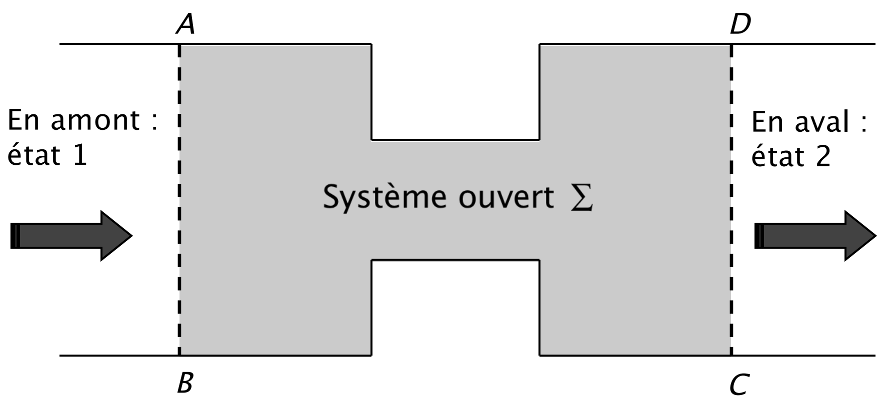
LA DETENTE DE JOULE KELVIN

"There is at present in the material world a universal tendency to the dissipation of mechanical energy."
Lord Kelvin (William Thomson) (1824-1907)

C'est le seul cas dans le cours de thermodynamique de PTSI où nous allons rencontrer un système ouvert (qui peut, en plus de l'énergie, échanger de la matière avec l'extérieur) et c'est aussi la seule fois où le fluide aura un mouvement d'ensemble macroscopique. Cette partie sera utile principalement pour le cours de thermodynamique industrielle de PT.
La détente de Joule-Kelvin est aussi connue sous le nom de Joule-Thomson. En effet Thomson est devenu Lord Kelvin après avoir été anobli par la reine (ou roi) d'Angleterre de l'époque.

1 Position du problème

Nous allons étudier l'écoulement d'un **fluide réel** dans une canalisation **calorifugée** avec un étranglement. On travaille de plus en **régime stationnaire**.



La portion de la canalisation ABCD constitue un **système ouvert** Σ puisque de la matière y rentre et en sort en permanence. On parle aussi de **volume de contrôle** pour désigner les systèmes ouverts.

Le régime étant stationnaire, le système Σ contient une masse M, une énergie interne U et une énergie mécanique E_m qui sont constantes (indépendantes du temps).

En amont de Σ, le fluide est dans l'état 1 caractérisé par :

P_1, T_1, v_1 (volume massique), c_1 (vitesse d'écoulement) et u_1 (energie interne massique).

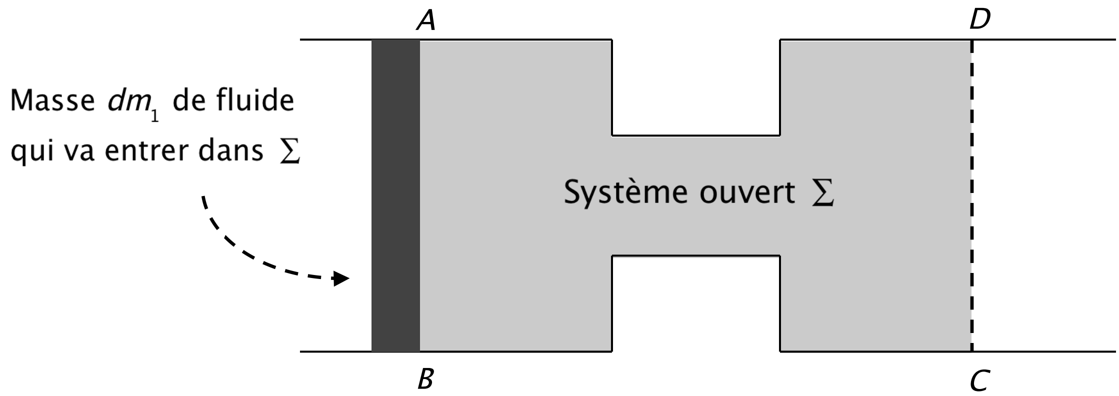
En aval de Σ, le fluide est dans l'état 2 caractérisé par :

P_2, T_2, v_2, c_2 et u_2.

On souhaite utiliser le premier principe de la thermodynamique. Nous savons utiliser ce dernier uniquement pour les systèmes fermés. Nous allons donc définir le **système fermé** Σ^* de la façon suivante :

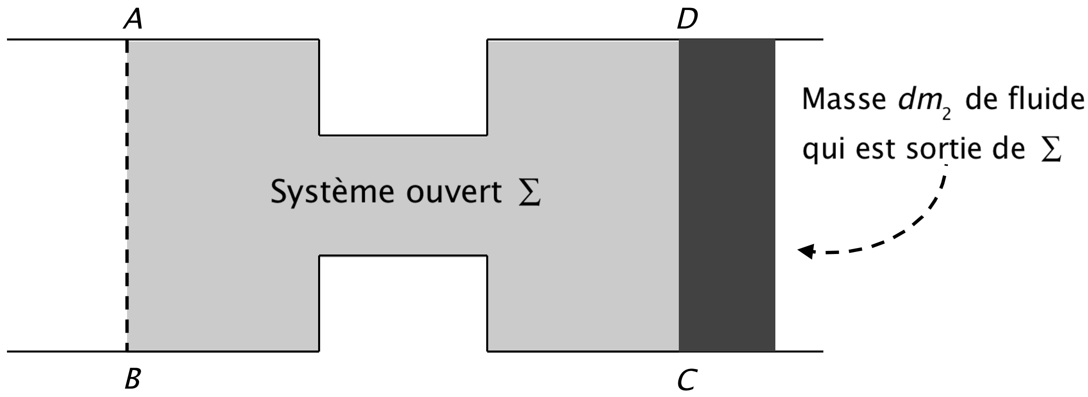
A l'instant t :

$\Sigma^* = \Sigma + dm_1$



A l'instant $t+dt$:

$\Sigma^* = \Sigma + dm_2$



Le système Σ^* contient une masse $M^*(t)$, une énergie interne $U^*(t)$ et une énergie mécanique $E_m{}^*(t)$.

2 Mise en équation de la détente de Joule-Kelvin

a) Utilisation de la conservation de la masse

Pour Σ : $M(t+dt) = M(t)$ car nous sommes en régime stationnaire.

Pour Σ^* : $M^*(t+dt) = M^*(t)$ car Σ^* est un système fermé.

$$\left.\begin{array}{l} M^*(t) = M(t) + dm_1 \\ M^*(t+dt) = M(t+dt) + dm_2 \end{array}\right\} \Rightarrow \boxed{dm_1 = dm_2 = dm}$$

b) Utilisation du 1er principe de la thermodynamique pour le système fermé

On applique le 1er principe au système fermé Σ^* entre t et $t+dt$:

$$dU^* + dE_m{}^* = U^*(t+dt) + E_m{}^*(t+dt) - U^*(t) + E_m{}^*(t) = \delta W + \delta Q$$

Les parois étant calorifugées $\delta Q = 0$.

De plus $E_m{}^*(t+dt) - E_m{}^*(t) = E_c{}^*(t+dt) - E_c{}^*(t)$ car $\Delta E_p{}^* = 0$, la conduite étant horizontale.

$$E_c^*(t) = \frac{1}{2} dm\, c_1^2 + E_c(t)$$

$$E_c^*(t+dt) = \frac{1}{2} dm\, c_2^2 + E_c(t+dt)$$

Or $E_c(t) = E_c(t+dt)$ car le régime est stationnaire, on a finalement :

$$\boxed{E_m^*(t+dt) - E_m^*(t) = \frac{1}{2} dm\, c_2^2 - \frac{1}{2} dm\, c_1^2}$$

c) Utilisation de l'énergie interne

L'énergie interne étant une grandeur additive, on peut écrire:

$$U^*(t) = U(t) + dm\, u_1$$

$$U^*(t+dt) = U(t+dt) + dm\, u_2$$

$U(t) = U(t+dt)$ car le régime est stationnaire, on a finalement :

$$\boxed{U^*(t+dt) - U^*(t) = dm(u_2 - u_1)}$$

d) Travail des forces de pression

En amont: $dV_1 = -v_1\, dm < 0$

Tout se passe comme si un piston appliquant sur le fluide une pression P_1 pour faire varier le volume du fluide de dV_1, il existe donc un travail $\delta W_1 = -P_1\, dV_1 = P_1\, v_1\, dm$.

En aval: $dV_2 = v_2\, dm > 0$ ce qui donne $\delta W_2 = -P_2\, dV_2 = -P_2\, v_2\, dm$.

On obtient alors le travail total des forces de pression :

$$\boxed{\delta W = \delta W_1 + \delta W_2 = -(P_2\, v_2 - P_1\, v_1)\, dm}$$

e) On rassemble les résultats, conclusion

Le premier principe s'écrit, en rassemblant les morçeaux :

$$dm(u_2 - u_1) + \left(\frac{1}{2} dm\, c_2^2 - \frac{1}{2} dm\, c_1^2\right) = -(P_2 v_2 - P_1 v_1)\, dm + 0 \quad \Leftrightarrow \quad u_2 + P_2 v_2 + \frac{1}{2} c_2^2 = u_1 + P_1 v_1 + \frac{1}{2} c_1^2$$

On obtient au final :

$$\boxed{h_1 + e_{c1} = h_2 + e_{c2}}$$

Dans la détente de Joule-Kelvin, l'écoulement est lent, la variation $e_{c2} - e_{c1}$ d'énergie cinétique massique est négligeable devant la variation $h_2 - h_1$.

On retiendra alors :

La détente de Joule-Kelvin est isenthalpique pour l'unité de masse de fluide transvasé, $h_1 = h_2$ soit $\Delta h = 0$.

Les détentes de Joule-Gay Lussac et de Joule-Kelvin sont d'une grande utilité pour l'étude des propriétés énergétiques des gaz réels : Elles permettent de connaître la dépendance de l'énergie interne ou de l'enthalpie d'un gaz avec le volume ou la pression. La détente de Joule-Kelvin est d'ailleurs nettement plus utilisée car plus facile à mettre en œuvre.

- L'énergie interne $U(T,V)$ d'un gaz vérifiant la première loi de Joule ne dépend pas de son volume V et ne dépend que de sa température T.
- L'enthalpie $H(T,P)$ d'un gaz vérifiant la deuxième loi de Joule ne dépend pas de sa pression P et ne dépend que de sa température T.
- Le gaz parfait est le seul fluide qui suive les deux lois de Joule.

Pour un gaz parfait, la détente est **monotherme** $T_f = T_i$ car H ne dépend que de T. On ne peut pas dire que la détente est isotherme car elle n'est pas quasi-statique, la température du système n'est pas définie au cours de la détente.