

MÉMOIRE DE RECHERCHE

Approximation numérique d'ordre élevé de l'équation de Saint Venant

Auteurs :

Brice GONEL
Romain PINGUET

Professeur encadrant :

Thomas REY

Table des matières

1	Description et dérivation des équations	4
1.1	Description des équations	4
1.2	Dérivation des équations	4
2	Découverte du modèle et premières propriétés qualitatives	7
3	Implémentation du schéma de Rusanov	8
3.1	Présentation du schéma et résultats de convergence	8
3.2	Validation de l'implémentation avec des tests	10
	Influence du pas spatial et convergence de la solution	11
	Influence du pas temporel	11
	Confrontation de l'implémentation à des références	13
4	Utilisation des limiteurs de pente pour une montée en ordre	13
5	Passage au cas 2D	13
A	Annexes	14
A.1	Le code	14

1 Description et dérivation des équations

Ici, il s'agit d'énoncer les équations, de décrire les différentes quantités en jeu (h , u , q et Z) et d'expliquer comment on peut arriver à ces équations.

1.1 Description des équations

Le système de Saint-Venant avec terme source (qui est aussi désigné par le nom « équations d'écoulements en eau peu profonde ») est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t}(t, x) + \frac{\partial q}{\partial x}(t, x) = 0 \\ \frac{\partial q}{\partial t}(t, x) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2(t, x)}{h(t, x)} + g \frac{h^2(t, x)}{2} \right) = -gh(t, x) \frac{\partial Z}{\partial x}(x) \end{cases}$$

Celui-ci permet de décrire un écoulement d'eau unidirectionnel où $h(t, x) > 0$ représente la hauteur d'eau, $u(t, x)$ désigne la vitesse du fluide, $q(t, x) = h(t, x)u(t, x)$ le débit du fluide et $Z(x)$ la topographie canal ; $t \geq 0$ étant le temps, $x \in \mathbb{R}$ la position spatiale dans le cours d'eau et g la constante de gravitation.

Dans ce système, Z ne dépend pas du temps t . On fait ainsi l'hypothèse que le fond ne s'érode pas au cours du temps ; ce qui paraît raisonnable dans de nombreuses situations (un fond rocheux sur une courte durée, par exemple).

1.2 Dérivation des équations

Rappelons la règle de Leibniz qui permet de calculer la dérivée par rapport à x d'une fonction de la forme $\int_{a(x)}^{b(x)} f(x, t) dt$.

Proposition 1 (Règle de Leibniz). *Soit $f : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ telle que f et $\frac{\partial f}{\partial x}$ soient continues sur \mathbb{R} , et soient a et b deux fonctions dérivables de \mathbb{R} dans \mathbb{R} . Alors, l'intégrale paramétrique F définie sur \mathbb{R} par : $F(x) = \int_{a(x)}^{b(x)} f(x, y) dy$ est dérivable et :*

$$F'(x) = f(x, b(x))b'(x) - f(x, a(x))a'(x) + \int_{a(x)}^{b(x)} \frac{\partial f}{\partial x}(x, y) dy. \quad (1)$$

Nous noterons par la suite

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix}$$

le vecteur dont les composantes sont les vitesses u , v et w dans les directions (Ox) , (Oy) et (Oz) respectivement.

Nous allons maintenant dériver la deuxième équation du système. Il s'agit de l'équation du moment. Ecrivons la composante selon (Ox) de l'équation d'Euler :

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (2)$$

On fait l'hypothèse que les quantités h et u sont invariantes selon l'axe (Oy) . Ainsi, l'étude se ramène au plan (Oxz) . Dans ces conditions, le terme $\frac{\partial u}{\partial y}$ est nul et on obtient :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (3)$$

La loi de conservation de la masse pour un fluide incompressible est

$$\text{div}(\mathbf{V}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

En multipliant par u cette équation, on arrive à $u \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial v}{\partial y} + u \frac{\partial w}{\partial z} = 0$. D'où en sommant avec (2) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(uv) + \frac{\partial}{\partial z}(uw) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (5)$$

De nouveau, l'hypothèse d'invariance selon (Oy) permet de dire que $\frac{\partial}{\partial y}(uv) = 0$ et on arrive à :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(uw) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (6)$$

Maintenant, on intègre entre $z = Z$ et $z = Z + h$:

$$\int_Z^{Z+h} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u^2) \right] dz + [uw]_Z^{Z+h} = -\frac{1}{\rho} \int_Z^{Z+h} \frac{\partial P}{\partial x} dz. \quad (7)$$

Avec la règle de Leibniz, on a d'une part :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_Z^{Z+h} u dz &= \int_Z^{Z+h} \frac{\partial u}{\partial t} dz + u|_{z=Z+h} \frac{\partial}{\partial t}(Z+h) - u|_{z=Z} \frac{\partial Z}{\partial t} \\ &= \int_Z^{Z+h} \frac{\partial u}{\partial t} dz + u|_{z=Z+h} \frac{\partial h}{\partial t} \end{aligned} \quad (8)$$

la suppression du terme $\frac{\partial Z}{\partial t}$ venant du fait que la topographie est supposée constante au cours du temps.

Et d'autre part on a :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_Z^{Z+h} u^2 dz = \int_Z^{Z+h} \frac{\partial}{\partial x}(u^2) dz + u^2|_{z=Z+h} \frac{\partial}{\partial x}(Z+h) - u^2|_{z=Z} \frac{\partial Z}{\partial x} \quad (9)$$

Donc en injectant dans (7) on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_Z^{Z+h} u dz \right] - u|_{z=Z+h} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_Z^{Z+h} u^2 dz \right] - u^2|_{z=Z+h} \frac{\partial}{\partial x}(Z+h) \\ + u^2|_{z=Z} \frac{\partial Z}{\partial x} + u|_{z=Z+h} w|_{z=Z+h} - u|_{z=Z} w|_{z=Z} = -\frac{1}{\rho} \int_Z^{Z+h} \frac{\partial P}{\partial x} dz \end{aligned} \quad (10)$$

Si l'on suppose que la vitesse u est constante selon l'axe (Oz) , on a que $\int_Z^{Z+h} u dz = uh$ et $\int_Z^{Z+h} u^2 dz = u^2 h$, et donc :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(uh) + \frac{\partial}{\partial x}(u^2h) - u|_{z=Z+h}(\frac{\partial h}{\partial t} + u|_{z=Z+h}\frac{\partial}{\partial x}(Z+h) - w|_{z=Z+h}) \\ &= -\frac{1}{\rho} \int_Z^{Z+h} \frac{\partial u}{\partial t} dz \end{aligned} \quad (11)$$

Or comme $\frac{\partial h}{\partial t} + u|_{z=Z+h}\frac{\partial}{\partial x}(Z+h) = w|_{z=Z+h}$, l'équation 11 se réduit en

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu^2) = -\frac{1}{\rho} \int_Z^{Z+h} \frac{\partial P}{\partial x} dz \quad (12)$$

Encore une fois avec la règle de Leibniz

$$\int_Z^{Z+h} \frac{\partial P}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_Z^{Z+h} P dz + P(Z+h) \frac{\partial}{\partial x}(Z+h) - P(Z) \frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \int_Z^{Z+h} P dz - \rho gh \frac{\partial Z}{\partial x}.$$

En utilisant la formule d'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_Z^{Z+h} P dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_Z^{Z+h} \rho g(Z+h-z) dz = \frac{\partial}{\partial x}(\rho gh^2/2) \quad (13)$$

Et en combinant 12 et 13 on arrive à la deuxième équation en remplaçant :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\frac{q^2}{h} + g\frac{h^2}{2}) = gh \frac{\partial Z}{\partial x} \quad (14)$$

Pour obtenir la première équation, repartons de 4 et intégrons entre $z = Z$ et $z = Z+h$:

$$\int_Z^{Z+h} (u_x + v_y) dz + w|_{z=Z+h} - w|_{z=Z} = 0 \quad (15)$$

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de poser ces conditions au bord :

$$\frac{D}{Dt}(Z+h-z) = 0 \quad \text{en } z = Z+h \quad (16)$$

$$\frac{D}{Dt}(Z-z) = 0 \quad \text{en } z = Z \quad (17)$$

La première condition au bord traduit l'hypothèse que la composante normale de la vitesse à la surface est nulle, autrement dit qu'il n'y a pas de flux entrant par la surface de l'eau.

La deuxième condition au bord traduit le même phénomène mais au niveau du fond de l'eau.

On peut remplacer ces deux dérivées droites en temps grâce à 2 :

$$[\frac{\partial(Z+h)}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial(Z+h)}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial(Z+h)}{\partial y} - w]|_{z=Z+h} = 0 \quad (18)$$

$$[u \cdot Z_x + v \cdot Z_y + w]|_{z=Z} = 0 \quad (19)$$

Et grâce à cette relation :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{a(x,y)}^{b(x,y)} u \, dz = \int_{a(x,y)}^{b(x,y)} \frac{\partial u}{\partial x} \, dz + u(b(x,y)) \cdot \frac{\partial b}{\partial x} + u(a(x,y)) \cdot \frac{\partial a}{\partial x} \quad (20)$$

En réinsérant 18 et 19 dans 15, on a finalement :

$$\frac{\partial(Z+h)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_Z^{Z+h} u \, dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_Z^{Z+h} v \, dz \quad (21)$$

Nous pouvons davantage simplifier cette équation en observant que u et v sont indépendants de z , ainsi que Z indépendant du temps. Cette équation devient donc :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u \cdot h) + \frac{\partial}{\partial y}(v \cdot h) = 0 \quad (22)$$

Soit la première équation de Saint Venant.

Les deux équations 22 et 14 forment un système d'équations aux dérivées partielles d'inconnues h et q (ou h et u). Etant données des conditions de bord et des conditions initiales, on doit pouvoir justifier qu'il existe une unique solution que l'on peut calculer numériquement à l'aide d'un schéma de type éléments finis.

2 Découverte du modèle et premières propriétés qualitatives

Proposition 2. *La vitesse u vérifie la loi de conservation hyperbolique scalaire suivante :*

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} + g(Z+h) \right) = 0 \quad (23)$$

Démonstration. Puisque $q = h \cdot u$, la dérivée spatiale de q s'écrit :

$$\frac{\partial q}{\partial x} = u \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial x} \quad (24)$$

et la dérivée temporelle :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = u \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial t} \quad (25)$$

Alors en utilisant l'équation (mettre ici ref) du système, la dérivée temporelle donne aussi la relation

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u \frac{\partial q}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial t} \quad (26)$$

La loi de conservation que l'on cherche à montrer est alors une réécriture de l'équation (mettre ici ref) du système. On a en effet :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{h} + g \frac{h^2}{2} \right) = -gh \frac{\partial Z}{\partial x}$$

En développant la dérivée par rapport à x et en utilisant (26) :

$$\begin{aligned} -u \frac{\partial q}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial t} + u^2 \frac{\partial h}{\partial x} + 2hu \frac{\partial u}{\partial x} + gh \frac{\partial h}{\partial x} &= -gh \frac{\partial Z}{\partial x} \\ \Leftrightarrow -u \frac{\partial q}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial t} + u^2 \frac{\partial h}{\partial x} + 2hu \frac{\partial u}{\partial x} + gh \frac{\partial h}{\partial x} + gh \frac{\partial Z}{\partial x} &= 0 \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow u \left[-\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{h}{u} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} \right] + h \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} + g(Z+h) \right) \right] = 0$$

$$\Leftrightarrow u \left[-\frac{\partial q}{\partial x} + \frac{h}{u} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial x} \right] + h \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} + g(Z+h) \right) \right] = 0$$

D'après (24), une simplification s'opère dans les crochets de gauche et on obtient :

$$u \left[\frac{h}{u} \frac{\partial u}{\partial t} \right] + h \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} + g(Z+h) \right) \right] = 0$$

Il suffit alors de diviser par $h > 0$ pour obtenir le résultat (23). □

3 Implémentation du schéma de Rusanov

3.1 Présentation du schéma et résultats de convergence

Dans cette partie, il s'agit de résoudre numériquement le système de Saint-Venant. Posons

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} h \\ q \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^2, \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} q \\ \frac{q^2}{h} + g \frac{h^2}{2} \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^2 \quad \text{et} \quad \mathbf{B}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 \\ -gh \frac{\partial Z}{\partial x} \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^2.$$

\mathbf{U} désigne le vecteur inconnu, $\mathbf{F}(\mathbf{U})$ la fonction flux et $\mathbf{B}(\mathbf{U})$ le terme source. Avec ces notations, le système de départ se réécrit

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{F}(\mathbf{U})) = \mathbf{B}(\mathbf{U})$$

Proposition 3. Posons le vecteur $\mathbf{W} = (h, u)^T$ (variable dite non conservative). \mathbf{W} vérifie le système quasi-linéaire suivant :

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbb{A}(\mathbf{W}) \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x} = 0$$

avec $\mathbb{A}(\mathbf{W})$ définie par :

$$\mathbb{A}(\mathbf{W}) = \begin{pmatrix} u & h \\ g & u \end{pmatrix}$$

Démonstration. □

Proposition 4. La matrice $\mathbb{A}(\mathbf{W})$ est diagonalisable et on a :

$$\mathbb{P}(\mathbf{W})^{-1} \mathbb{A}(\mathbf{W}) \mathbb{P}(\mathbf{W}) = \mathbb{D}(\mathbf{W})$$

où

$$\mathbb{D}(\mathbf{W}) = \begin{pmatrix} u + \sqrt{gh} & 0 \\ 0 & u - \sqrt{gh} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbb{P}(\mathbf{W}) = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{h}}{\sqrt{g}} & -\frac{\sqrt{h}}{\sqrt{g}} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}.$$

Démonstration. Le résultat est direct en faisant le produit matriciel si on connaît les expressions de $\mathbb{D}(\mathbf{W})$ et $\mathbb{P}(\mathbf{W})$. Dans le cas contraire, on procède comme suit :

On détermine les valeurs propres de la matrice $\mathbb{A}(\mathbf{W})$, ce qui conduit à chercher les racines du polynôme (d'indéterminée λ) suivant :

$$\det(\mathbb{A}(\mathbf{W}) - \lambda I) = \begin{vmatrix} u - \lambda & h \\ g & u - \lambda \end{vmatrix} = (u - \lambda)^2 - gh.$$

Or puisque g et h sont > 0 ,

$$(u - \lambda)^2 - gh = 0 \Leftrightarrow \lambda u + \sqrt{gh} \text{ ou } \lambda u - \sqrt{gh}$$

et comme la matrice admet deux valeurs propres distinctes, elle est diagonalisable. La matrice diagonale est alors

$$\mathbb{D}(\mathbf{W}) = \begin{pmatrix} u + \sqrt{gh} & 0 \\ 0 & u - \sqrt{gh} \end{pmatrix}.$$

Il reste à déterminer la matrice de passage $\mathbb{P}(\mathbf{W})$. Il s'agit de trouver $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ un vecteur propre associé à $u + \sqrt{gh}$ et $\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$ un vecteur propre associé à $u - \sqrt{gh}$.

Pour le vecteur propre associé à $u + \sqrt{gh}$:

$$\mathbb{A}(\mathbf{W}) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u & h \\ g & u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = (u + \sqrt{gh}) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

Il s'agit d'un système lié donc il est équivalent de raisonner sur la première équation :

$$au + bh = au + a\sqrt{gh}$$

$$\Leftrightarrow bh = a\sqrt{gh}$$

et on voit que $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{h}/\sqrt{g} \\ 1 \end{pmatrix}$ convient.

De même, pour le vecteur propre associé à $u - \sqrt{gh}$:

Cette fois on arrive à

$$cu + dh = cu - c\sqrt{gh}$$

$$\Leftrightarrow dh = -c\sqrt{gh}$$

et on voit que $\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sqrt{h}/\sqrt{g} \\ 1 \end{pmatrix}$ convient.

D'où finalement :

$$\mathbb{P}(\mathbf{W}) = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{h}}{\sqrt{g}} & -\frac{\sqrt{h}}{\sqrt{g}} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}.$$

□

Proposition 5. *La matrice jacobienne de F admet deux valeurs propres distinctes $\lambda_1(\mathbf{U})$ et $\lambda_2(\mathbf{U})$ qui sont égales aux valeurs propres de $\mathbb{A}(\mathbf{W})$.*

Démonstration. La matrice jacobienne de \mathbf{F} est la suivante :

$$J_{\mathbf{F}}(h, q) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\frac{q^2}{h^2} + gh & \frac{2q}{h} \end{pmatrix}$$

Pour déterminer les valeurs propres de cette matrice, il faut calculer les racines du polynôme donné par

$$\det(J_{\mathbf{F}}(h, q)) = \begin{vmatrix} 0 - \lambda & 1 \\ -\frac{q^2}{h^2} + gh & \frac{2q}{h} - \lambda \end{vmatrix}$$

et

$$\begin{aligned} -\lambda\left(\frac{2q}{h} - \lambda\right) + \frac{q^2}{h^2} - gh &= 0 \\ \Leftrightarrow \lambda^2 - 2u\lambda + u^2 - gh &= 0. \end{aligned}$$

Puisque $\Delta = 4u^2 - 4(u^2 - gh) = 4gh > 0$, il y a deux racines distinctes

$$\lambda_1(\mathbf{U}) = \frac{2u + 2\sqrt{gh}}{2} \text{ et } \lambda_2(\mathbf{U}) = \frac{2u - 2\sqrt{gh}}{2}.$$

En simplifiant par 2 au numérateur et dénominateur, on voit qu'il s'agit des valeurs propres de $\mathbb{A}(\mathbf{W})$. □

Dans la mesure où la matrice jacobienne du flux a deux valeurs propres différentes, on peut appliquer le schéma de Rusanov. Cf l'énoncé du TP. Mais il faudrait pouvoir expliquer pourquoi.

3.2 Validation de l'implémentation avec des tests

Dans cette partie, nous allons effectuer des tests sur notre implémentation.

D'abord nous allons observer numériquement la convergence de la solution numérique. Nous allons voir que lorsque le nombre N grandit, les courbes de h et q ont tendance à se rapprocher d'une courbe limite. Au passage, on pourra observer ce qui semble être un effet régularisant de l'équation : même lorsque l'on prend un profil initial non dérivable pour la hauteur d'eau h , la solution se lisse (immédiatement?). Cette propriété devra être vérifiée. On pourra essayer de la justifier si elle est vraie...

Puis nous regarderons l'influence du pas spatial. En particulier, nous verrons ce qu'il se passe lorsque la condition CFL n'est pas vérifiée.

Enfin, nous allons confronter nos résultats à des tests que l'on retrouve fréquemment dans la littérature (rupture de barrage, bosse d'eau, etc).

Influence du pas spatial et convergence de la solution

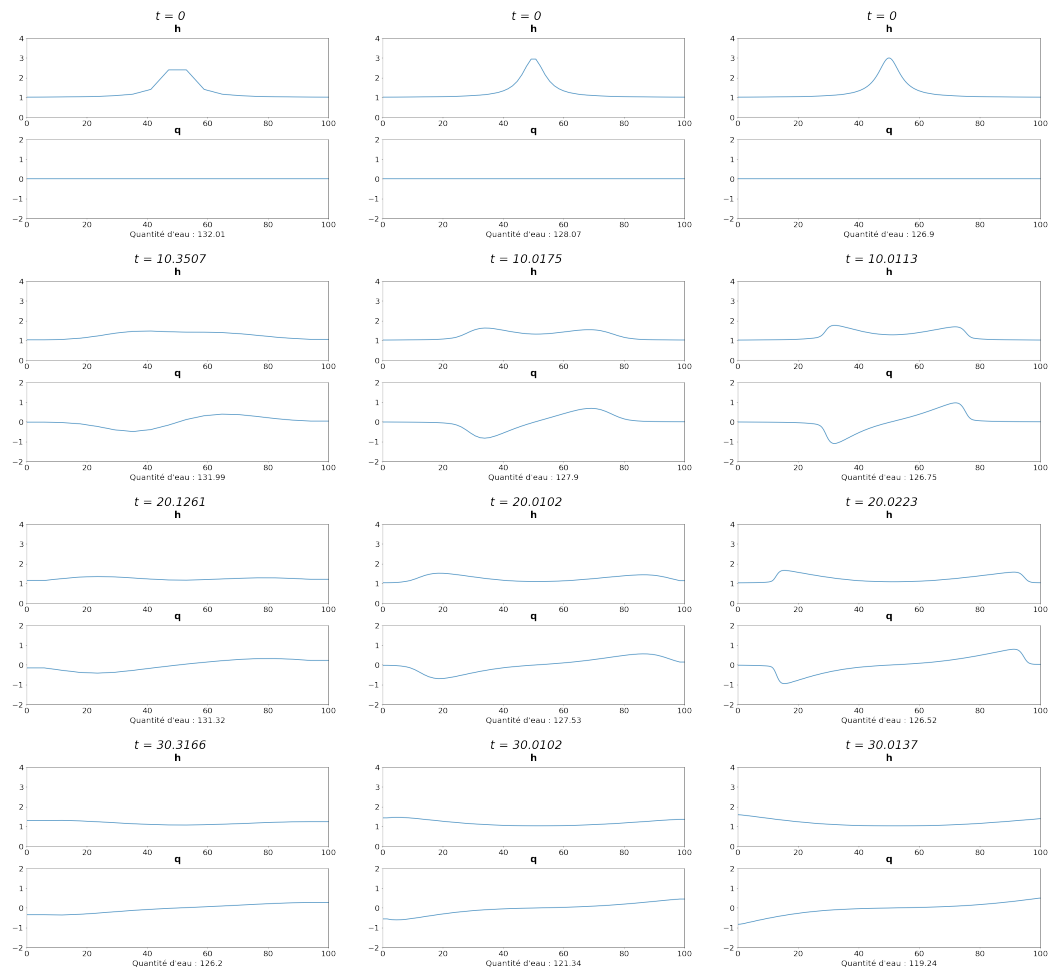
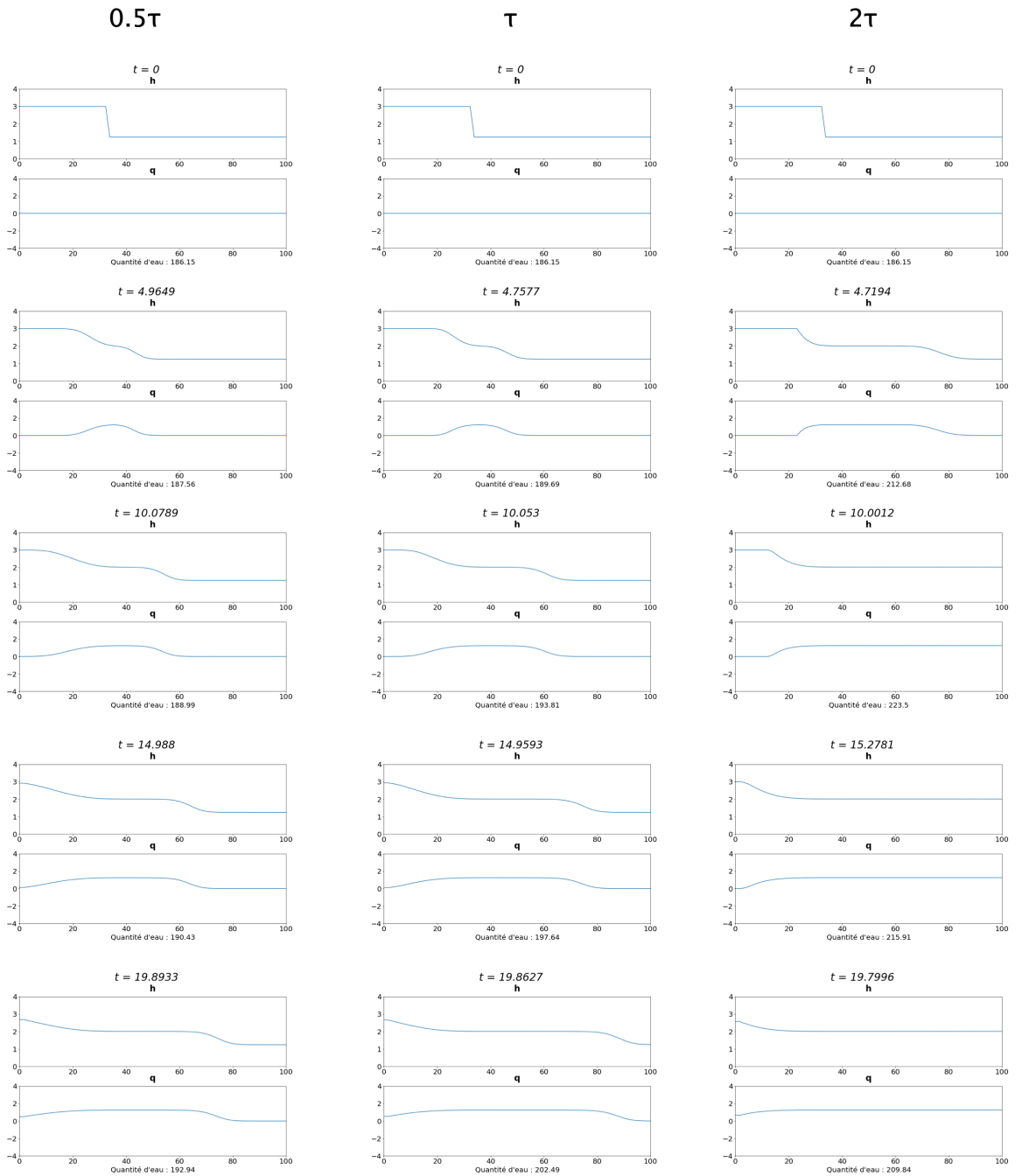


FIGURE 1 – Simulations pour différentes valeurs de τ

Influence du pas temporel

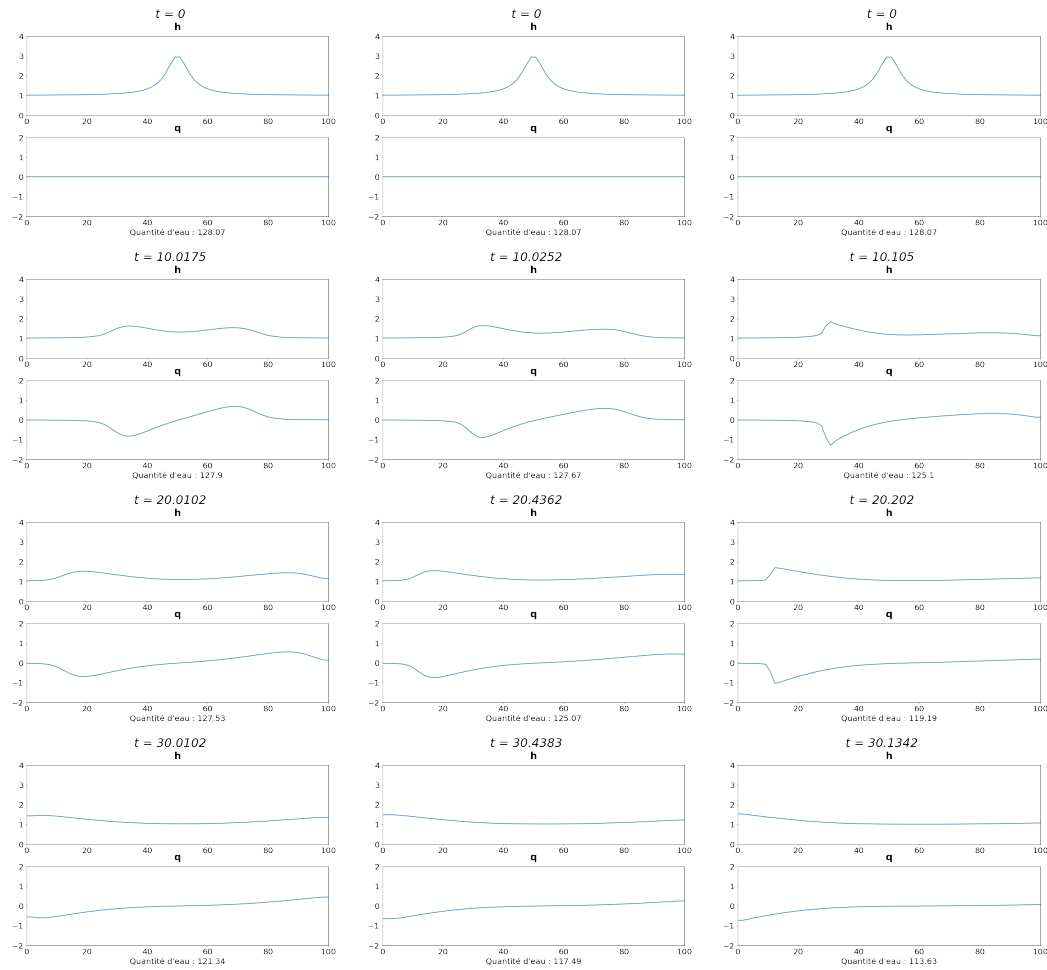
Voici des représentations de la solution à différents instants (approximativement $t = 0, 5, 10, 15$ et 20 secondes) avec pas de temps égal $0.5\tau, \tau$ et 2τ ; τ étant défini par

...



On remarque immédiatement l'influence du pas temporel sur la conservation de la quantité d'eau. Plus le pas est choisi petit et meilleure est la conservation. On observe une dynamique similaire pour les deux cas qui respectent la condition CFL (τ et 0.5τ). Néanmoins, les évolutions sont trop différentes (la vague issue de la rupture de barrage se déplace plus lentement lorsque le pas de temps est 0.5τ ; cette différence vient peut être du fait que la condition doit être respectée strictement... à éclaircir). Lorsque la condition CFL n'est pas vérifiée, l'évolution est très différente.

On retrouve le même phénomène dans le cas de la goutte d'eau qui tombe au centre du repère : voici les mêmes représentations pour $t = 0, 10, 20, 30$ secondes, avec un pas de temps égal à $0.5\tau, \tau$ et 2τ .

FIGURE 2 – Simulations pour différentes valeurs de τ

De même, plus le pas temporel est faible, plus la quantité d'eau est conservée au cours du temps. On remarque aussi que la quantité d'eau est bien conservée quand la vague est au centre du repère. Cependant, quand elle atteint le bord et disparaît aux limites, la quantité d'eau baisse brutalement (il suffit de comparer la quantité entre $t = 0$ s et $t = 20$ s puis la quantité entre $t = 20$ s et $t = 30$ s).

Confrontation de l'implémentation à des références

4 Utilisation des limiteurs de pente pour une montée en ordre

5 Passage au cas 2D

A Annexes

A.1 Le code

Bibliographie

- [1] R. LEVEQUE, *Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems*, Cambridge University Press, 2004
- [2] E. TORO, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamic*, Springer, 2009
- [3] WIKIPEDIA, *Intégrale paramétrique*