

# Mécanique des Fluides Compressibles

Annexe: Ondes de choc droites dans un fluide quelconque

**Dr. Flavio NOCA**

Semestre printemps 2024-2025

- Conservation de la **masse**

$$[\rho w_n] = 0$$

- Conservation de la **quantité de mouvement**

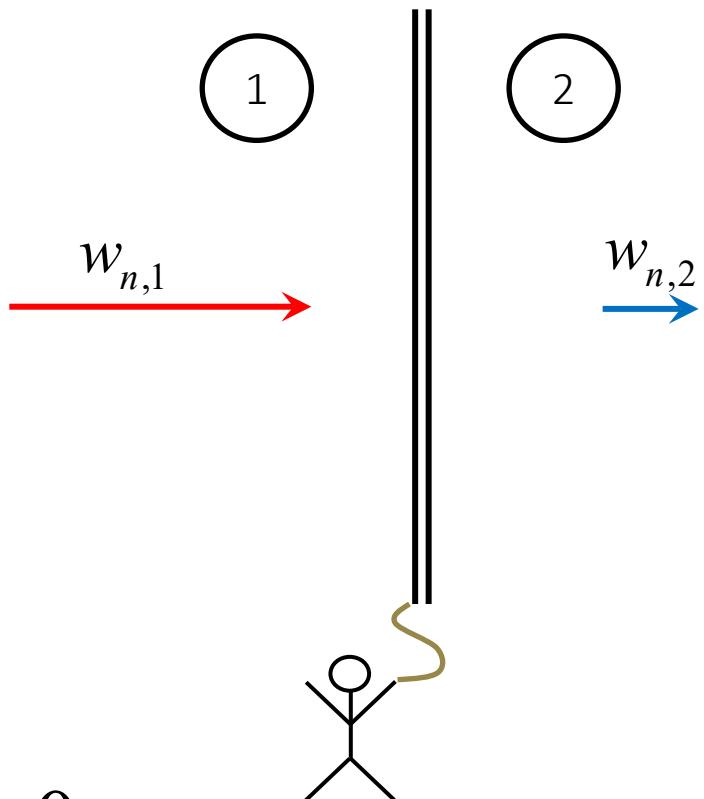
$$[\rho w_n^2 + p] = 0$$

- Conservation de l'**énergie**

$$\left[ h + \frac{w_n^2}{2} \right] = 0$$

- **2ème principe** de Thermodynamique

$$[s] > 0$$



## Conservation de l'énergie

$$h_1 + \frac{w_{n,1}^2}{2} = h_2 + \frac{w_{n,2}^2}{2} \quad \longrightarrow \quad h_2 - h_1 = \frac{1}{2}(w_{n,1} - w_{n,2})(w_{n,2} + w_{n,1})$$

## Conservation de la quantité de mouvement

$$p_1 + \rho_1 w_{n,1}^2 = p_2 + \rho_2 w_{n,2}^2 \quad \longrightarrow \quad w_{n,1} - w_{n,2} = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 w_{n,1}}$$

## Conservation de la masse

$$\rho_1 w_{n,1} = \rho_2 w_{n,2} \quad \longrightarrow \quad w_{n,2} + w_{n,1} = \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \rho_1 w_{n,1}$$

- On remplace dans l'équation d'énergie

$$h_2 - h_1 = \frac{p_2 - p_1}{2} \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) = \frac{v_1 + v_2}{2} (p_2 - p_1)$$

$$h_2 - h_1 = \frac{v_1 + v_2}{2} (p_2 - p_1)$$

- Si l'on a la relation **constitutive** pour le **fluide**

$$h = h(p, v)$$

- Alors on aura une relation

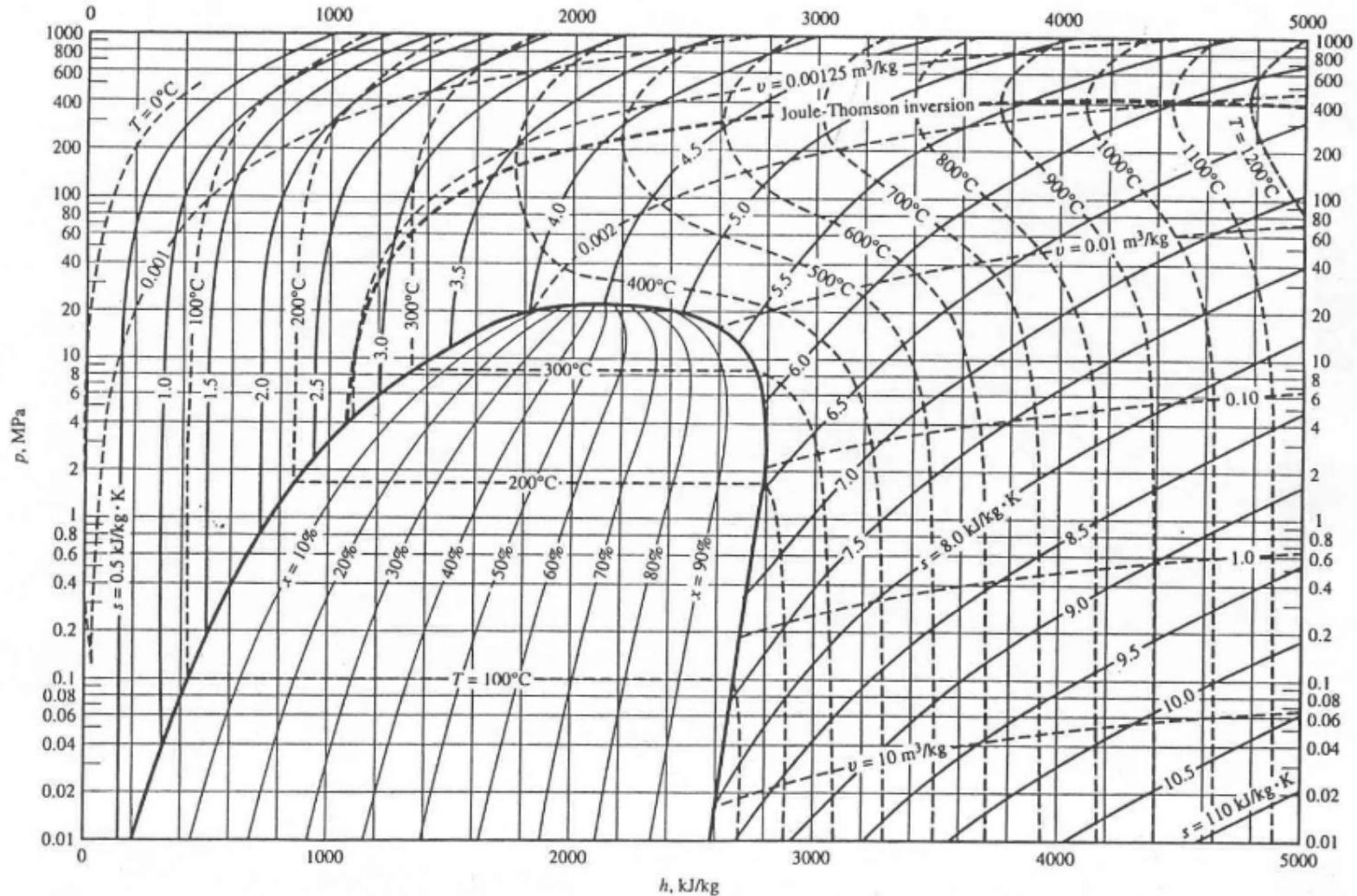
$$\frac{p_2}{p_1} = f^n \left( \frac{v_2}{v_1} \right)$$

Pour un gaz parfait

$$h = c_p T + \text{const.} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p v + \text{const.}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \frac{v_2}{v_1}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{v_2}{v_1} - 1}$$

# Relation de Rankine-Hugoniot



# Relations pour ondes de choc

- Conservation de la **masse**

$$[\rho w_n] = 0$$

- Conservation de la **quantité de mouvement**

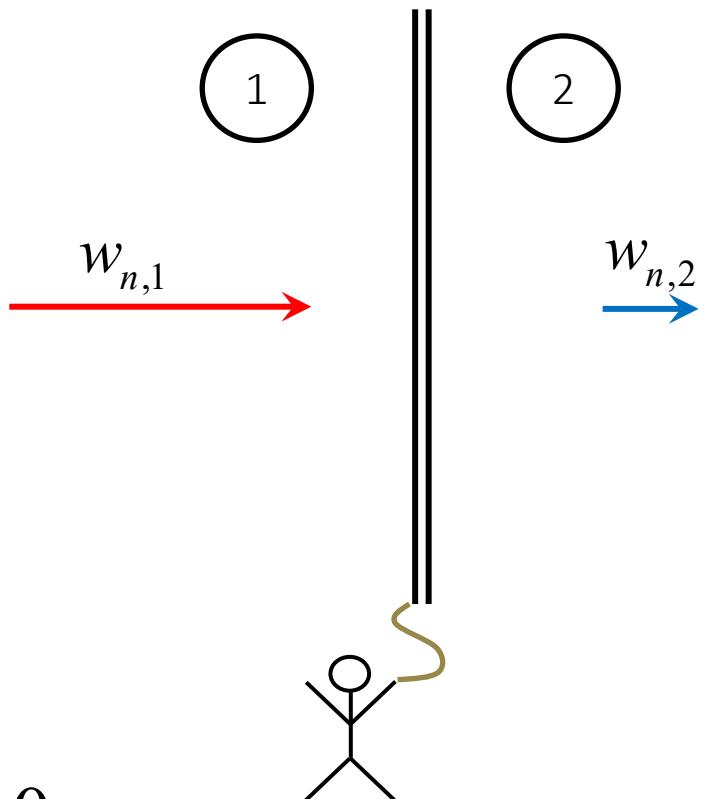
$$[\rho w_n^2 + p] = 0$$

- Conservation de l'**énergie**

$$\left[ h + \frac{w_n^2}{2} \right] = 0$$

- **2ème principe** de Thermodynamique

$$[s] > 0$$



- $w_{n,1} \cdot w_{n,2} = \frac{[p]}{[\rho]}$ 
  - Débit massique surfacique
  
- $j^2 = -\frac{[p]}{[v]}$ 

$$j \equiv \rho_1 w_{n,1} = \rho_2 w_{n,2}$$
  
- $\Pi = -M_{n,1} \frac{[w_n]}{a_1} = -M_{n,1}^2 \frac{[v]}{v_1}$ 

$$\Pi \equiv \frac{[p]}{\rho_1 a_1^2}$$
  
- $[w_n]^2 = -[p][v]$

➤  $\Pi = \frac{[p]}{\rho_1 a_1^2}$       (parfois     $\Pi = \frac{[p]}{p_1}$  )

➤ Choc faible       $\Pi \ll 1$

➤ Choc fort       $\Pi \gg 1$

- La relation de Rankine-Hugoniot peut s'écrire

$$[h] = v_1 [p] + \frac{1}{2} [v][p]$$

$$h_2 - h_1 = \frac{v_1 + v_2}{2} (p_2 - p_1)$$

- On effectue un développement de Taylor de  $h(s, p)$  et  $v(s, p)$
- On utilise des relations de Maxwell

$$T = \left( \frac{\partial h}{\partial s} \right)_p, \quad v = \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_s$$

- On trouve

$$\frac{[s]}{a_1^2/T_1} = \frac{1}{6} \cdot \Gamma_1 \cdot \Pi^3 + O(\Pi^4)$$

$$\Gamma \equiv \frac{a^4}{2v^3} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \right)_s$$

$$\frac{[s]}{a_1^2/T_1} = \frac{1}{6} \cdot \Gamma_1 \cdot \Pi^3 + O(\Pi^4)$$

$$\Gamma \equiv \frac{a^4}{2v^3} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \right)_s$$

- Comme le 2<sup>ème</sup> principe de thermodynamique impose  $[s] > 0$   
alors le signe de  $\Gamma$  dicte le signe de  $[p]$

$\Gamma > 0 \rightarrow p_2 - p_1 > 0 \rightarrow$  onde de choc de compression

$\Gamma < 0 \rightarrow p_2 - p_1 < 0 \rightarrow$  onde de choc de détente

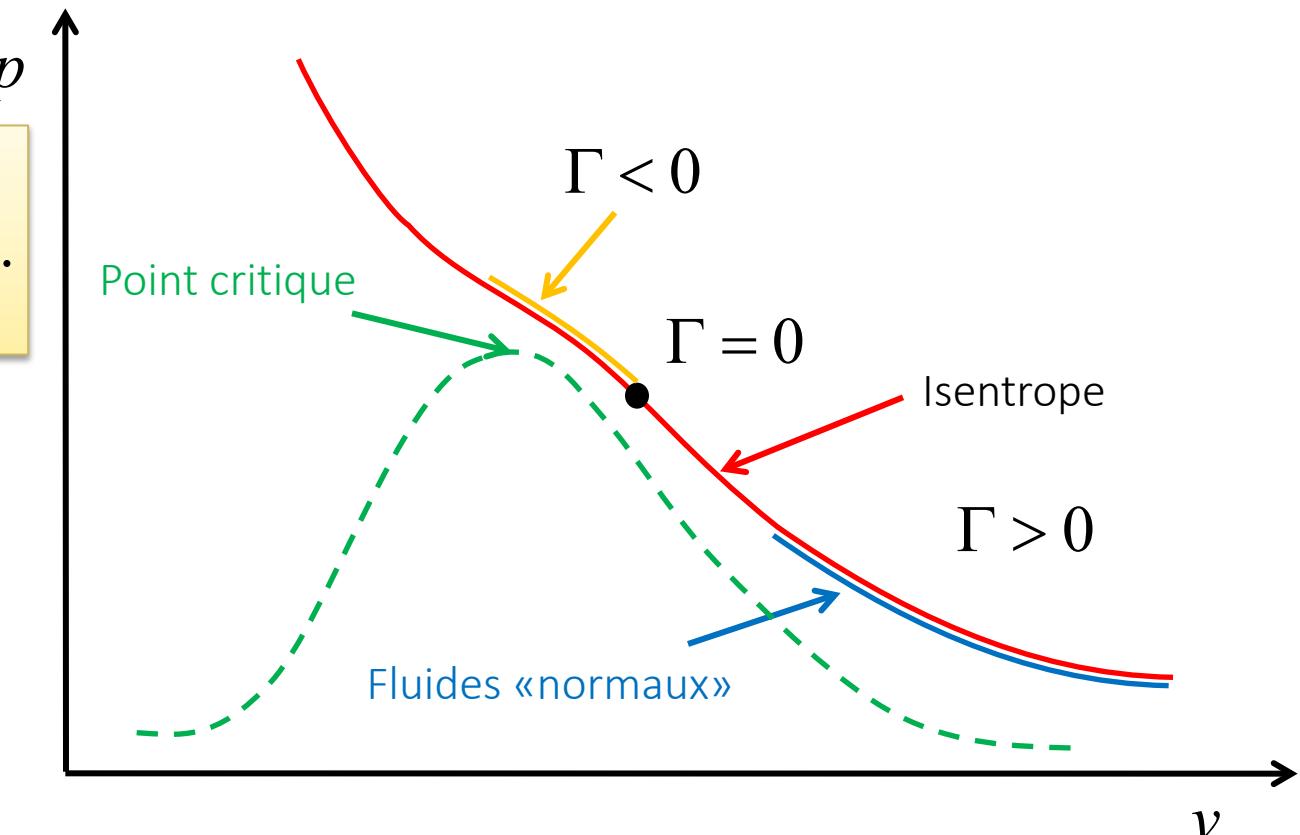
- Les variations d'entropie pour des chocs faibles varient comme  $\Pi^3$

➤ Cas ésotérique

$$\frac{[s]}{a_1^2/T_1} = \frac{1}{6} \cdot \Gamma_1 \cdot \Pi^3 + \dots$$

$$\Gamma = \frac{a^4}{2v^3} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \right)_s$$

Prop à la courbure de l'isentrope sur diagramme p-v



➤ Pour des fluides proches du point critique, on peut avoir des **chocs de détente (ou raréfaction)**.