

Introduction aux équations aux dérivées partielles

Avant-propos

Le but de ce cours est de vous proposer une introduction à la théorie des équations aux dérivées partielles (EDP dans la suite). Nous étudierons plusieurs équations ainsi que leur discrétisation par la méthode des différences finies.

Dans le cadre du programme officiel de la préparation à l'agrégation de mathématiques (épreuve de modélisation), nous aborderons notamment :

- des notions élémentaires portant sur les EDP classiques en dimension 1,
- l'équation de transport linéaire avec la méthode des caractéristiques,
- l'équation des ondes et de la chaleur ; une résolution par série de Fourier et transformée de Fourier sera proposée ainsi qu'une méthode de séparation des variables. Les aspects qualitatifs seront abordés.
- les équations elliptiques avec l'utilisation du théorème de Lax–Milgram
- des exemples de discrétisation des EDP en dimension 1 avec la méthode des différences finies. L'étude des propriétés de ces discrétisations sera proposée : notions de consistance, stabilité, convergence et d'ordre.

Vous êtes par ailleurs invités à lire le rapport du jury (disponible sur internet). Vous vous rendrez compte que le jury insiste notamment sur le fait que :

- l'épreuve de modélisation, comme les autres, requiert de la rigueur mathématique,
- il faut équilibrer sa présentation entre une présentation du modèle étudié, des preuves mathématiques rigoureuses, des illustrations informatiques,
- il attend une prise de recul de la part des candidats. Il faudra donc notamment être capable de critiquer les limites du modèle présenté dans le texte, d'expliquer le comportement qualitatif de celui-ci (par exemple expliquer ce qu'il se passe quand la valeur d'un paramètre change) et être capable de conclure sur la problématique de départ.

Ce cours sera composé de

- cinq séances de cours de deux heures chacune,
- une séance de programmation de deux heures.

Dans une première partie, nous présenterons les équations étudiées dans ce cours en donnant une idée des problèmes physiques associés. Chacune des parties suivantes sera consacrée à l'étude plus approfondie d'une EDP. Nous y traiterons notamment les principales caractéristiques de cette EDP, les outils utilisés pour mener des preuves ainsi qu'une discrétisation par différences finies. Les EDP étudiées dans la suite seront les équations elliptiques, l'équation de transport, l'équation de la chaleur et enfin l'équation des ondes.

1 Présentation des EDP du cours

Nous présentons dans cette section les EDP étudiées dans la suite du cours. Nous essayons de donner une signification physique aux différents termes.

Nous nous intéressons à des EDP de la forme

$$a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + b \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + c \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + d \frac{\partial u}{\partial x} + e \frac{\partial u}{\partial y} + fu = F.$$

Pour déterminer la nature de l'EDP, on associe à chaque dérivée la variable qui correspond à la direction de dérivation. L'équation précédente devient donc

$$ax^2 + bxy + cy^2 + dx + ey + f = A,$$

avec A un réel tel que l'ensemble des solutions soit non vide. S'il s'agit de l'équation :

- d'une ellipse, on dira que l'équation est elliptique ;
- d'une parabole, on dira que l'équation est parabolique ;
- d'une hyperbole, on dira que l'équation est hyperbolique.

Cette dénomination n'est pas juste esthétique. En effet, comme nous le verrons plus loin dans ce cours, chacun de ces types d'équations dispose de propriétés spécifiques.

Notons également que les équations précédentes dépendent de deux variables d'espace. La dénomination précédente se généralise dans le cas où on aurait une seule variable ou strictement plus de deux variables. Dans le cadre de ce cours, nous nous concentrerons sur l'étude d'équations avec une seule dimension d'espace. On considérera donc une seule variable x dans le cas d'un problème stationnaire et deux variables t (le temps) et x (l'espace) dans le cas d'un problème instationnaire.

Dans la suite de ce cours, on notera Ω un ouvert borné de \mathbb{R}^d avec $d = 1, 2, 3$.

1.1 Équations elliptiques

Les équations elliptiques apparaissent principalement dans deux contextes que nous allons maintenant aborder. Le premier est le cas où des particules circulent dans un domaine. Ce problème est représenté sur la figure 1. Dans la partie droite de cette figure, nous nous intéressons à un problème où des particules circulent dans un milieu unidimensionnel. La position est repérée par la coordonnée d'espace x . On note $u(x)$ la densité de particules en x . Certaines particules entrent ou sortent du domaine en x , on les note $f(x)$ le terme source les représentant. De plus, les particules se déplacent à travers le domaine, on note $q(x)$ le flux de particules en x (le nombre de particules qui traversent l'axe vertical d'abscisse x). Ce flux est négatif si les particules vont vers la gauche (x décroissants) et positif si elles vont vers la droite (x croissants).

On s'intéresse au cas où les flux sont à l'équilibre, il n'y a donc pas d'accumulation de particules en aucun point de l'espace. Le problème ne dépend pas du temps.

Si l'on considère un élément du domaine de taille δx comme sur la droite de la figure 1, le nombre de particules doit rester constant au cours du temps. On obtient donc la relation de conservation $q(x) - q(x + \delta x) + f(x)\delta x = 0$, ce qui donne

$$\frac{\partial q}{\partial x} = f. \tag{1}$$

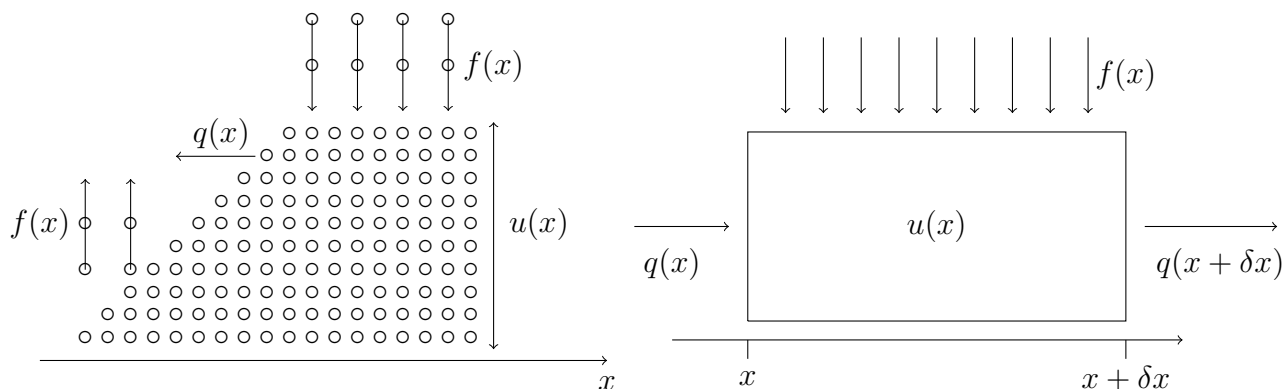


FIGURE 1 – Un flux de particules. Gauche : représentation du problème. Droite : équilibre des flux.

De plus, on considère que les particules fuient les zones de forte densité : le flux $q(x)$ est orienté dans le sens inverse du gradient de u . On note donc

$$q(x) = -k(x) \frac{\partial u}{\partial x}(x). \quad (2)$$

Ici k est un coefficient positif qui peut dépendre de l'espace. Il traduit le rapport de proportionnalité entre le gradient de la densité et le flux qui en résulte. Ainsi, pour une densité fixée, si k est grand alors les particules circuleront facilement et le flux sera important ; à l'inverse, un k petit traduit le fait que les particules ont du mal à circuler dans le milieu. On dit que k est un coefficient de diffusion.

L'équation finale sur u est donc

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial u}{\partial x} \right) = f.$$

Si l'on considère plusieurs dimensions d'espace, cette équation devient

$$-\nabla \cdot (k \nabla u) = f,$$

où $\nabla \cdot$ et ∇ sont respectivement les opérateurs divergence et gradient.

En pratique les particules peuvent réellement représenter des particules physiques, dans ce cas u sera une densité de particules, q un flux de particules, f un terme représentant l'apparition ou la disparition de particules et k sera un coefficient de diffusion des particules. On peut aussi dire que les particules représentent de l'énergie thermique. Dans ce cas, u sera la température, q un flux thermique, f une source ou un puit de chaleur et k sera la conductivité thermique du matériau considéré. Nous citerons une dernière possibilité selon laquelle les particules sont des individus (humains ou animaux). Dans ce cas, u correspond à une densité de population, q à un flux de population, f représente des naissances ou des morts dans la population et k est un coefficient de diffusion représentant la facilité avec laquelle la population peut se déplacer.

!! TABLEAU !!

!! CONDITIONS FRONTIERES !!

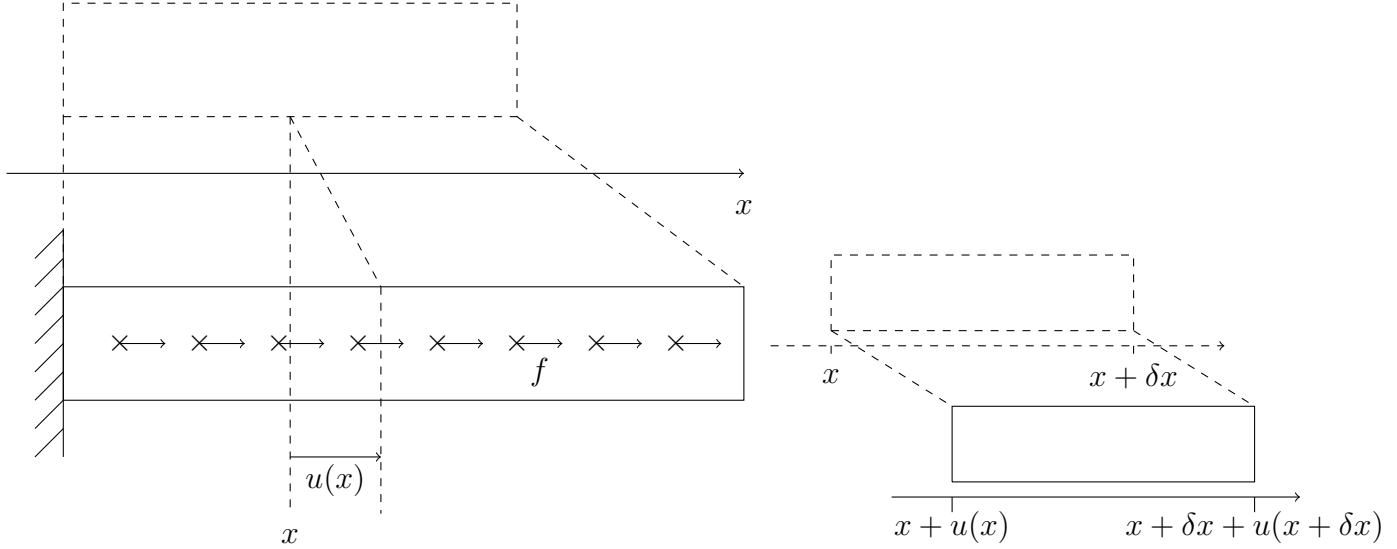


FIGURE 2 – Un flux de particules. Gauche : représentation du problème. Droite : équilibre des flux.

Un autre cas où ces équations apparaissent est le cas d'un matériau soumis à des contraintes mécaniques. Par exemple, on représente sur la figure 2 une barre élastique en équilibre.

La barre dans son état initial est représentée en pointillés. Sous l'effet d'une force linéique f , cette barre s'allonge et atteint l'état d'équilibre représenté en bas de la figure. On note $u(x)$ le déplacement de matière qui a eu lieu entre l'état sous la charge f et l'état de référence en pointillés.

On considère que la barre est à l'équilibre mécanique. On note $q(x)$ la force qu'exerce la section de gauche sur la section de droite en x . En faisant un bilan de force comme sur la partie droite de la figure 1, les forces s'exerçant sur une portion infinitésimale de barre sont la force $q(x)$ à gauche, la force $-q(x + \delta x)$ à droite et la force linéique $f(x)\delta x$. La barre étant à l'équilibre la somme de ces forces est nulle. On retrouve donc (1).

De plus, la force s'exerçant en x à travers la section de la barre est proportionnelle à l'élongation de la barre et s'oppose au mouvement imposé. Ceci est intuitif, pensez à un élastique si vous l'allongez il s'exerce une force qui tend à le faire revenir vers sa position initiale. De plus, plus l'élongation est importante, plus l'intensité de la force est grande. On obtient donc la loi d'élasticité (2) où k est un coefficient de raideur : plus k est grand, plus la barre est raide, plus il faut forcer pour la déformer. En pratique, le coefficient de raideur dépend du matériau choisi et de la géométrie de la section de la barre.

Notons que dans (2), la dérivée en espace correspond à l'élongation de la barre en x . Pour s'en convaincre, on regardera la partie droite de la figure 2. Un élément de matière de longueur δx dans sa position de référence a pour longueur $x + \delta x + u(x + \delta x) - u(x) - x$ sous charge f . La nouvelle longueur est donc de $\delta x + u(x + \delta x) - u(x) \simeq \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right) \delta x$ et la dérivée partielle en x est donc bien une élongation linéique.

!! CONDITIONS FRONTIERES!! La partie hachurée à gauche du dessin représente le fait que la barre est encastrée dans un mur. Ainsi son déplacement est forcément nul à gauche.

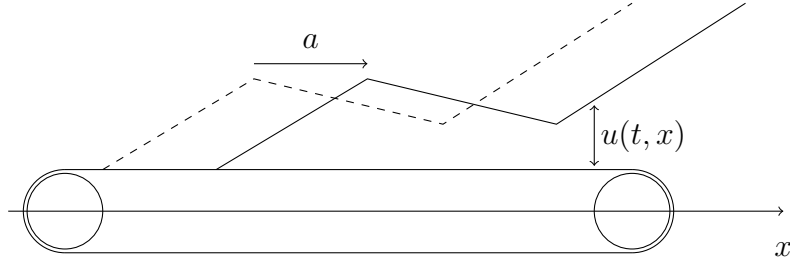


FIGURE 3 – Des tas de sable transportés sur un tapis roulant. La ligne discontinue représente les tas en $t = 0s$ et la ligne continue en $t = 1s$.

!! autres exemples de cette physique : electromagnetisme!!

!! solution pour différents k !!

!! EDP elliptique!! A faire en exo!! – A exprimer sous la forme d’une proposition!!

!! dire clairement ce qui est exigible!!

!! dire ce que sont les equations de Poisson et de Laplace!!

1.2 Équation de transport

La deuxième équation que nous étudions est l’équation de transport (unidimensionnelle). Elle correspond à une quantité qui est transportée à vitesse constante dans une direction. Cela peut être par exemple un polluant transporté par une rivière. Dans cette section, nous nous intéressons au cas de tas de sable sur un tapis roulant se déplaçant à vitesse constante a .

Sur la figure 3, nous représentons des tas de sables qui se déplacent à vitesse constante a vers la droite. On note $u(t, x)$ la hauteur du sable en x à l’instant t .

Si l’on considère un temps infinitésimal δt , le sable aura avancé d’une distance $\delta x = a\delta t$. La hauteur en $(t + \delta t, x + \delta x)$ sera la même qu’elle était en (t, x) , on traduit cela par $u(t + \delta t, x + a\delta t) = u(t, x)$. On obtient ainsi l’équation

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Ici, a correspond à la vitesse du transport. Si a est positif, le sable bouge vers la droite ; si a est négatif, le sable bouge vers la gauche ; plus a est grand en valeur absolue, plus le mouvement est rapide.

1.3 Équation de la chaleur

L’équation de la chaleur est obtenue en considérant une propagation de quantités d’énergie comme sur la figure 1. La différence avec ce qui a été fait dans la section 1.1 est qu’ici les flux de chaleur ne sont pas nécessairement à l’équilibre. On permet donc à la température de changer au cours du temps.

Nous allons maintenant refaire le raisonnement de la section 1.1 avec cette fois-ci une température $u(t, x)$ qui dépend du temps. Si on considère la partie droite de la figure 1, l’accumulation d’énergie en (t, x) est due au fait que les flux ne sont pas équilibrés ("ce qui

entre n'est pas égal à ce qui sort"). Nous traduisons cela par l'équation $c(x)\delta x \frac{\partial u}{\partial t}(t, x) = f(t, x)\delta x + q(t, x) - q(t, x + \delta x)$, ce qui donne

$$c(x) \frac{\partial u}{\partial t}(t, x) = f(t, x) - \frac{\partial q}{\partial x}(t, x). \quad (4)$$

où $c(x)$ est la capacité thermique linéique du matériau, $q(t, x)$ et $f(t, x)$ sont respectivement le flux de chaleur et la source de chaleur en (t, x) . Comme précédemment, le flux de chaleur est proportionnel au gradient de température (voir (2)). Pour simplifier la présentation, nous considérons que la capacité thermique c et la conduction thermique k sont des constantes (qui ne dépendent ni du temps, ni de l'espace). En combinant les équations (2) et (4), on obtient l'équation de la chaleur

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = f, \quad (5)$$

où $\nu = k/c$ est la diffusion thermique.

!! courbes avec ν qui varie !!

!! exercice : prouver qu'il s'agit d'une equation parabolique !!

De manière similaire à ce qui a été expliqué dans la section 1.1, cette l'équation de la chaleur, en plus de représenter l'évolution de la température dans un milieu peut aussi représenter l'évolution de la densité d'une population ou encore l'évolution d'une concentration chimique d'une espèce au sein d'un diluant.

!! rappel sur les conditions frontières !!

1.4 Équation des ondes

L'équation des ondes est obtenue en considérant un modèle mécanique comme celui de la figure 2 où cette fois-ci les forces ne sont pas nécessairement à l'équilibre et où les déplacements $u(t, x)$ peuvent varier au cours du temps.

La principe fondamental de la dynamique appliqué à une tranche de matière de longueur δx nous dit que l'accélération de la position de cette tranche $(x + u(t, x))$ multipliée par sa masse est égale à la somme des forces qui agissent sur elle. Ainsi, $\rho(x)\delta x \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = f(t, x)\delta x + q(t, x) - q(t, x + \delta x)$, ce qui nous donne l'équation

$$\rho(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\partial q}{\partial x}(t, x) = f(t, x), \quad (6)$$

où $\rho(x)$ correspond à la masse de la barre par unité de longueur. Plus ρ est grand, plus la barre a d'inertie et plus elle accélère lentement. Notons à ce stade qu'il y a, dans cette équation, une dérivée seconde en temps à la place de la dérivée première qu'il y avait dans (4).

La force de compression à travers la barre est donnée par la loi d'élasticité (2). Pour simplifier la présentation, on considère que la raideur k et la masse linéique ρ sont constantes (ne dépendent ni de t ni de x). En combinant (2) et (6) on obtient l'équation des ondes

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = f, \quad (7)$$

où $c > 0$ défini par $c^2 = k/\rho$ correspond à la vitesse de propagation des ondes dans ce milieu.

!! différentes valeurs de c -> utiliser des valeurs réelles (eau/air) !!

!! prouver que l'équation est hyperbolique !!

!! autres physiques : électromagnétisme, corde !!

!! rappel sur les conditions frontières !!

2 Équations elliptiques

Comme évoqué précédemment, on s'intéresse au problème

$$\begin{cases} -\nabla \cdot (k \nabla u) = f & \text{dans } \Omega, \\ u = 0 & \text{sur } \partial\Omega, \end{cases} \quad (8)$$

avec $0 < k_0 \leq k(x) \leq k_1$.

2.1 Propriétés générales de l'équation

Théorème 1 (Existence et unicité de la solution). *Si $f \in C^0(\Omega)$, alors il existe une unique solution $u \in C^2(\Omega)$ au problème (8). De plus, pour $\ell \in \mathbb{N}$, si $f \in C^\ell(\Omega)$, alors $u \in C^{\ell+2}(\Omega)$.*

!! commenter + donner lien vers preuve !!

Proposition 1 (Principe du maximum). *On se place dans le cadre du théorème 1. Si $f \leq 0$, alors $u \leq 0$. En particulier, $\max_{x \in \Omega} u(x) = \max_{x \in \partial\Omega} u(x) = 0$. Si de plus il existe $m \in \Omega$ tel que $u(m) = 0$, alors $\forall x \in \Omega$, $u(x) = 0$ (principe du maximum fort).*

!! commenter + ref livre !!

Remarque 1. *D'autres conditions frontière sont possibles. Condition de Neumann, de Robin, conditions mixtes, conditions de Dirichlet non homogènes.*

!! expliquer le principe d'un relèvement !!

Définition 1 (Fonction harmonique). *Si $u \in C^2(\Omega)$ et $-\Delta u = 0$ dans Ω , on dit que u est une fonction harmonique.*

!! lien avec les fonctions holomorphes !!

2.2 Formulation variationnelle, théorème de Lax–Milgram

Le but de cette section est de présenter une preuve du théorème 1 en utilisant le théorème de Lax–Milgram.

Théorème 2 (Lax–Milgram). *On fait les hypothèses suivantes.*

- Soit V un espace de Hilbert.
- Soit ℓ une forme linéaire continue sur V (il existe $C_\ell > 0$ tel que $\forall v \in V, |\ell(v)| \leq C_\ell \|v\|_V$).
- Soit a une forme bilinéaire continue sur V (il existe $C_a > 0$ tel que $\forall v, w \in V, |a(v, w)| \leq C_a \|v\|_V \|w\|_V$).

— On suppose de plus que a est coercive : il existe $\alpha > 0$ tel que $\forall v \in V, a(v, v) \geq \alpha \|v\|_V^2$.
Sous ces hypothèses le problème suivant est bien posé :

$$\text{Trouver } u \in V, \text{ tel que } \forall v \in V, a(u, v) = \ell(v). \quad (9)$$

Ceci signifie que le problème (9) admet une unique solution $u \in V$ et que celle-ci vérifie $\|u\|_V \leq \frac{C_\ell}{\alpha}$.

!! lien vers un livre !!

Pour utiliser ce théorème, écrivons le problème (8) sous sa forme variationnelle. On introduit l'espace de Sobolev

$$H_0^1(\Omega) := \{v \in L^2(\Omega) \mid \nabla v \in L^2(\Omega) \text{ et } v|_{\partial\Omega} = 0 \text{ sur } \partial\Omega\}, \quad (10)$$

où ∇v est défini au sens des distributions et $v|_{\partial\Omega}$ est la trace de v sur le bord du domaine.

Si u est une solution de (8), alors pour tout $v \in H_0^1(\Omega)$ on peut écrire

$$\int_{\Omega} -\nabla \cdot (k \nabla u) v \, dx = \int_{\Omega} f v \, dx.$$

En intégrant par parties on obtient

$$\int_{\Omega} k \nabla u : \nabla v \, dx - \int_{\partial\Omega} k (\nabla u \cdot n) v \, ds = \int_{\Omega} f v \, dx.$$

Puisque $v|_{\partial\Omega} = 0$, le deuxième terme de cette expression est nul. Nous avons donc établi la proposition suivante (la réciproque utilise des arguments similaires).

Proposition 2. *Le problème (8) est équivalent au problème suivant.*

$$\text{Trouver } u \in H_0^1(\Omega), \text{ tel que } \forall v \in H_0^1(\Omega), \int_{\Omega} k \nabla v : \nabla v \, dx = \int_{\Omega} f v \, dx. \quad (11)$$

Proposition 3. *Le problème (11) est bien posé.*

Démonstration. Le problème (11) correspond au problème (9) avec $V = H_0^1(\Omega)$, $\forall v, w \in H_0^1(\Omega), a(v, w) = \int_{\Omega} k \nabla v : \nabla w \, dx$ et $\ell(v) = \int_{\Omega} f v \, dx$. Nous allons montrer que toutes les hypothèses du théorème de Lax–Milgram sont vérifiées. On admet le fait que $H_0^1(\Omega)$ équipé de la norme $\|v\|_{H_0^1(\Omega)} := (\int_{\Omega} v^2 + \nabla v : \nabla v \, dx)^{1/2}$ est un espace de Hilbert (se reporter à un cours sur les distributions). D'après l'inégalité de Cauchy–Schwarz, on a $|\ell(v)| \leq (\int_{\Omega} f^2 \, dx)^{1/2} (\int_{\Omega} v^2 \, dx)^{1/2} \leq (\int_{\Omega} f^2 \, dx)^{1/2} \|v\|_{H_0^1(\Omega)}$. La forme linéaire ℓ est donc continue. De la même façon, l'inégalité de Cauchy–Schwarz permet de prouver que la forme bilinéaire a est continue. Pour finir, nous utilisons l'inégalité de Poincaré : il existe $c > 0$ tel que $\forall v \in H_0^1(\Omega), \int_{\Omega} v^2 \, dx \leq c \int_{\Omega} \nabla v : \nabla v \, dx$. Avec cette inégalité, on peut prouver que a est coercive. Toutes les hypothèses du théorème de Lax–Milgram sont réunies, le problème (11) est donc bien posé. \square

2.3 Discrétisation par la méthode des différences finies

Le but de la méthode des différences finies est de

- 3 Équation de transport
- 4 Équation de la chaleur
- 5 Équation des ondes
- 6 Pour aller plus loin