
 - ne sachant pas si le terme de création est uniforme ou non, nous allons procéder à une approche mésoscopique ;
 - nous allons choisir un volume de contrôle respectant au mieux les symétries du problème.

★ un système particulier pour un bilan usuel

🕒 schéma

- ◇ Choisissons comme système \mathcal{S} le volume \mathcal{V} { cylindre creux de rayon r , d'épaisseur dr et de hauteur h }.



- ◇ Sur le schéma ci-dessus nous avons représenté qualitativement le courant de particules.
- ◇ Nous pouvons faire un bilan de particules pour \mathcal{V} entre t et $t + dt$.

VARIATION DANS LE TEMPS = ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE + CRÉATION EN VOLUME

🌀 variation dans le temps

- ◇ Comme le volume \mathcal{V} est suffisamment bien choisi pour être tel que la densité particulaire y soit uniforme, nous pouvons dire qu'à l'instant t le nombre de particules qui y sont contenues s'écrit

$$N(t) = n^*(r,t) \times \mathcal{V} \quad \rightsquigarrow \quad N(t) = n^*(r,t) \times 2 \pi r dr h$$

- ◇ De même à $t + dt$

$$N(t + dt) = n^*(r,t + dt) \times 2 \pi r dr h$$

- ◇ La variation s'écrit donc

$$\delta N_{\text{var}} = N(t + dt) - N(t) \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{var}} = (n^*(r,t + dt) - n^*(r,t)) 2 \pi r dr h$$

- ◇ Et avec un développement limité à l'ordre 1

$$n^*(r,t + dt) = n^*(r,t) + \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{var}} = \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt 2 \pi r dr h$$

- ◇ Finalement

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt 2 \pi r dr h$$

🌀 production en volume

- ◇ Encore une fois, comme le volume \mathcal{V} est uniforme puisqu'à $r = C^{\text{te}}$, nous avons tout de suite

$$\delta N_{\text{créé}} = \sigma(r,t) \times \mathcal{V} dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{créé}} = \sigma(r,t) \times 2 \pi r dr h dt$$

- ◇ Insistons : c'est à l'intérieur de \mathcal{V} que la production est uniforme. En prenant en compte la totalité du barreau le terme de production peut fort bien *a priori* dépendre de r et t .
- ◇ Ce qui donne

$$\text{CRÉATION EN VOLUME} = \sigma(r,t) \times 2\pi r dr h dt$$

🔗 échange à travers la surface

- ◇ Nous avons affaire ici à 4 surfaces :
 - une couronne au-dessus et en dessous ;
 - la surface en r ;
 - la surface en $r + dr$.
- ◇ Étant donné que la diffusion est radiale, il n'y a pas de particules qui passent à travers les couronnes du dessus et du dessous donc il reste

$$\delta N_{\text{reçu}} = \delta N_{\text{reçu en } r} + \delta N_{\text{reçu en } r + dr} + 0 + 0$$

- ◇ Comme il y a uniformité sur chacune des deux surfaces du courant de particules, nous avons

$$\delta N_{\text{reçu en } r} = +j_n(r,t) \times S(r) \quad \text{et} \quad N_{\text{reçu en } r + dr} = -j(r + dr,t) \times S(r + dr)$$

STOP Attention ! Ici et contrairement au cas unidimensionnel l'aire de la surface d'échange dépend de la position !

- ◇ Cela n'empêche pas de faire un développement limité mais pas directement en $j_n(r)$

$$\delta N_{\text{reçu}} = f(r,t) dt - f(r + dr,t) dt \quad \text{avec} \quad f(r) = j_n(r) S(r) \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial f}{\partial r}(r,t) dr dt$$

- ◇ Et ainsi

$$\delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial(j_n S)}{\partial r}(r,t) dr dt$$

- ◇ Et comme la surface $S(r)$ s'écrit $S(r) = 2\pi r h$ nous obtenons

$$\delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial(j_n 2\pi r h)}{\partial r}(r,t) dr dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial(j_n r)}{\partial r}(r,t) 2\pi dr dt h$$

- ◇ Et ainsi

$$= \text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} = -\frac{\partial(j_n r)}{\partial r}(r,t) 2\pi dr dt h$$

🔗 rassemblement

- ◇ Le bilan de particules s'écrit donc

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt 2\pi r dr h = -\frac{\partial(j_n r)}{\partial r}(r,t) 2\pi dr dt h + \sigma(r,t) \times 2\pi r dr h dt$$

- ◇ Ce qui donne

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) + \frac{1}{r} \frac{\partial(j_n r)}{\partial r}(r,t) = \sigma(r,t)$$

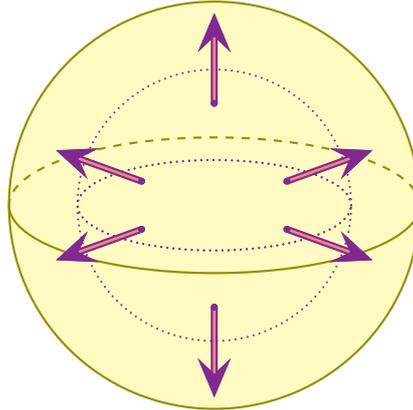
- ◇ En faisant intervenir la loi de FICK nous avons ainsi

$$j_n(r,t) = -D \frac{\partial n^*}{\partial r}(r,t) \quad \rightsquigarrow \quad \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) - D \times \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \times \frac{\partial n^*}{\partial r}(r,t) \right) = \sigma(r,t)$$

II.3.iv – équation de diffusion directement en symétrie sphérique

★ situation et analyse

- ◇ Nous allons considérer une situation similaire à la précédente mais différente dans la géométrie.
- ◇ Au lieu d'avoir un barreau diffusant, nous allons prendre une sphère diffusante avec une diffusion radiale.

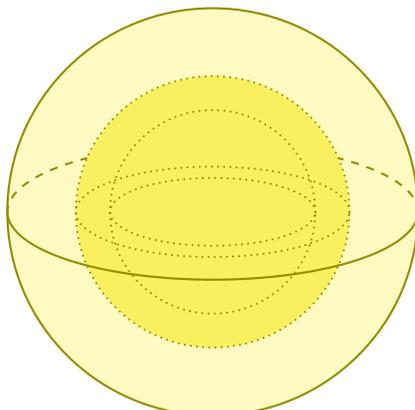


- ◇ L'analyse physique est analogue :
 - il s'agit d'un phénomène de diffusion ;
 - la diffusion est radiale donc le courant de particule est porté uniquement par \vec{u}_r (mais ce n'est pas le même \vec{u}_r qu'en cylindrique) ;
 - les deux invariances par rotation permettent d'écrire que les grandeurs ne dépendent pas ni de θ ni de φ .
- ◇ Analyse technique :
 - ne sachant pas si le terme de création est uniforme ou non, nous allons procéder à une approche mésoscopique ;
 - nous allons choisir un volume de contrôle respectant au mieux les symétries du problème.

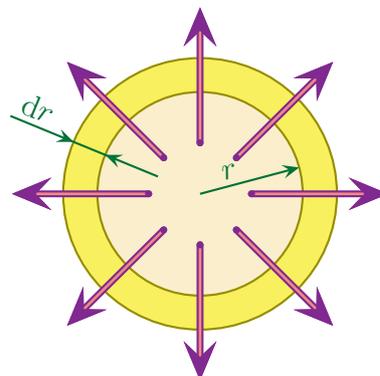
★ un système particulier pour un bilan usuel

🌀 schéma

- ◇ Choisissons comme système \mathcal{S} le volume \mathcal{V} { coquille creuse de rayon r et d'épaisseur dr }.



vue en perspective



vue en coupe

- ◇ Sur le schéma ci-dessus nous avons représenté qualitativement le courant de particules.
- ◇ Nous pouvons faire un bilan de particules pour \mathcal{V} entre t et $t + dt$ comme nous le faisons habituellement.

VARIATION DANS LE TEMPS = ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE + CRÉATION EN VOLUME

🕒 variation dans le temps

- ◇ Comme le volume \mathcal{V} est suffisamment bien choisi pour être tel que la densité particulaire y soit uniforme, nous pouvons dire qu'à l'instant t le nombre de particules qui y sont contenues s'écrit

$$N(t) = n^*(r,t) \times \mathcal{V} \quad \rightsquigarrow \quad N(t) = n^*(r,t) \times 4 \pi r^2 dr$$

- ◇ De même à $t + dt$

$$N(t + dt) = n^*(r,t + dt) \times \mathcal{V} 4 \pi r^2 dr$$

- ◇ La variation s'écrit donc

$$\delta N_{\text{var}} = N(t + dt) - N(t) \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{var}} = (n^*(r,t + dt) - n^*(r,t)) 4 \pi r^2 dr$$

- ◇ Et avec un développement limité à l'ordre 1

$$n^*(r,t + dt) = n^*(r,t) + \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{var}} = \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt 4 \pi r^2 dr$$

- ◇ Finalement

$$\text{VARIATION DANS LE TEMPS} = \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt 4 \pi r^2 dr$$

🕒 production en volume

- ◇ Encore une fois, comme le volume \mathcal{V} est uniforme puisqu'à $r = C^{\text{te}}$, nous avons tout de suite

$$\delta N_{\text{créé}} = \sigma(r,t) \times \mathcal{V} dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{créé}} = \sigma(r,t) \times 4 \pi r^2 dr dt$$

- ◇ Ce qui donne

$$\text{CRÉATION EN VOLUME} = \sigma(r,t) \times 4 \pi r^2 dr dt$$

🕒 échange à travers la surface

- ◇ Ici, la situation est plus simple que pour le barreau puisque le volume considéré n'est constitué que des deux surfaces en r et en $r + dr$.
- ◇ Comme il y a uniformité sur chacune des deux surfaces du courant de particules, nous avons

$$\delta N_{\text{reçu en } r} = +j_n(r,t) \times S(r) \quad \text{et} \quad N_{\text{reçu en } r + dr} = -j_n(r + dr,t) \times S(r + dr)$$

 **Attention!** Ici aussi, comme pour la diffusion radiale cylindrique, l'aire de la surface d'échange dépend de la position!

- ◇ Cela n'empêche toujours pas de faire un développement limité mais pas directement en $j_n(r)$

$$\delta N_{\text{reçu}} = f(r,t) dt - f(r + dr,t) dt \quad \text{avec} \quad f(r) = j_n(r) S(r) \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial f}{\partial r}(r,t) dr dt$$

◇ Et ainsi

$$\delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial(j_n S)}{\partial r}(r,t) dr dt$$

◇ Et comme la surface $S(r)$ s'écrit $S(r) = 4\pi r^2$ nous obtenons

$$\delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial(j_n 2\pi r^2)}{\partial r}(r,t) dr dt \quad \rightsquigarrow \quad \delta N_{\text{reçu}} = -\frac{\partial(j_n r^2)}{\partial r}(r,t) 4\pi dr dt$$

◇ Et ainsi

$$= \text{ÉCHANGE À TRAVERS LA SURFACE} = -\frac{\partial(j_n r^2)}{\partial r}(r,t) 4\pi dr dt$$

🔗 rassemblement

◇ Le bilan de particules s'écrit donc

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) \times dt 4\pi dr r^2 = -\frac{\partial(j_n r^2)}{\partial r}(r,t) 4\pi dr dt + \sigma(r,t) \times 4\pi dr dt r^2$$

◇ Ce qui donne

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(j_n r^2)}{\partial r}(r,t) = \sigma(r,t)$$

◇ En faisant intervenir la loi de FICK nous avons ainsi

$$j_n(r,t) = -D \frac{\partial n^*}{\partial r}(r,t) \quad \rightsquigarrow \quad \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) - D \times \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \times \frac{\partial n^*}{\partial r}(r,t) \right) = \sigma(r,t)$$

II.3.v – équation de diffusion en 3D

◇ Aucune surprise.

L'équation de diffusion particulaire s'écrit

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} - D \Delta n^* = \sigma \quad \text{où :}$$

- D est le coefficient de diffusivité ;
- n^* est la densité particulaire ;
- σ est le taux de production volumique.

◇ Pour la redémontrer, il suffit de partir de l'équation de continuité en 3D

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} + \text{div } \vec{j}_n = \sigma$$

◇ Ensuite, introduisons la loi de FICK et utilisons le fait que le matériaux soit homogène

$$\vec{j}_n = -D \overrightarrow{\text{grad}} n^* \quad \rightsquigarrow \quad \frac{\partial n^*}{\partial t} + \text{div} \left(-D \overrightarrow{\text{grad}} n^* \right) = \sigma \quad \rightsquigarrow \quad \frac{\partial n^*}{\partial t} + -D \text{div } \overrightarrow{\text{grad}} n^* = \sigma$$

◇ Et il ne reste plus qu'à reconnaître la définition du laplacien

$$\text{div } \overrightarrow{\text{grad}} () \stackrel{\text{not}}{=} \Delta () \quad \rightsquigarrow \quad \frac{\partial n^*}{\partial t} - D \Delta n^* = \sigma$$

- ◇ Dans les exemples précédents, nous avons pu mettre en équation la diffusion mais sans utiliser les opérateurs vectoriels divergence ou rotationnel.
- ◇ Cela ne signifie pas qu'il existe d'autres équations de diffusion mais bien que nous avons trouvé les expressions de ces opérateurs dans des géométries particulières.

★ laplacien en coordonnées cylindriques dans un cas particulier

- ◇ Dans le cas de la géométrie cylindre avec diffusion radiale, nous avons montré que

$$\operatorname{div} \vec{j}_n = \frac{1}{r} \frac{\partial(j_n r)}{\partial r}(r,t) \quad \text{et} \quad \Delta n^*(r,t) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \times \frac{\partial n^*}{\partial r}(r,t) \right)$$

- ◇ Il suffit pour cela de faire l'identification avec

$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) + \operatorname{div} \vec{j}_n = \sigma(r,t) \quad \text{et} \quad \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) - D \Delta n^*(r,t) = \sigma(r,t)$$

★ laplacien en coordonnées cylindriques dans un cas particulier

- ◇ De même dans le cas de la géométrie sphérique avec diffusion radiale, nous avons montré que

$$\operatorname{div} \vec{j}_n = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(j_n r^2)}{\partial r}(r,t) \quad \text{et} \quad \Delta n^*(r,t) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \times \frac{\partial n^*}{\partial r}(r,t) \right)$$

- ◇ Il suffit pour cela de faire l'identification avec

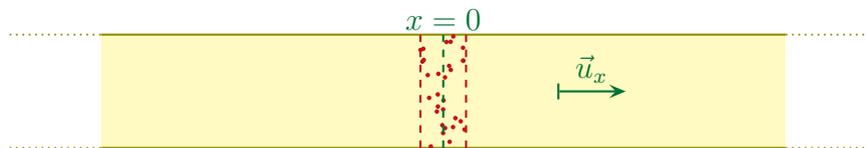
$$\frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) + \operatorname{div} \vec{j}_n = \sigma(r,t) \quad \text{et} \quad \frac{\partial n^*}{\partial t}(r,t) - D \Delta n^*(r,t) = \sigma(r,t)$$

II.4 – Quelques solutions

II.4.i – tache d'encre – régime transitoire en 1D

★ situation

- ◇ Modélisons une tâche d'encre par une situation 1D.
- ◇ Imaginons qu'à l'instant $t = 0$ toutes les particules soient en $x = 0$ et qu'après elles sont « libres » de diffuser.



- ◇ Analyse physique :
 - il s'agit là d'un phénomène de diffusion sans source ;
 - le régime est non stationnaire, non permanent ;
 - étant donné que la diffusion se fait en 1D, n^* sera une densité particulaire linéique en m^{-1} ;
 - les grandeurs pertinentes sont N_0 le nombre total de particule diffusantes et D la diffusivité du matériau.
- ◇ Les contraintes auxquelles devra obéir la solution est :
 - toutes les particules sont localisées en $x = 0$ à $t = 0$, *i.e.* $n^*(x \neq 0, 0) = 0$;
 - le nombre total de particules ne change pas, *i.e.* $\int_{-\infty}^{+\infty} n^*(x,t) dx = N(t) = N_0 = \text{C}^{\text{te}}$.

★ **solution, représentation**

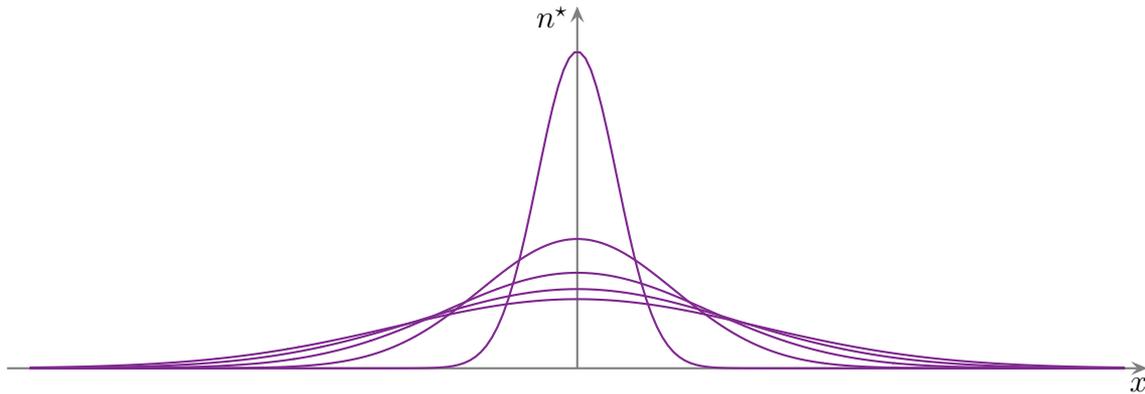
◇ Après des calculs sans grand intérêt physique, nous obtenons

$$n^*(x,t) = \frac{N_0}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

◇ Nous constatons qu'il s'agit là d'une gaussienne (fonction que nous avons déjà rencontrée en optique) :

- dont la valeur maximale est en $x = 0$ et décroît avec le temps ;
- dont l'écart-type en $\sqrt{2Dt}$ augmente avec le temps.

◇ Voici la représentation de la solution pour différents instants régulièrement espacés.

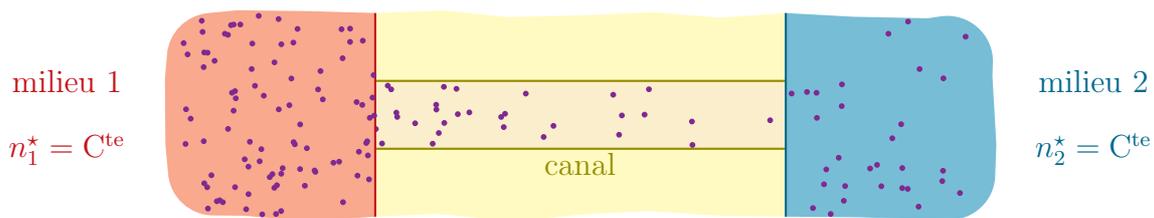


◇ Comme nous le savions, mais c'est toujours mieux de le vérifier, la distance caractéristique qui est ici l'écart-type, est proportionnelle à \sqrt{Dt} illustrant une fois de plus la lenteur du phénomène de diffusion.

II.4.ii – canal à ion – régime stationnaire 1D

◇ L'exemple ci-dessus est typique des phénomènes de diffusion au niveau moléculaire.

◇ Nous pouvons modéliser la paroi d'une cellule par un milieu imperméable à certains ions sauf au niveau de « canaux » dans lesquels ils diffusent.



◇ Les milieux à l'intérieur et à l'extérieur de la cellule sont si grands que nous pouvons les considérer comme des réservoirs de concentration constantes.

◇ Dans ces conditions, si nous supposons le régime permanent stationnaire, comme la diffusion est en 1D, nous pouvons dire que la concentration à l'intérieur du canal est une fonction affine de l'espace ce qui donne, en respectant la continuité de la concentration en $x = 0$ et $x = e$

$$n^*(x) = n_1^* + \frac{n_2^* - n_1^*}{e} \times x$$

◇ Le flux de particules qui va du milieu ① vers le milieu ② s'écrit

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = \vec{j}_n \cdot (S \vec{u}_x) \quad \text{avec} \quad \vec{j}_n = -D \overrightarrow{\text{grad}} n^* \quad \rightsquigarrow \quad \Phi_{1 \rightarrow 2} = \frac{DS}{e} (n_1^* - n_2^*)$$

◇ Vérifions quand même la cohérence :

- si $n_1^* > n_2^*$ alors les particules vont de ① vers ②;
 - plus la diffusivité est grand plus $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ est grand;
 - plus la section S est grande plus $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ est grand;
 - plus la longueur e du canal e est petite plus $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ est grand.
- ◇ Pour finir, interprétons microscopiquement ce dernier résultat « plus la longueur e du canal e est petite plus $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ est grand ».
- ◇ N'oublions pas que les particules qui diffusent marchent **au hasard**.
- ◇ Ainsi, plus le canal est long, plus il faut qu'une particule fasse de pas *dans le même sens* pour arriver à passer de l'autre côté.
- ◇ C'est comme, sur un série de « pile ou face », faire plus de « pile » que de « face » : moins il y a de lancers, plus statistiquement l'écart peut être grand.
- ◇ C'est ainsi que plus la distance à traverser s'allonge moins il est probable que les molécules y diffusent.

Phénomènes de diffusion

Au niveau du cours

★ Programme concerné

- ◇ Programme de 2^e année :
 - I.E Diffusion de particules – diffusion thermique.

★ Les définitions

- ◇ Sont à savoir :
 - transferts thermiques, par conduction, convection, rayonnement, conducto-convectif ;
 - coefficient de conduction thermique, de diffusivité thermique ;
 - flux surfacique, flux thermique, densité volumique de courant thermique ;
 - création énergétique, courant thermique ;
 - divergence, laplacien, nabla ;
 - loi de FOURIER, de FICK ;
 - choc thermique, résistance thermique ;
 - mouvement brownien, densité particulaire, flux particulaire, création particulaire volumique.

★ Les grandeurs

- ◇ Connaître les petites relations suivantes ainsi que leur interprétation :
 - $\delta^2 Q = \varphi_r dt$: φ_r en $W.m^{-2}$;
 - $\varphi_r = \vec{j} \cdot n d\vec{S}$: \vec{j} en W ;
 - $\vec{j}_{th} = -\lambda \text{grad} T$: λ en $W.m.K^{-1}$;
 - n en m^{-3} ;
 - $\vec{j} = n \vec{v}$: \vec{j} en $m^{-2}.s^{-1}$;
 - $\vec{j} = -D \text{grad} n$: D en $m^2.s^{-1}$.

★ Les lois

- ◇ Sont à connaître :
 - loi de conservation de l'énergie, des particules ;
 - loi de FOURIER, loi de FICK ;
 - équation de la diffusion thermique, particulaire ;
 - flux, théorème de GREEN – OSTROGRADSKI.

★ la phénoménologie

- ◇ Savoir :
 - reconnaître la présence d'un phénomène de diffusion ;
 - interpréter microscopiquement un phénomène de diffusion particulaire ;
 - interpréter les lois de FOURIER et de FICK ;
 - le lien entre distance caractéristique et temps caractéristique dans un phénomène de diffusion.

Au niveau des savoir-faire

★ petits gestes

◇ Savoir :

- traduire les conditions aux limites.

★ exercices classiques

◇ Savoir :

- retrouver l'équation de conservation (énergétique ou particulaire) à une variable (1D linéaire, à symétrie cylindrique, à symétrie sphérique) ;
- retrouver l'équation de diffusion (thermique ou particulaire) à une variable (1D linéaire, à symétrie cylindrique, à symétrie sphérique) ;
- retrouver l'équation de conservation et l'équation de diffusion (thermique ou particulaire) à 3D (vectoriellement) ;
- retrouver les solutions dans le cas du régime permanent à 1D linéaire et avec des symétries cylindriques ou sphériques.