

# Physique Numérique – Semaine 11

## Rappel de la semaine 10

### ☐ 4.2 Ondes

- ☐ Analyse de stabilité de Von Neuman: critère CFL
- ☐ Modes propres, fréquences propres. Excitation résonante.
- ☐ Tsunamis. Quelle équation?

## Plan de la semaine 11

### ☐ Ondes

- ☐ Analyse WKB
- ☐ 2D  $u^2(x,y)$ . Réfraction. Lentille gravitationnelle

### ☐ 4.3 Schrödinger

- ☐ Schéma semi-implicite de Crank-Nicolson
- ☐ Observables
- ☐ Principe d'incertitude de Heisenberg
- ☐ Propriétés de conservation de la probabilité et de l'énergie
- ☐ Particule libre, étalement du paquet d'onde
- ☐ Particule dans un potentiel  $V(x)$ , effet tunnel, etc...

### ☐ Exercice 6

# Documentation

- Lecture pour la Semaine #11: Notes de cours
  - **4.2.4 WKB**
  - **4.3.1 Schrödinger. Schéma Crank-Nicolson**

<http://moodle.epfl.ch/mod/resource/view.php?id=8220>

**Profondeur variable  $h_0(\mathbf{x})$**

$$u(x) = \sqrt{gh_0(x)}$$

Vitesse de propagation variable  $u(x)$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta h - u^2(x) \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\delta h) = 0 \quad (\text{A})$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta h - \frac{\partial}{\partial x} \left( u^2(x) \frac{\partial}{\partial x} \delta h \right) = 0 \quad (\text{B})$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta h - \frac{\partial^2}{\partial x^2} (u^2(x) \delta h) = 0 \quad (\text{C})$$

Laquelle de ces équations est correcte?

Cela fait-il une différence sur la propagation du tsunami?

Wilayah Kalimantan Barat (W.K.B.)  
= West Kalimantan Region



- Cette usine électrique flottante (3000 tonnes) s'est retrouvée à 6 km à l'intérieur des terres – Banda Aceh, Indonésie

# Méthode WKB

- Wentzel, Kramers, Brillouin
- Solution analytique avec des approximations basées sur des hypothèses
- Au cœur de la méthode: séparation des échelles de variation
- Dépendance temporelle sinusoidale  $\delta h(x, t) = e^{-i\omega t} \delta \hat{h}(x)$
- Substituant dans l'Eq.(B):

$$-\omega^2 \delta \hat{h}(x) = \frac{d}{dx} \left( u^2(x) \frac{d}{dx} \delta \hat{h}(x) \right) \quad (*)$$

- Dépendance spatiale ~sinusoidale, phase  $S(x)$   
**rapidement** variable, amplitude  $A(x)$  **lentement** variable

$$\delta \hat{h}(x) = A(x) \exp(iS(x)) \quad (**)$$

## WKB (2) – “ordering”

- On fait l’hypothèse que la variation de  $A(x)$  est liée à la variation de  $u^2(x)$ , i.e. ce sont des variations lentes du même ordre
- On va «tagger» les termes variant lentement avec  $\varepsilon$ , qui symbolise la «petitesse» du terme
- Chaque fois qu’on dérive un terme, il prend un ordre supérieur, symbolisé par une puissance de  $\varepsilon$  supérieure

$$\begin{array}{lll}
 \frac{dS}{dx} \equiv k(x) & \text{rapide (grand): } \sim \varepsilon^0 & \frac{dk}{dx} \sim \frac{d^2 S}{dx^2} \sim \varepsilon^1 \\
 A \sim \varepsilon^0 & \frac{dA}{dx} \sim \varepsilon^1 & \frac{d^2 A}{dx^2} \sim \varepsilon^2 \\
 u^2 \sim \varepsilon^0 & \frac{du^2}{dx} \sim \varepsilon^1 & \frac{d^2 u^2}{dx^2} \sim \varepsilon^2
 \end{array}
 \quad (***)$$

## WKB (3) – “ordering” (suite)

- On insère (\*\*) dans (\*), et on simplifie par  $e^{is}$ .
- On inspecte chaque terme, en y ajoutant les «tags» (\*\*\*)
- On regroupe les termes ordre par ordre, i.e. par puissance de  $\varepsilon$ .
- On résout ordre par ordre, en insérant la solution à l'ordre 0 dans l'équation d'ordre 1
- .... *La présentation sera faite au tableau* ....
- La solution à l'ordre 0 donne:

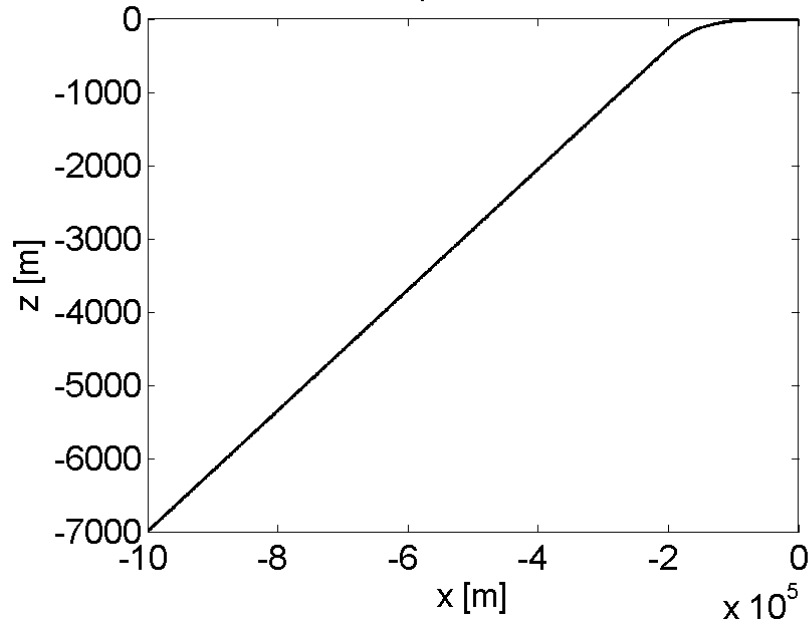
$$\left(\frac{dS}{dx}\right)^2 \equiv k^2(x) = \frac{\omega^2}{u^2(x)} = \frac{\omega^2}{gh_0(x)}$$

- La solution à l'ordre 1 donne:

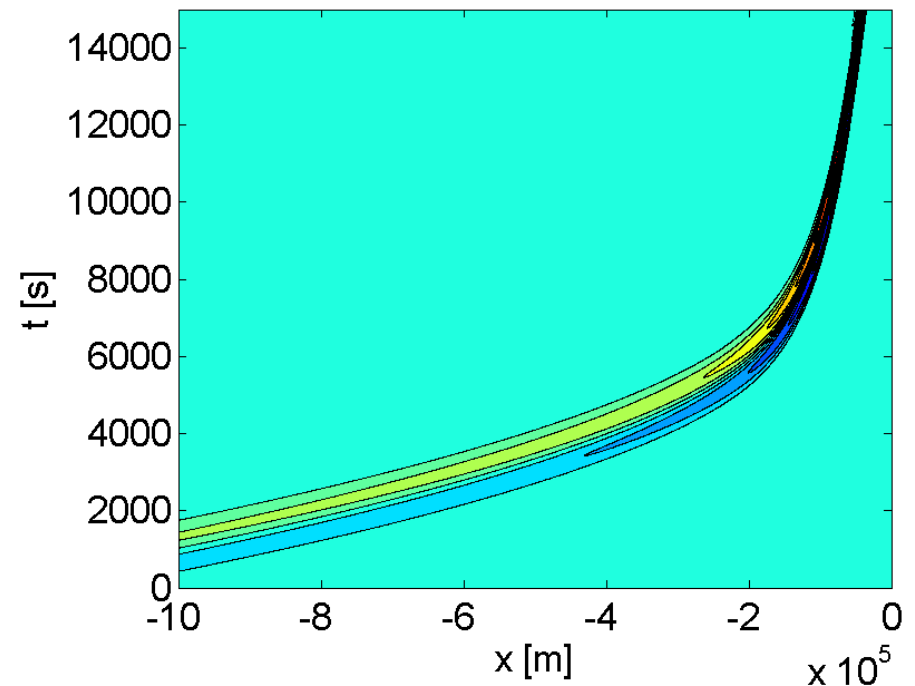
$$A(x) = A_0(u(x))^{-1/2} \sim (h_0(x))^{-1/4}$$

# Comparaison WKB - numérique

Onde Explicite 3 niveaux



Profondeur de l'océan



Solution numérique  $f(x,t)$

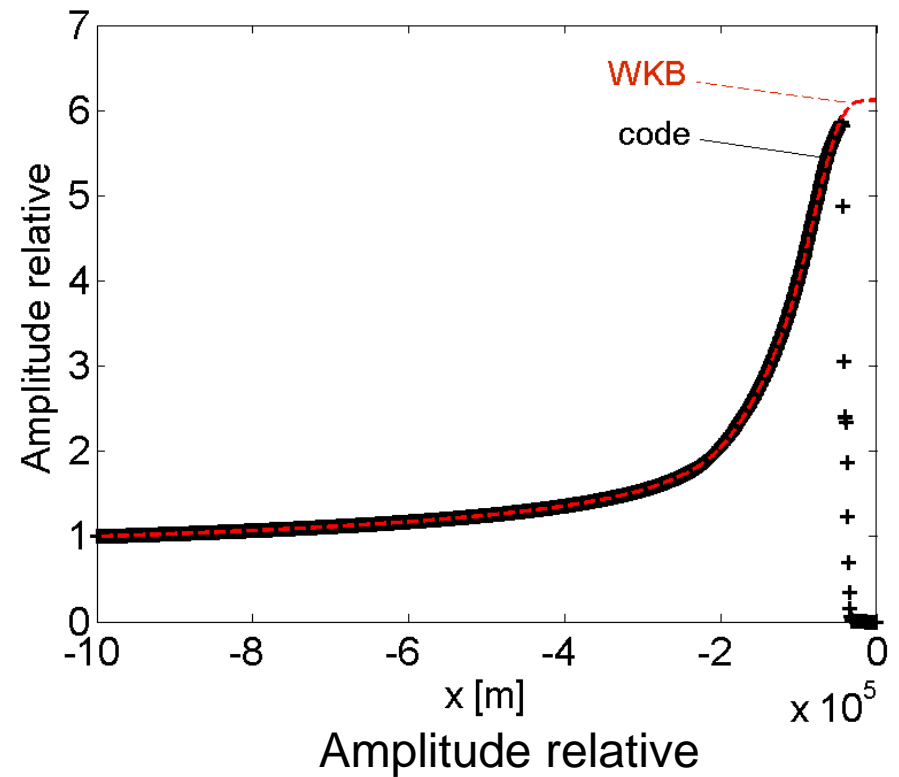
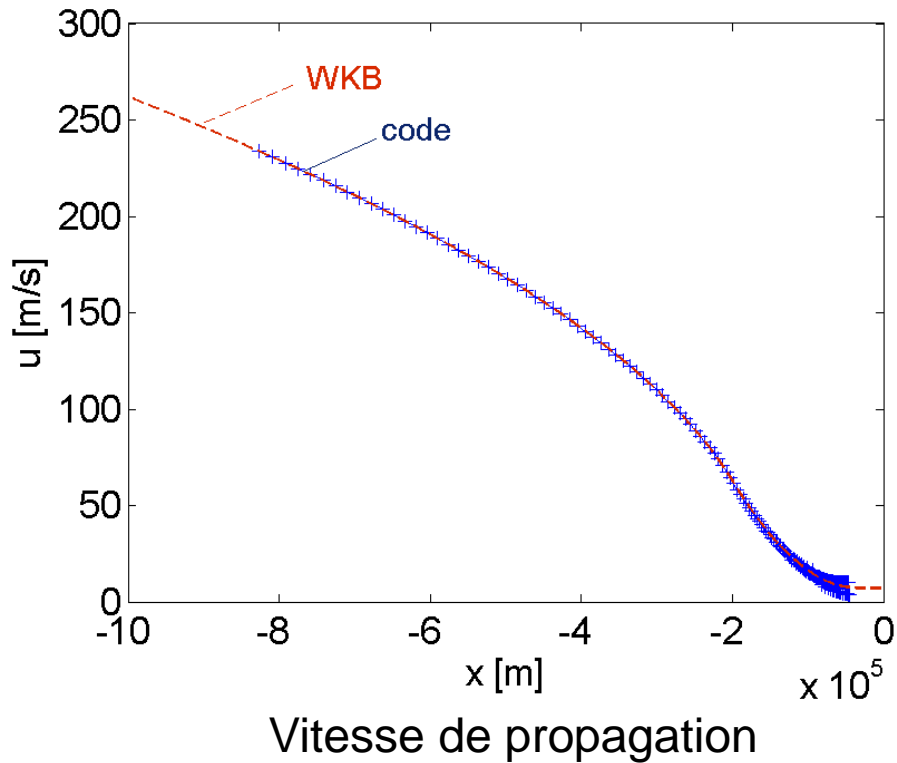
Période de la perturbation  $T=2000s$

$N_x = 1024$  ( $\Delta x = 976.6m$ )

$\beta_{CFL}^{max} = 1$  ( $\Delta t = 3.7266s$ )



# Comparaison WKB - numérique



Conclusion: la méthode WKB donne des résultats en excellent accord avec les simulations numériques

# Conclusions

- La simulation numérique et la méthode WKB permettent de mettre en évidence que:
  - la vitesse de propagation et la longueur d'onde diminuent quand la vague se rapproche des côtes

$$u(x) = \sqrt{gh(x)}$$

$$\lambda(x) = 2\pi / k(x) = 2\pi u(x) / \omega = 2\pi \sqrt{gh(x)} / \omega$$

- l'amplitude de la vague augmente quand la vague se rapproche des côtes

$$A(x) = \frac{A_0}{(h(x))^{1/4}}$$

# Remarques

- Les équations ont été dérivées sous trois approximations:
  - Longueur d'onde  $\lambda \gg$  profondeur  $h_0$
  - Petites perturbations  $\delta h \ll h_0 \rightarrow$  linéarisation
  - Cas unidimensionnel
- Lorsque la vague se rapproche des côtes, la 2e hypothèse n'est plus vérifiée. Des phénomènes non linéaires apparaissent, tels le « wave breaking » et les solitons. Voir les équations de Burger et de Korteweg – de Vries.
- D'autres phénomènes peuvent encore modifier (et malheureusement augmenter parfois) l'amplitude de la vague, notamment la focalisation lorsque la profondeur n'est pas 1D.
- $h_0(x,y) \rightarrow$  focalisation; démonstration (Ex.7 facultatif)

# Ondes en milieu inhomogène 2D: $u^2(x,y)$

(Ex.5, facultatif)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = \nabla \cdot (u^2 \nabla f)$$

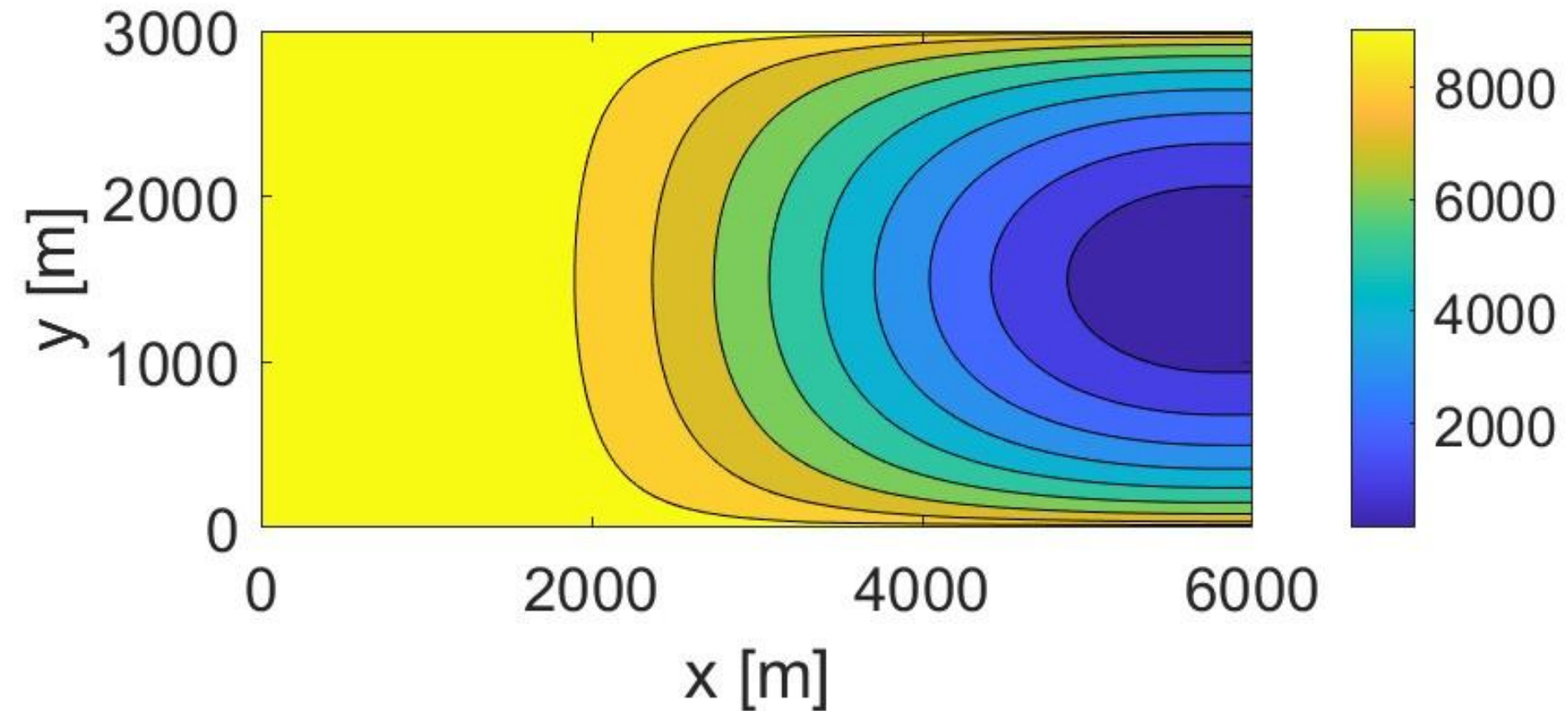
$$\frac{\partial g}{\partial x}(x_i, y_j) \approx \frac{g(x_{i+1}, y_j) - g(x_{i-1}, y_j)}{2h_x}, \quad \text{Pour } g=u^2 \text{ ou } g=f$$

$$\frac{\partial g}{\partial y}(x_i, y_j) \approx \frac{g(x_i, y_{j+1}) - g(x_i, y_{j-1})}{2h_y},$$

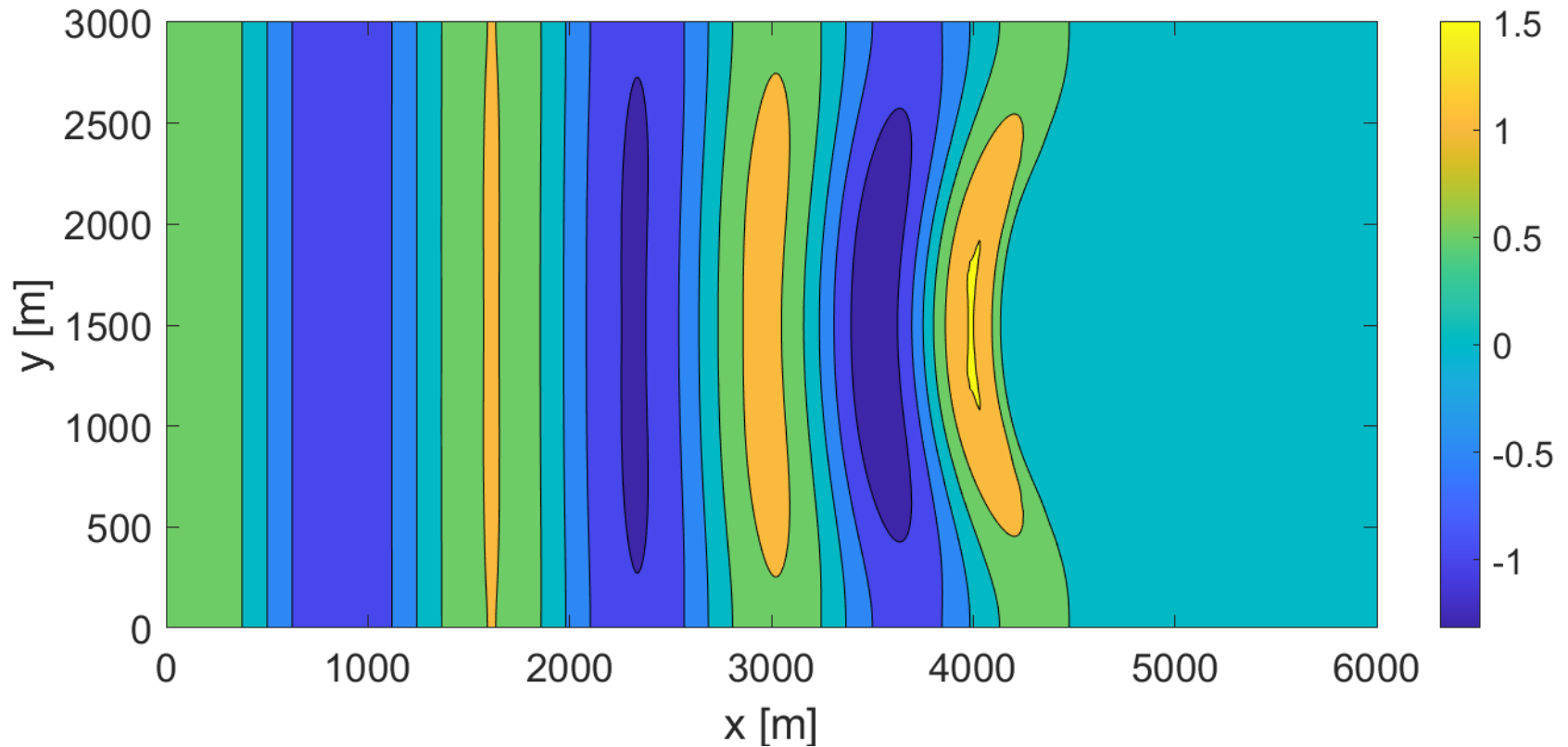
$$\frac{\partial^2 g}{\partial x^2}(x_i, y_j) \approx \frac{g(x_{i+1}, y_j) - 2g(x_i, y_j) + g(x_{i-1}, y_j)}{h_x^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial y^2}(x_i, y_j) \approx \frac{g(x_i, y_{j+1}) - 2g(x_i, y_j) + g(x_i, y_{j-1})}{h_y^2} \quad (3)$$

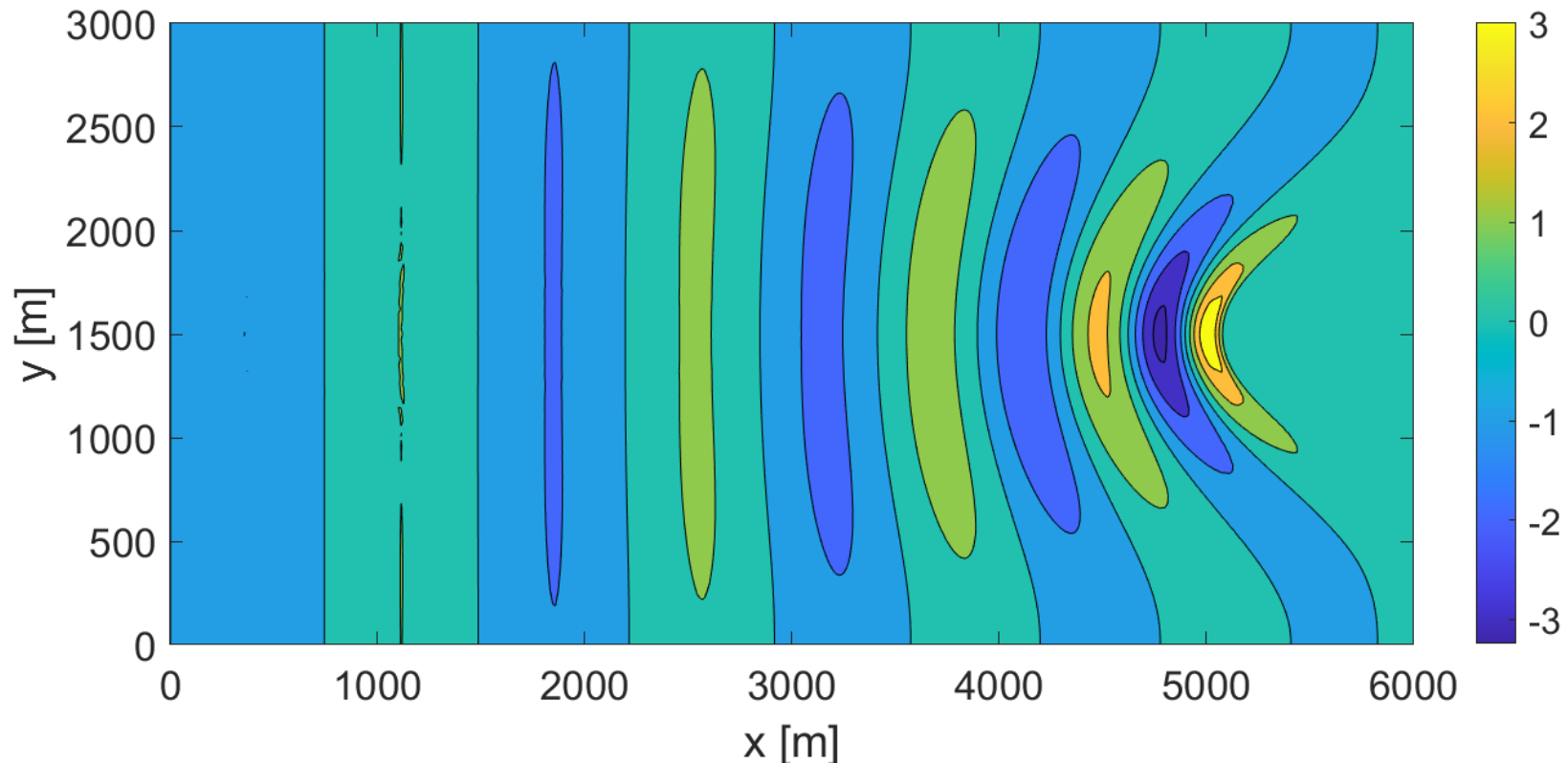
# Profondeur 2D $h_0(x,y)$ . Focalisation.



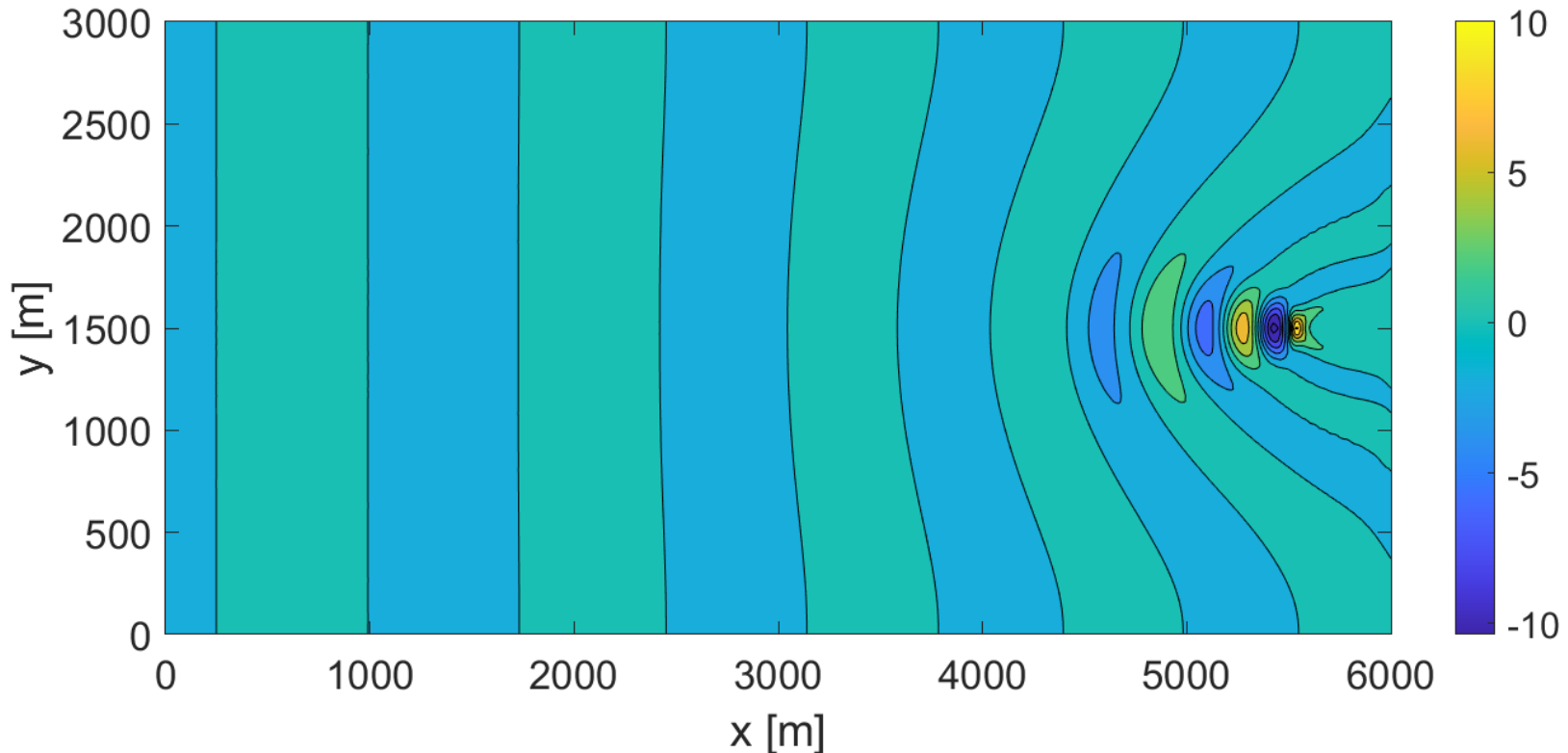
# Profondeur 2D $h_0(x,y)$ . Focalisation.



# Profondeur 2D $h_0(x,y)$ . Focalisation.



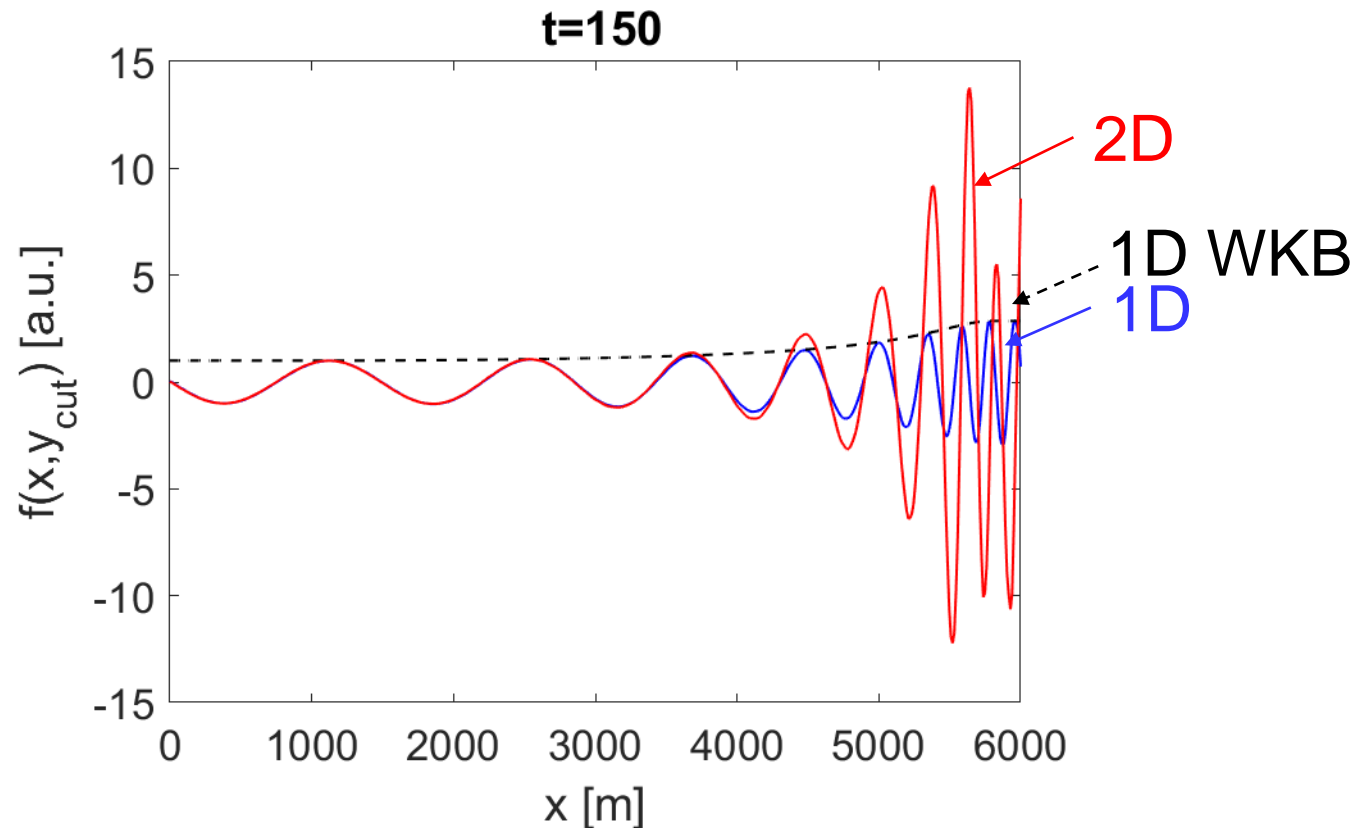
# Profondeur 2D $h_0(\mathbf{x}, y)$ . Focalisation.



Nous avons en fait une lentille gravitationnelle convergente...



# Profondeur 2D $h_0(x,y)$ . Focalisation.



...et le haut-fond ne nous protège pas, bien au contraire!

# 4.3 Mécanique Quantique - Schrödinger

## ■ 4.3 Schrödinger

□ Corpusculaire, ondulatoire, probabiliste  $|\psi(\vec{x}, t)|^2$

Particule  
libre:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}$$

$$E = \hbar \omega$$

$$\psi(\vec{x}, t) \sim \exp\{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)\}$$

$$\nabla \leftrightarrow i\vec{k}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow -i\omega$$

Particule  
dans un  
potentiel  
 $V(x)$ :

$$\vec{p} \leftrightarrow -i\hbar \nabla$$

$$E \leftrightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

$H(\psi)$

$$E = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{x})$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V \psi$$

## ■ Solution Eq. Schrödinger

$$\psi(x, t) = \underbrace{\exp\left(-\frac{i}{\hbar}tH\right)} \psi(x, 0)$$

- Propagateur (opérateur d'évolution temporelle)
- Propriété: unitarité (conservation de la probabilité)

## ■ 4.3.1 Schéma numérique semi-implicite

### □ Crank-Nicolson

- Discrétisation temporelle, pas de temps uniforme  $\Delta t$

$$\psi(x, t + \Delta t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \Delta t H\right) \psi(x, t)$$

Appliquant l'opérateur  $\exp\left(+\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} H\right)$  des 2 côtés,

Et développant au 1<sup>er</sup> ordre de exp

$$\boxed{\left(1 + \frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} H\right) \psi(x, t + \Delta t) = \left(1 - \frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} H\right) \psi(x, t)} \quad (4.90)$$

Opérateur  $A$ . Partie implicite:  
il faut inverser l'opérateur

Opérateur  $B$ . Partie explicite:  
il faut appliquer l'opérateur

- **Discrétisation spatiale, maillage uniforme  $\Delta x$**
- **Approximation par différences finies de l'opérateur différentiel spatial:**

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \Big|_j = \frac{\psi_{j-1} - 2\psi_j + \psi_{j+1}}{(\Delta x)^2} + O(\Delta x^2)$$

Ainsi, l'opérateur Hamiltonien  $H$  peut s'écrire comme une matrice  $H$ . Appliquer l'opérateur  $H$  sur  $\psi$  revient à **multiplier la matrice  $H$  par le vecteur  $\psi$**  constitué des valeurs de  $\psi$  aux points de maillage  $x_j$ .

De même, les opérateurs  $A$  et  $B$  deviennent des matrices  $A$  et  $B$ .

❑ Schéma de Crank-Nicolson, **semi-implicite**:

$$A \Psi|_{t+\Delta t} = B \Psi|_t$$

$$\begin{pmatrix} dA_0 & cA_0 & & \\ aA_0 & & & \\ & \dots & & \\ & & \dots & cA_{N-2} \\ & & & aA_{N-2} & dA_{N-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \dots \\ \dots \\ \psi_{N-1} \end{pmatrix}_{t+\Delta t} = \begin{pmatrix} dB_0 & cB_0 & & \\ aB_0 & & & \\ & \dots & & \\ & & \dots & cB_{N-2} \\ & & & aB_{N-2} & dB_{N-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \dots \\ \dots \\ \psi_{N-1} \end{pmatrix}_t \quad (4.99)$$

Implicite.  $A \Psi = \dots$ . Résolution d'un système algébrique linéaire

Explicite.  $B \Psi$ . Multiplication matrice vecteur

❑ Le schéma de Crank-Nicolson a les bonnes propriétés suivantes:

➤ Il conserve la probabilité totale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x, t)|^2 dx = 1, \forall t$$

➤ ... et l'énergie

$$E(t) \equiv \langle H \rangle(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) H(\psi(x, t)) dx = E(0), \forall t$$

... à la précision machine!

➤ **Preuve: au tableau**

- $$A \Psi|_{t+\Delta t} = B \Psi|_t$$

- $$\psi(x_L, t) = 0, \psi(x_R, t) = 0, \forall t$$

(4.99)

Le système «...» est en fait équivalent à celui résultant de la discrétisation sur le domaine  $[x_L + \Delta x, x_{R-} - \Delta x]$ , dans lequel on aurait “oublié” d’appliquer les conditions aux limites.

Autrement dit, si vous «oubliez» d'appliquer les conditions aux limites sur le système (4.99), c'est comme si vous aviez en fait résolu le problème sur le domaine  $[x_l - \Delta x, x_R + \Delta x]$  **avec** ses conditions aux limites.

## ■ Les observables de la mécanique quantique

Produit scalaire:  $(\eta, \psi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta^*(x, t) \psi(x, t) dx$

Opérateur adjoint:  $\Omega^*$ , tel que  $(\Omega \eta, \psi) = (\eta, \Omega^* \psi), \forall \eta, \forall \psi$

Opérateur hermitien:  $\Omega^* = \Omega$

Opérateur unitaire:  $\Omega^* \Omega = 1$

Observable: décrit par un opérateur hermitien (= auto-adjoint)

Par exemple:  $1, \vec{x}, \vec{p} = -i\hbar \vec{\nabla}, H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V$  sont des observables

Propriété: toutes les valeurs propres d'un opérateur hermitien sont réelles

## ■ Interprétation probabiliste, moyennes et écart-types

$$\begin{aligned}
 \langle x \rangle(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) x \psi(x, t) dx & \langle p \rangle(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \left( -i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} \right) dx \\
 \langle x^2 \rangle(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) x^2 \psi(x, t) dx & \langle p^2 \rangle(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} \right) dx \\
 (\Delta x)^2(t) &= \langle x^2 \rangle(t) - \langle x \rangle^2(t) & (\Delta p)^2(t) &= \langle p^2 \rangle(t) - \langle p \rangle^2(t)
 \end{aligned}$$

$$E(t) \equiv \langle H \rangle(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) H(\psi(x, t)) dx$$

## ■ Propriétés

$$\langle p^2 \rangle(t) = \int \psi^*(x, t) \left( -\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} \right) dx$$

Probabilité totale conservée:  $\int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, t) \psi(x, t) dx = 1, \forall t$

Valeur moyenne de l'énergie conservée:  $E(t) = E(0), \forall t$



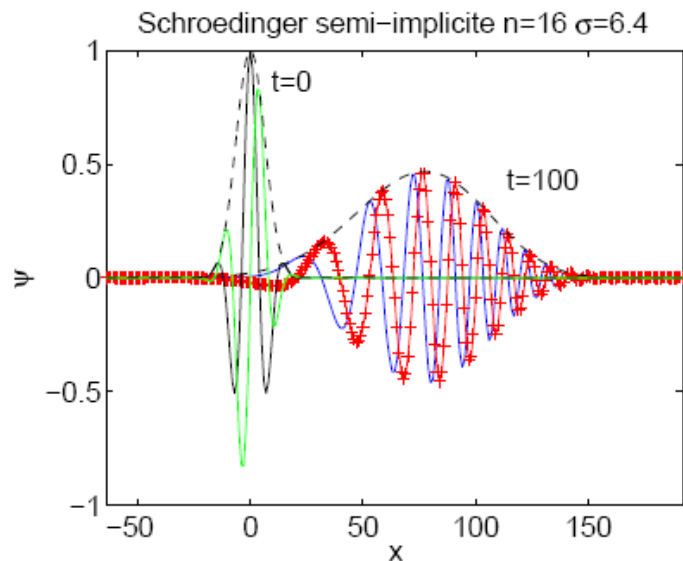
- Paquet d'onde Gaussien: on initialise l'état de la particule par une onde plane dont l'amplitude est modulée par une fonction Gaussienne

$$\psi(x, 0) = C e^{ik_0 x} e^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2}$$

- Simulons la particule libre ( $V=0$ )

# Exemples

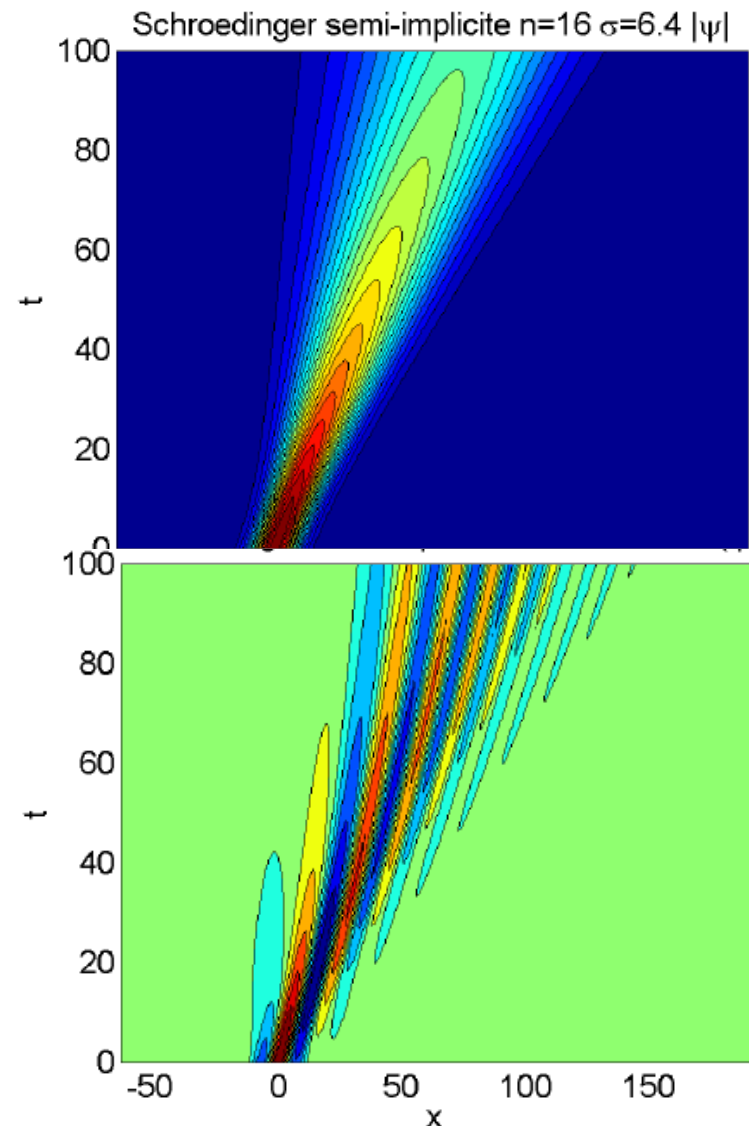
## 4.3.2 Particule libre



Etalement du paquet d'onde.

Effet de la **dispersion**, pas de diffusion!

(Etalement n'est pas  $\sim \sqrt{t}$  )



## ■ Quiz

Comment faire partir le paquet d'onde vers la gauche (onde rétrograde)?

On remarque que l'Eq. de Schrödinger est du premier ordre en dérivée temporelle ( $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ ), et non du 2<sup>e</sup> ordre comme les ondes classiques (d'Alembert), ( $\frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$ )

Il n'y a donc qu' **une** seule condition initiale à imposer :  
 $\psi(x, 0)$  connu  $\Rightarrow \psi(x, t)$  connu  $\forall t$

Dans le schéma numérique, on n'initialise **pas**  $\psi(x, -\Delta t)$

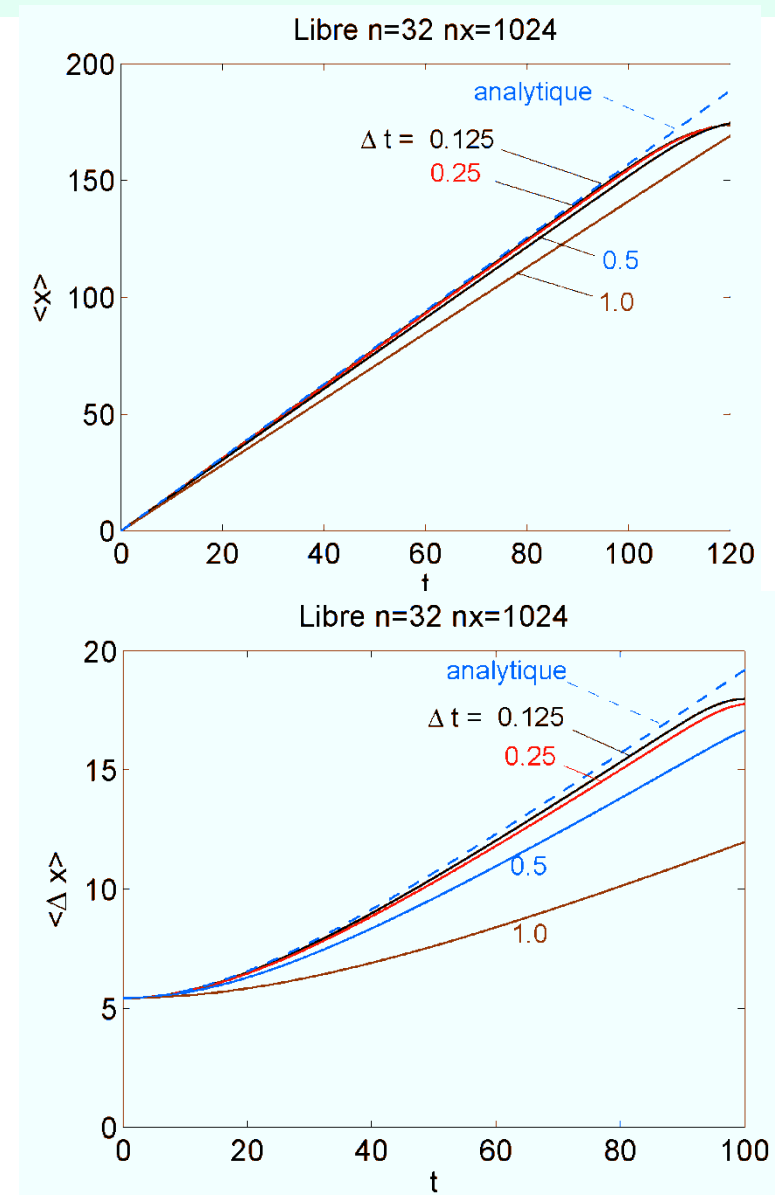
## ■ Propagation

$$\langle x \rangle(t) = \int \psi^*(x,t) x \psi(x,t) dx$$

$$\langle x \rangle(t) = \langle x \rangle(0) + \frac{\hbar k_0}{m} t$$

## ■ Etalement

$$\langle \Delta x \rangle(t) = \langle \Delta x \rangle(0) \sqrt{1 + \frac{\hbar^2 t^2}{m^2 \sigma^2}}$$



## ■ Principe d'incertitude de Heisenberg

$$(\Delta x)(\Delta p) \geq \hbar / 2$$

## ■ Peut se comprendre à l'aide de la transformée de Fourier

- Des démonstrations seront présentées au cours
- Preuve mathématique formelle:

<https://brilliant.org/wiki/heisenberg-uncertainty-principle/>



## ■ Principe d'incertitude de Heisenberg et transformées de Fourier

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\psi}(k, t) e^{ikx} dk \quad \hat{\psi}(k, t) \text{ est la T.F. en } x \text{ de } \psi(x, t)$$

N.B. : On peut ensuite faire la T.F en  $t$  de  $\hat{\psi}(k, t)$ . Cependant, dans la suite, nous omettrons la dépendance en  $t$ .

## ■ Theorem (Fourier-Heisenberg): $(\Delta x)(\Delta k) \geq 1/2$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} ik \hat{\psi} e^{ikx} dk \quad ik \hat{\psi} \text{ est la T.F. en } x \text{ de } \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

On définit l'opérateur  $k = -i \frac{\partial}{\partial x}$  et  $(\Delta k)^2(t) = \langle k^2 \rangle(t) - \langle k \rangle^2(t)$

## ■ Quantique      On a $p = \hbar k$ , donc : $(\Delta x)(\Delta p) \geq \hbar / 2$

## Conservation de la probabilité: semi-implicite

**Le schéma de Crank-Nicolson conserve la probabilité:**  $(\psi, \psi) = \text{const}$

**Preuve:**

$$\underbrace{\left(1 + \frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} H\right)}_{\text{Opérateur } A} \psi(x, t + \Delta t) = \underbrace{\left(1 - \frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} H\right)}_{\text{Opérateur } B} \psi(x, t) \quad (4.90)$$

soit  $\alpha = \frac{\Delta t}{2\hbar} H$       $H$  hermitien  $\Rightarrow \alpha$  hermitien  $\Rightarrow B = A^* \Rightarrow$

$$\boxed{\psi_{t+\Delta t} = A^{-1} A^* \psi_t} \quad \text{soit } T_{\Delta t} = A^{-1} A^* \quad \boxed{\psi_{t+\Delta t} = T_{\Delta t} \psi_t}$$

**Lemme 1:**  $\boxed{T_{-\Delta t} = T_{\Delta t}^*}$  (preuves au tableau)

**Lemme 2:**  $\boxed{T_{-\Delta t} = (T_{\Delta t})^{-1}}$  Exprime la **réversibilité** du schéma

## Conservation de la probabilité: semi-implicite et implicite

**Le schéma de Crank-Nicolson conserve la probabilité:**  $(\psi, \psi) = \text{const}$

$$\text{Lemmes 1 et 2} \Rightarrow (T_{\Delta t})^{-1} = T_{\Delta t}^* \Leftrightarrow \boxed{T_{\Delta t} T_{\Delta t}^* = 1}$$

L'opérateur d'évolution temporelle est **unitaire**

Cette propriété implique directement la conservation de la probabilité. En effet:

$$(\psi_{t+\Delta t}, \psi_{t+\Delta t}) = (T_{\Delta t} \psi_t, T_{\Delta t} \psi_t) = (\psi_t, T_{\Delta t}^* T_{\Delta t} \psi_t) = (\psi_t, \psi_t)$$

**Un schéma complètement implicite ne conserve pas la probabilité:**

$$\boxed{\psi_{t+\Delta t} = (1 + 2i\alpha)^{-1} \psi_t}$$

$$\text{Lemme 1: } \boxed{T_{-\Delta t} = T_{\Delta t}^*} \quad \text{OK!}$$

$$\text{Lemme 2: } \boxed{T_{-\Delta t} \neq (T_{\Delta t})^{-1}} \quad \text{Le schéma implicite n'est **PAS réversible!**}$$



## Schéma explicite

Un schéma complètement explicite ne conserve pas la probabilité:

$$\psi_{t+\Delta t} = (1 - 2i\alpha) \psi_t$$

Lemme 1:

$$T_{-\Delta t} = T_{\Delta t}^*$$

OK!

Lemme 2:

$$T_{-\Delta t} \neq (T_{\Delta t})^{-1}$$

Le schéma explicite n'est **PAS réversible!**

Le schéma Crank-Nicolson est **semi-implicite**, ou «**centré**» au milieu de l'intervalle temporel. Cette propriété est ici liée à la propriété de conservation. De façon générale, les schémas «centrés» sont préférables. Les différences finies gagnent en ordre de convergence.

La propriété de conservation de la probabilité s'appuie essentiellement sur la propriété que l'Hamiltonien  $H$  est hermitien. Il est donc essentiel que la discrétisation spatiale de l'Hamiltonien préserve cette propriété, i.e. **il faut que la matrice  $H$  soit hermitienne!**

## Conservation de l'énergie

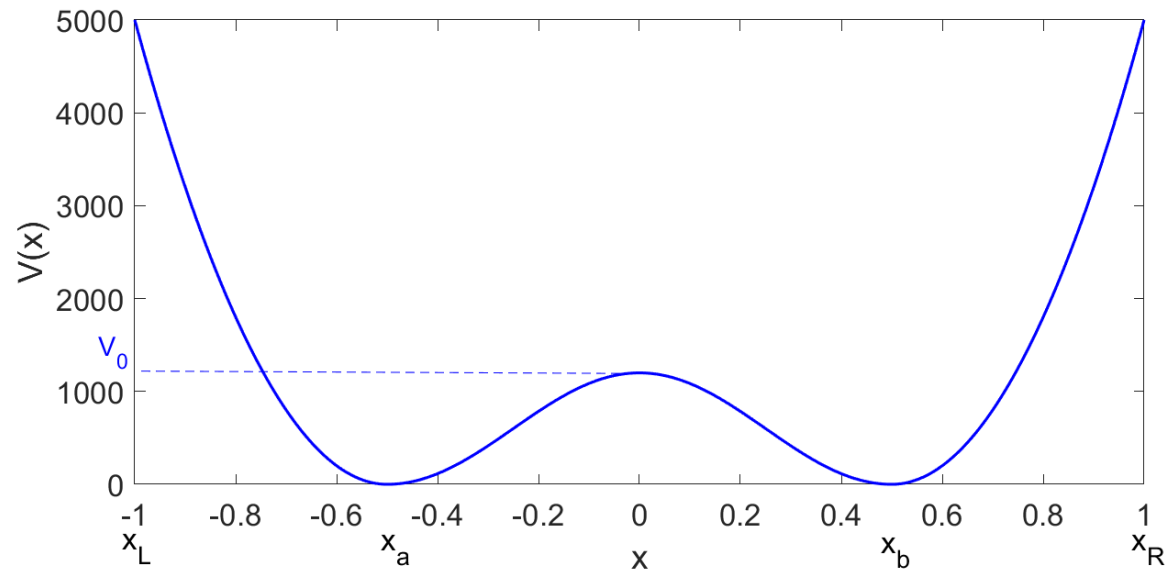
La propriété de conservation de l'énergie, en mécanique quantique, devient la conservation de l'espérance mathématique de l'hamiltonien. Elle s'appuie essentiellement sur la propriété que l'Hamiltonien  $H$  est hermitien. Il est donc essentiel que la discrétisation spatiale de l'Hamiltonien préserve cette propriété. Une fois de plus: **il faut que la matrice  $H$  soit hermitienne!**

$$\langle H \rangle(t) = \text{const}$$

Preuve:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle H \rangle(t) &= \frac{d}{dt} (\psi, H\psi) = \left( \frac{\partial \psi}{\partial t}, H\psi \right) + \left( \psi, H \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \\ &\stackrel{\text{Eq. Schrödinger:}}{=} \left( \frac{\partial \psi}{\partial t}, i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + \left( H\psi, \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \\ &= \left( \frac{\partial \psi}{\partial t}, i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + \left( i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) = 0 \end{aligned}$$

# Exercice 6



- 2 sessions: 14, 21 mai
- Délai de rendu
  - ~~mardi 27 mai~~ → mercredi 28 mai 2025
- 3e session, 28 mai : “rattrapage”

# Détection de particule

- Que se passe-t-il si le détecteur détecte une particule («tac»)?
- Que devient la fonction d'onde?
- La détection conserve-t-elle l'énergie?
- ***Cela fait-il une différence sur l'évolution ultérieure ( $t > t_{tac}$ ) de la particule si on l'a détectée en  $t = t_{tac}$ , par rapport au cas où on ne l'a pas détectée ?***
- Complément facultatif Ex.6
- Que puis-je dire si le détecteur ne détecte pas la particule?
- Est-elle à gauche ou à droite?