

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN
ECOLE DE PHYSIQUE

SIMULATION NUMÉRIQUE EN PHYSIQUE [LPHY2371]

Equation d'Advection-Diffusion et Prédicibilité

Auteurs:

Arnaud SCHILS

Valéry MATERNE

Enseignant:

Pr. Michel CRUCIFIX

Décembre 2016



UCL
Université
catholique
de Louvain

Part I

Exercice d'examen 1

Introduction

- I.1 Fournissez un schéma numérique explicite d'ordre $\mathcal{O}(h + k)$. Donnez-en le stencil. Nous pouvons introduire les facteurs $\lambda_d = Dk/h^2$ et $\lambda_b = bk$. Quelles importances ces facteurs ont-ils pour la condition de stabilité?**
- I.2 Fournissez la solution analytique de l'équation, ainsi que la relation de dispersion. Discutez brièvement les cas particuliers déjà vus au cours ($D=0$, $b=0$, etc.)**

L'équation aux dérivées partielles à résoudre est la suivante:

$$D \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - a \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} - bu(x, t) = \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} \quad (1)$$

où D, a, b sont des constantes et D est positive. Dans la suite de ce texte les dépendances en x et t de la fonction u ne seront pas toujours mentionnées explicitement. Les conditions aux bords suivantes sont imposées:

$$\begin{cases} u(x, 0) = g(x) \\ u(0, t) = u(l, t) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

où $l > 0$. La solution u est donc recherchée dans le domaine:

$$\begin{cases} t \geq 0 \\ 0 < x < l \end{cases} \quad (3)$$

L'Equation 1 peut-être résolue par la méthode de séparation de variables. La solution u est supposée être de la forme:

$$u(x, t) = v(x)w(t) \quad (4)$$

En injectant cette forme de u dans l'Equation 1 on obtient:

$$Dw(t)\frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} - aw(t)\frac{\partial v(x)}{\partial x} - bv(x)w(t) = v(x)\frac{\partial w(t)}{\partial t} \quad (5)$$

En divisant cette équation par $v(x)w(t)$ on obtient:

$$\frac{D}{v}\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{a}{v}\frac{\partial v}{\partial x} - b = \frac{1}{w}\frac{\partial w}{\partial t} \equiv C_1 \quad (6)$$

Chaque partie de l'équation est en effet égale à une constante C_1 puisque la partie gauche ne dépend que de x et la partie droite ne dépend que de t . L'équation peut maintenant être résolue en résolvant séparément la partie qui dépend du temps t et la partie qui dépend de la position x . Pour la partie dépendante du temps on a:

$$\frac{1}{w}\frac{\partial w}{\partial t} = C_1 \quad (7)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = C_1 w \quad (8)$$

$$w(t) = C_2 e^{C_1 t} \quad (9)$$

où C_2 est une constante. Pour la partie dépendante de la position x on a:

$$\frac{D}{v}\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{a}{v}\frac{\partial v}{\partial x} = C_1 + b \quad (10)$$

$$D\frac{d^2 v}{dx^2} - a\frac{dv}{dx} - (C_1 + b)v = 0 \quad (11)$$

C'est une équation différentielle linéaire homogène du 2ème ordre. La solution à son équation dépend alors du polynôme caractéristique de l'équation:

$$Dr^2 - ar - (C_1 + b) = 0 \quad (12)$$

$$\rho = a^2 + 4D(C_1 + b) \quad (13)$$

Les deux racines de ce polynôme sont:

$$r_{1,2} = \frac{a \pm \sqrt{\rho}}{2D} \quad (14)$$

En fonction du signe de ρ la solution de l'équation peut avoir trois formes.

Si $\rho > 0$

$$v(x) = C_3 e^{r_1 x} + C_4 e^{r_2 x} \quad (15)$$

où C_3 et C_4 sont des constantes. En utilisant la condition au bord $u(0, t) = 0 = v(0)w(t) \implies v(0) = 0$ on a:

$$C_4 = -C_3 \implies v(x) = C_3 (e^{r_1 x} - e^{r_2 x}) \quad (16)$$

Et en utilisant la condition au bord $u(l, t) = 0 = v(l)w(t) \implies v(l) = 0$ on a:

$$C_3 (e^{r_1 l} - e^{r_2 l}) = 0 \implies C_3 = 0 \implies v(x) = 0 \quad (17)$$

Cette solution n'est donc pas intéressante par rapport à nos conditions aux bords.

Si $\rho = 0, r_1 = r_2 \equiv r$

$$v(x) = (C_3 + C_4 x) e^{rx} \quad (18)$$

où C_3 et C_4 sont des constantes. En utilisant la condition au bord $u(0, t) = 0 = v(0)w(t) \implies v(0) = 0$ on a:

$$C_3 = 0 \implies v(x) = C_4 x e^{rx} \quad (19)$$

Et en utilisant la condition au bord $u(l, t) = 0 = v(l)w(t) \implies v(l) = 0$ on a:

$$C_4 l e^{rl} = 0 \implies C_4 = 0 \implies v(x) = 0 \quad (20)$$

Cette solution n'est donc pas intéressante par rapport à nos conditions aux bords.

Si $\rho < 0$

On définit

$$r_{1,2} \equiv \alpha \pm i\beta \quad (21)$$

avec

$$\alpha = \frac{a}{2D}, \quad (22)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{-a^2 - 4D(C_1 + b)}}{2D}. \quad (23)$$

On a alors comme solution pour $v(x)$:

$$v(x) = (C_3 \cos(\beta x) + C_4 \sin(\beta x))e^{\alpha x}. \quad (24)$$

En utilisant la condition au bord $u(0, t) = 0 = v(0)w(t) \implies v(0) = 0$ on a:

$$C_3 = 0 \implies v(x) = C_4 \sin(\beta x)e^{\alpha x} \quad (25)$$

Et en utilisant la condition au bord $u(l, t) = 0 = v(l)w(t) \implies v(l) = 0$ on a:

$$\sin(\beta l) = 0 \implies \beta l = m\pi \implies \beta = \frac{m\pi}{l}, m \in \mathbb{N}^*. \quad (26)$$

On notera que $\beta > 0$ car $\rho < 0$ et $D > 0$.

La solution générale pour la partie de l'équation dépendante de la position est donc:

$$v(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_{4_m} \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} \quad (27)$$

où les C_{4_m} sont des constantes. Utilisons maintenant la condition au bord $u(x, 0) = g(x)$ afin de déterminer les valeurs de ces constantes C_{4_m} :

$$u(x, 0) = v(x)w(0) = v(x)C_2 = g(x). \quad (28)$$

On a alors,

$$g(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_{4m} C_2 \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} . \quad (29)$$

En définissant $C_m = C_{4m} C_2$ on obtient:

$$g(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} \quad (30)$$

On voit dès lors que les coefficients C_m sont obtenus en projetant la fonction $g(x)e^{-\alpha x}$ sur la base des fonctions $\sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right)$:

$$C_m = \frac{2}{l} \int_0^l g(x) \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{-\alpha x} dx \quad (31)$$

La fonction $u(x, t)$ peut alors s'écrire:

$$u(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} e^{C_{1m} t} \quad (32)$$

Nous devons maintenant déterminer l'expression de la constante C_{1m} qui dépend de β et donc de m . En partant de l'expression de β (23), on obtient :

$$C_{1m} = \frac{-a^2 - 4D^2\beta^2}{4D} - b \quad (33)$$

et avec $\beta = \frac{m\pi}{l}$, on a :

$$C_{1m} = -\frac{a^2}{4D} - \frac{Dm^2\pi^2}{l^2} - b . \quad (34)$$

En injectant l'expression de C_{1m} dans celle de u on a alors :

$$u(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) \exp\left(\frac{ax}{2D} + \left(-\frac{a^2}{4D} - \frac{Dm^2\pi^2}{l^2} - b\right)t\right) \quad (35)$$

$$\boxed{u(x, t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin \left(\frac{m\pi x}{l} \right) \exp \left(\frac{a}{2D} \left(x - \frac{a}{2}t \right) - \left(\frac{Dm^2\pi^2}{l^2} + b \right) t \right)}$$

(36)

avec

$$\boxed{C_m = \frac{2}{l} \int_0^l g(x) \sin \left(\frac{m\pi x}{l} \right) \exp \left(-\frac{a}{2D}x \right) dx} .$$

(37)

Conclusion

Part II

Prédictibilité

Introduction

II.3 todo

Conclusion