

Echangeurs de chaleurs et récupération de la chaleur fatale

Nicolas Rimbert

Professeur, ENSEM Ecole de l'énergie, Université de Lorraine

Bureau 016 Rouge

LEMTA Laboratoire des Energies et de la Mécanique Théorique
et Appliquée

Cours n° 5

Mécanique des fluides multiphasiques

Ebullition

Condensation

Bouilleur/évaporateur et condenseur

Changement de phase

- Thermodynamique des changements d'état
 - Thermo-statique
- Cinétique de nucléation
 - Début du changement d'état
 - Approche microscopique
 - Physique statistique
 - Fluctuation et création d'interface
 - CNT
- Approche macroscopique
 - Interface déjà établie
 - Transport de l'interface
 - Diffusion à travers et autour de l'interface
 - Laminaire
 - Turbulent
 - Corrélation sur la vitesse de transfert (masse et chaleur)
 - Dimensionnement des échangeurs

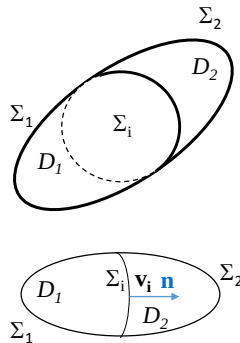
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

3

Conditions de saut aux interfaces

- Discontinuités



- Loi de conservation

$$\dot{m}_k = \rho_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_i) \cdot \mathbf{n}_k$$

- Application

- Masse

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = 0$$

- QDM

$$\dot{m}_1 \mathbf{v}_1 + \dot{m}_2 \mathbf{v}_2 - \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{n}_1 - \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{n}_2 = \gamma \text{div}(\mathbf{n}_1)$$

- Energie

$$\dot{m}_1 \left(u_1 + \frac{1}{2} v_1^2 \right) + \dot{m}_2 \left(u_2 + \frac{1}{2} v_2^2 \right) + \mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{n}_2 + (\mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{n}_1) \cdot \mathbf{v}_1 + (\mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{n}_2) \cdot \mathbf{v}_2 = 0$$

$$\dot{m}_i L + \mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{n}_2 = 0$$

N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

4

Écriture généralisée (si $\gamma = \text{cste}$)

- Equation locale $\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \psi_k) + \nabla \cdot (\rho_k \psi_k \mathbf{v}_k) + \nabla \cdot \mathbf{J}_k - \rho_k \phi_k = 0$
- Condition à l'interface $\sum_{k=1,2} (\dot{m}_k \psi_k + n_k J_k) = \phi_i$
- Débit massique à travers l'interface $\dot{m}_k = \rho_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_i) \cdot \mathbf{n}_k$

Bilan	ψ_k	$\mathbf{J}_k$	ϕ_k	ϕ_i
Masse	1	0	0	0
QDM	$\mathbf{v}_k$	$-\mathbf{T}_k$	F	$\gamma \text{div}(\mathbf{n})$
Energie	$u_k + \frac{1}{2} v_k^2$	$\mathbf{q}_k - \mathbf{T}_k \cdot \mathbf{v}_k$	$F v_k$	$\gamma \text{div}(\mathbf{n}) \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}$
Entropie	s_k	$\mathbf{q}_k / T_k$	Δ_k / ρ_k	Δ_i

$$\Delta_i = -\dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 - \frac{\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{n}_1}{T_1} - \frac{\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{n}_2}{T_2} \geq 0$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

5

Evaporation/Ebullition

Ebullition statique ou « pool boiling »

Ebullition convective

N. Rimbart

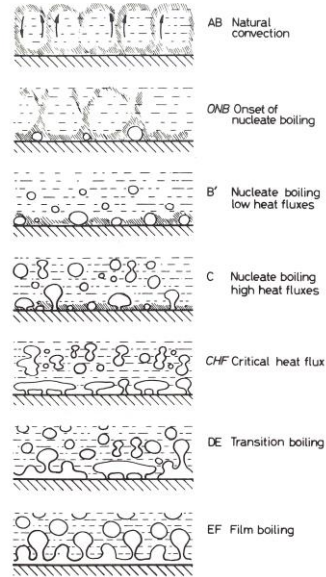
Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

6

Ebullition statique

« a.k.a. Pool Boiling »

- Régimes d'ébullition
 - Ébullition stagnante
 - Ébullition nucléée
 - Bulles séparées
 - Colonnes continues
 - Régime de transition
 - Ébullition en film pelliculaire stable
- Deux cas
 - $T_L = T_{sat}$
 - Ébullition saturée
 - $T_L < T_{sat}$
 - Ébullition sous-refroidie



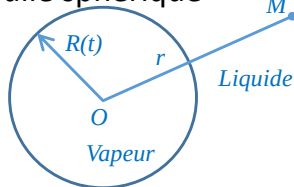
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

7

Bulle: équation de Rayleigh

- Bulle sphérique



- Symétrie sphérique
- Vitesse de l'interface $V_i = \dot{R}$
- T constante
- Croissance contrôlée initialement
 - Inertie
 - Tension superficielle

- Conservation de la masse

- Liquide

$$\frac{\partial \rho_L}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_L r^2 V_L) = 0$$

- Vapeur

$$\frac{\partial \rho_G}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_G r^2 V_G) = 0$$

- Interface

$$\rho_G (V_G^i - V_i) = \rho_L (V_L^i - V_i)$$

$$V_L^i = \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L}\right) V_i \approx \dot{R}$$

$$V_L = \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L}\right) \dot{R} \left(\frac{R}{r}\right)^2$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

8

Equation de Rayleigh (2)

- Conservation de la quantité de mouvement

$$\rho_L \left(\frac{\partial V_L}{\partial t} + V_L \frac{\partial V_L}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p_L}{\partial r}$$

- Ce qui donne

$$\frac{R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2}{r^2} - \frac{2R^4 \dot{R}^2}{r^5} = - \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial p_L}{\partial r}$$

- En intégrant de R à ∞

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{p_{Li} - p_{L\infty}}{\rho_L}$$

- Or $p_{Li} - p_{L\infty} = \underbrace{(p_{Li} - p_G)}_{\text{interface}} + \underbrace{p_G - p_{L\infty}}_{\text{Clausius-Clapeyron}} = \frac{-2\sigma}{R} + \frac{\rho_G L_v \Delta T}{T_s}$

- Ce qui donne $R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{-2\sigma}{R} + \frac{\rho_G L_v \Delta T}{T_s} \right)$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

9

Au temps court

- Le rayon est proche du rayon critique

- Défini par la nullité du second membre

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \approx 0$$

- Une solution est: $R = R_c \left(1 + \frac{5}{2} \frac{\dot{R}_0}{R_c} t \right)^{2/5} \approx R_c + \dot{R}_0 t$

- Ensuite

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \approx \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{\rho_G L_v \Delta T}{T_s} \right)$$

- Ce qui donne $\dot{R} = \left(\frac{2}{3} \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{L_v \Delta T}{T_{sat}} \right)^{1/2}$

$$R - R_c = \left(\frac{2}{3} \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{L_v \Delta T}{T_{sat}} \right)^{1/2} t$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

10

Ordre de grandeur

- $P = 1 \text{ bar}$, $T_{\text{sat}} = 100^\circ\text{C}$, $\Delta T = 10\text{K}$

$$\rho_G = 0,6 \text{ kg.m}^{-3}; L_v = 2260.10^3 \text{ J.kg}^{-1}; \sigma = 59.10^{-3} \text{ Nm}^{-1}$$

$$R_c = 3,5 \mu\text{m} \quad \rho_G \frac{L_v \Delta T}{T_{\text{sat}}} \approx 3,64.10^4 \sim \frac{2\sigma}{R_c}$$

$$\dot{R} = \left(\frac{2}{3} \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{L_v \Delta T}{T_{\text{sat}}} \right)^{1/2} \approx 4,92 \text{ m/s}$$

- En $70 \mu\text{s}$, le rayon atteint $350 \mu\text{m}$
- Les bulles qui se détachent font env. 2 mm
 - Le temps de croissance est de 10 ms vs. $0,2 \text{ ms}$ attendu
 - La vitesse n'est pas constante

N. Rimbart

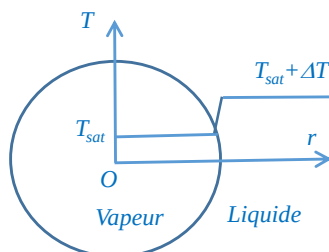
Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

11

Bulle: croissance limitée par le transfert de chaleur (Plesset-Zwick, 1952, 1954)

- Ebullition

- Faible flux, P_{atm}
- Néglige
 - Forces d'inertie
 - Tension superficielle



- Equation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_L \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

$$D_L = \frac{\lambda_L}{\rho_L C_{pL}}$$

$$T(r > R, 0) = T_{\text{sat}} + \Delta T$$

$$T(R, t) = T_{\text{sat}}$$

$$T(\infty, t) = T_{\text{sat}} + \Delta T$$

- En introduisant

$$\theta = (T - T_{\text{sat}}) / \Delta T \quad \theta(r, 0) = 1$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = D_L \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \quad \theta(R, t) = 0$$

$$\theta(\infty, t) = 1$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

Nombre de Jakob

- Transformée de Laplace
- Condition à l'interface

$$\frac{d^2 \tilde{\theta}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\tilde{\theta}}{dr} - \frac{s}{D_L} \tilde{\theta} = -\frac{1}{D_L}$$

$$\tilde{\theta} = \frac{C}{r} e^{-r\sqrt{s/D_L}} + \frac{D}{r} e^{r\sqrt{s/D_L}} + \frac{1}{s}$$

$$\tilde{\theta}(R) = 0$$

$$\tilde{\theta}(\infty) = 1/s$$

$$\tilde{\theta} = \frac{1}{s} \left(1 - \frac{R}{r} \exp\left(- (r-R)\sqrt{s/D_L}\right) \right)$$

- Transformée inverse

$$\theta(r,t) = 1 - \frac{R}{r} \operatorname{erfc}\left(-\frac{(r-R)}{2\sqrt{D_L t}} \right)$$

$$\lambda_L \frac{\partial T}{\partial r}(R,t) = \rho_G L_v \dot{R}$$

- Donne

$$\frac{Ja\sqrt{D_L}}{\sqrt{\pi}} \frac{dt}{\sqrt{t}} = \frac{dR}{R}$$

$$Ja = \frac{\rho_L C_{pL} \Delta T}{\rho_G L_v}$$

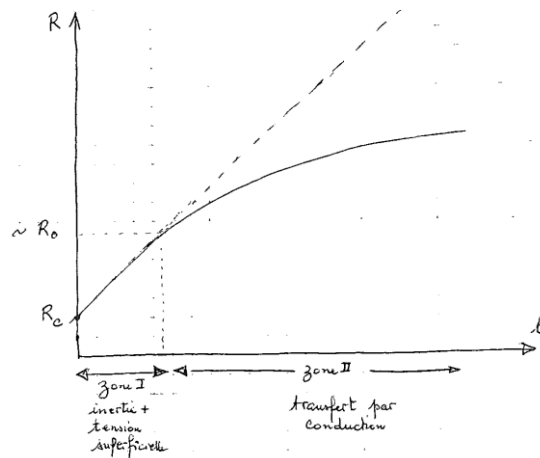
- Pour t petit (mais pas trop)

$$R - R_0 = 2Ja \left(\frac{D_L t}{\pi} \right)^{1/2}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

Au final



N. Rimbart

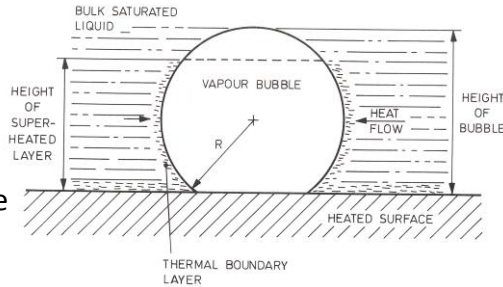
Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

14

Croissance d'une bulle sur une paroi (Van Stralen, 1970)

• Modification

- Répartition exponentielle de la température dans le liquide
- b : rapport entre la taille de la bulle et la zone surchauffée
- t_c : temps de contact ou d'attente
 - Avant que la bulle ne commence à croître



$$R = \sqrt{\frac{12D_L}{\pi}} b \left(\frac{\rho_L C_{p,L}}{\rho_G C_{p,G}} \right) \left(\Delta T_{sat} \exp(-t/t_c) \right)^{1/2} t^{1/2}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

15

Paroi: diamètre de bulle au détachement

- Hyp: la bulle se décroche lorsque

$$F_{Archimède} \geq F_{z,surface}$$

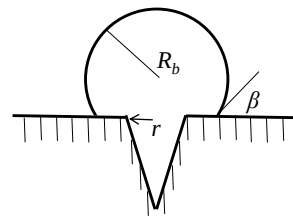
$$(\rho_L - \rho_G) g \left(\frac{4\pi}{3} - \frac{1}{2}\beta + \frac{1}{4}\sin 2\beta \right) R_b^3 \geq \sigma 2\pi R_b \sin^2 \beta$$

- Si l'angle est petit (Fritz, 1935)

$$R_b \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \beta \sqrt{\frac{2\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g}} \approx 0,0151\beta(^{\circ}) \sqrt{\frac{2\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g}}$$

- Cependant, expérimentalement

$$D_b \approx 0,0148\beta(^{\circ}) \sqrt{\frac{2\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g}}$$



- Valable si $p/p_c < 0,2$

- Sinon (Cole et Rohsenow)

$$Eö = \frac{(\rho_L - \rho_G) g D_b^2}{\sigma} \text{ (Eötvös)}$$

$$Ja = \frac{\rho_L C_{p,L} \Delta T_{sat}}{\rho_G L_v} \text{ (Jakob)}$$

$$Eö^{1/2} = 1,5 \cdot 10^{-4} (Ja)^{5/4} \text{ (Eau)}$$

$$Eö^{1/2} = 4,65 \cdot 10^{-4} (Ja)^{5/4} \text{ (autres)}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

16

Fréquence de décrochage des bulles

- On a $f_b \approx \frac{1}{t_p + t_c}$
 - Vitesse des bulles
- Si $t_c \ll t_p$
- Expérimentalement

$$D_b \approx V_b t_p$$

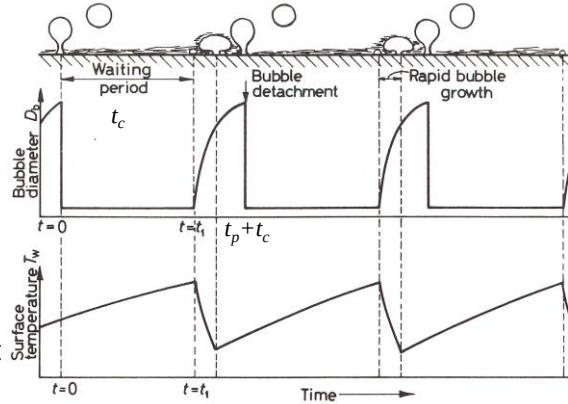
$$D_b f_b \approx \frac{t_p}{t_p + t_c} V_b \approx V_b$$

- Jakob (1958)

$$V_b \approx 1,2 \left(\frac{\sigma(\rho_L - \rho_G)g}{\rho_L^2} \right)^{1/4}$$

$$D_b f_b \approx 1,2 \left(\frac{\sigma g}{\rho_L} \right)^{1/4}$$

N. Rimbart



$$D_b = 2\text{mm} \Rightarrow f \approx 90\text{Hz vs. } 20 \text{ à } 40\text{Hz (exp.)}$$

$$D_b f^{1/2} \approx \frac{3}{4} (\pi D_L)^{1/2} Ja(\text{Rohsenow})$$

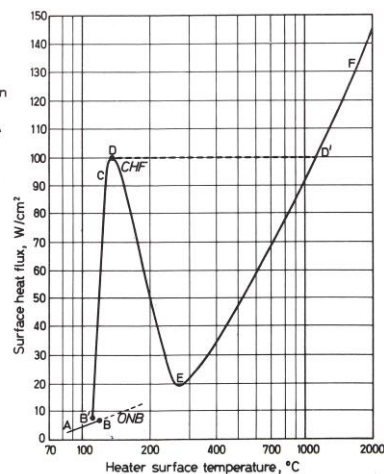
Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

17

Courbe d'ébullition

- Courbe de Nukiyama
- Flux extrait
 - Augmente la Température de surface
- Différents régimes
 - Convection naturelle
 - Ebullition nucléée
 - Ebullition de transition
 - Ebullition en film

AB natural convection
B'C nucleate boiling
ONB onset of nucleate boiling
CHF critical heat flux
DE transition boiling
EF film boiling



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

18

Quelques Corrélations

- En convection naturelle
 - Fischenden & Saunders, 1950

$$\frac{hD}{\lambda_L} = 0.14 \left(\left(\frac{\beta g \Delta T D^3 \rho_L^2}{\mu_L^2} \right) \left(\frac{C_{p,L} \mu_L}{\lambda_L} \right) \right)^{1/3}$$

- En ébullition nucléée
 - On approche la courbe d'ébullition par une loi de puissance

$$T_p - T_{sat} = A \phi^n, A, n \in [1/4, 1/2] \text{ constante}$$

- On cherche une corrélation de la forme

$$Nu = C_1 Re^x Pr^y$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

19

Corrélation en ébullition nucléée

$$n=1/3, m=0.7$$

- Zuber et Fried (1962)
 - Construisent Nu sur D_b

$$Nu = \frac{h}{\lambda_L} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2}$$

- Rohsenow (1952)

$$Re = \frac{\phi}{L_v \rho_L} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2} \frac{\rho_L}{\mu_L}$$

$$Nu = \frac{1}{C_{sf}} Re^{1-n} Pr^{-m}$$

$$C_{p,L} \frac{T_p - T_{sat}}{L_v} = C_{sf} \left(\frac{\phi}{\mu_L L_v} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2} \right)^n Pr_L^{m+1}$$

Fluide-surface de chauffe	C_{sf}
Eau – Cuivre	0,013
CCl ₄ – Cuivre	0,013
K ₂ CO ₃ (solut. à 35%) – Cuivre	0,0054
Alcool de butyle-n – Cuivre	0,00305
K ₂ CO ₃ (solut. à 50%) – Cuivre	0,00275
Alcool isopropylique – cuivre	0,00225
n-pentane - Chrome	0,015
Eau – Platine	0,013
Benzène – Chrome	0,010
Eau – Laiton	0,0060
Alcool Ethylique - Chrome	0,0027

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

20

Flux critique (1)

- Liquide à saturation

- Zuber (1958) densité de débit volumique

- Jet Array
 - Instabilité de Taylor et de Helmholtz

$$J_{L,\max} = \frac{\pi}{24} \left(\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_G^2} \right)^{1/4}$$

- Corrélation de Kutateladze (1951)

$$\phi_{\max} = K L_v \sqrt{\rho_G} \left(\sigma g (\rho_L - \rho_G) \right)^{1/4}$$

$$K = \pi / 24 \approx 0.13 - 0.149$$

- Corrélation de Zuber, Tribus et Moisis

$$\phi_{\max} = 0.13 \rho_G L_v \left(\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_G^2} \right)^{1/4} \left(\frac{\rho_L}{\rho_L + \rho_G} \right)^{1/2}$$

Flux critique (2)

- Liquide sous-refroidi

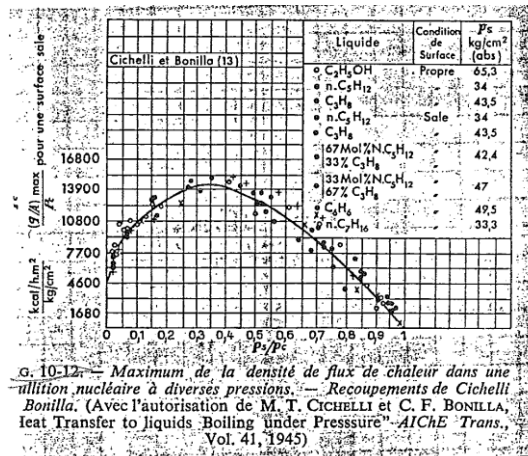
- Augmentation du flux-critique

$$\phi'_{\max} = \phi_{\max} \left(1 + \frac{24}{\pi h_{fg} \rho_G} \left(\frac{2 \lambda_L (T_{sat} - T_L)}{\sqrt{\pi D_L \tau}} \right) \left(\frac{\rho_G^2}{\sigma g (\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/4} \right)$$

$$\tau = \frac{\pi}{3} \sqrt{2\pi} \left(\frac{\sigma}{g (\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_G^2}{\sigma g (\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/4}$$

$$D_L = \frac{\lambda_L}{\rho_L C_{pL}}$$

Flux critique



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

23

Ébullition transitoire et pelliculaire

- Ébullition transitoire
 - Peu étudiée
 - Nécessite de contrôler la température de surface
- Ébullition en film laminaire sur des tubes horizontaux Bromley (1950)

$$\bar{h}_{eb} = 0.62 \left(\frac{\lambda_G^3 \rho_G (\rho_L - \rho_G) g L'_v}{D_0 \mu_G \Delta T} \right)^{1/4}$$

- Ébullition pelliculaire
 - Bulle de la taille de l'instabilité de Rayleigh-Taylor

$$L'_v = L_v \left(1 + \frac{0.4 \Delta T C_{p,G}}{L_v} \right)$$

$$\lambda_{RT,c} = 2\pi \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

24

Ebullition convective

• Les différentes phases de l'ébullition

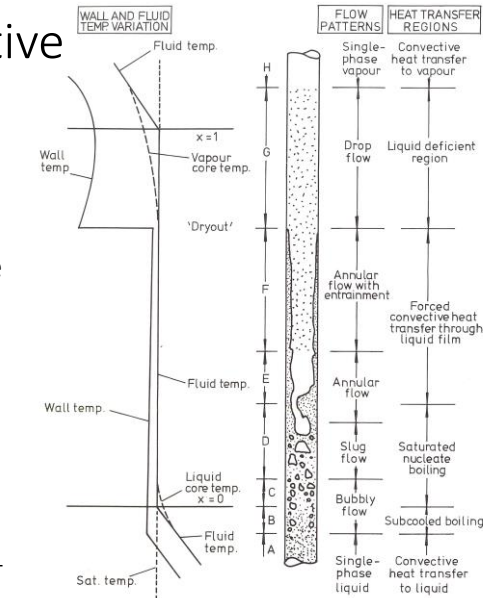
- Conduction
- Ébullition sous-refroidie
- Ébullition nucléée saturée
- Ébullition convective sur film liquide: plus de nucléation!
- « Dryout »

$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$$

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_L$$

$$\text{titre massique } x = \frac{q_{mG}}{q_{mG} + q_{mL}}$$

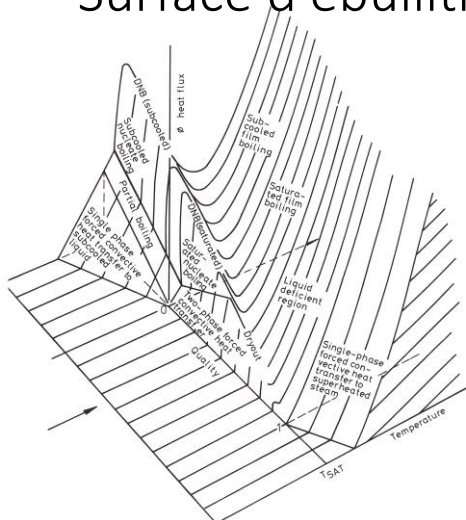
N. Rimbart



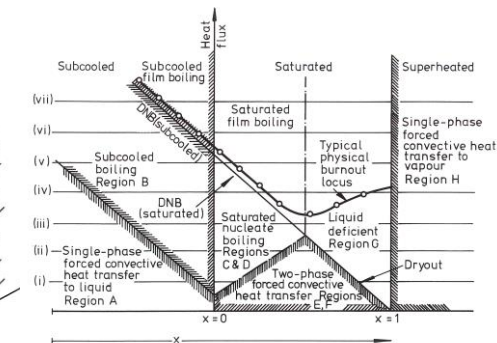
Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

25

Surface d'ébullition convective



N. Rimbart



Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

26

Ébullition sous-refroidie

- Section A et B

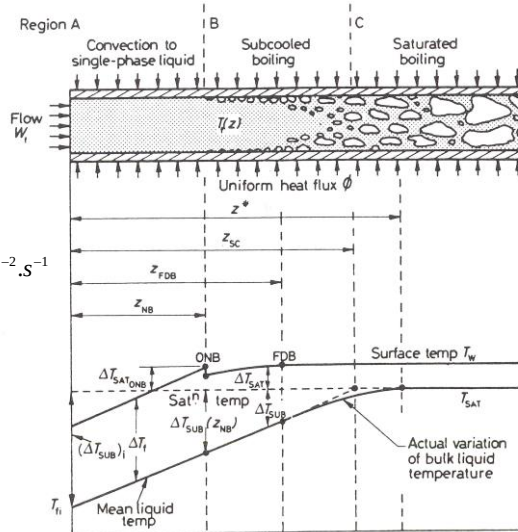
$$\phi \pi D z = \dot{m}_L C_{p,L} (T_L(z) - T_L(0))$$

$$T_L(z) = T_L(0) + \frac{4\phi z}{GC_{p,L}D}$$

$$G = \frac{4\dot{m}_L}{\pi D^2} \text{ mass velocity en } \text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

- Section C

$$z_{SC} = \frac{GC_{p,L}D}{4\phi} (T_{sat} - T_L(0))$$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

27

Corrélation en ébullition convective sous-refroidie

- Corrélation empirique

- Valable si $z/D > 50$ et $GD/\mu_L < 2000$

$$\frac{hD}{\lambda_L} = 0.17 \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.33} \left(\frac{C_{p,L} \mu_L}{\lambda_L} \right)^{0.43} \left(\frac{\text{Pr}_L}{\text{Pr}_p} \right)^{0.25} \left(\frac{D^3 \rho_L^2 g \beta \Delta T}{\mu_L^2} \right)^{0.1}$$

- En régime turbulent si $z/D > 50$ et $GD/\mu_L > 10\,000$

$$\frac{hD}{\lambda_L} = 0.023 \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{C_{p,L} \mu_L}{\lambda_L} \right)^{1/3}$$

- On a donc

$$T_p = T_L(0) + \phi \left(\frac{4z}{GC_{p,L}D} + \frac{1}{h} \right)$$

- Ce qui déclenche l'ébullition lorsque $T_p = T_{sat} + (\Delta T_{sat})_{ONB}$

- Ce qui arrive lorsque $z_{NB} = \frac{GC_{p,L}D}{4} \left(\frac{\Delta T_{sub} + (\Delta T_{sat})_{ONB}}{\phi} - \frac{1}{h} \right)$ mais $(\Delta T_{sat})_{ONB} = f(\phi)$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

28

Passage du transfert par convection à l'ébullition nucléée

- Impossible de nucléer si

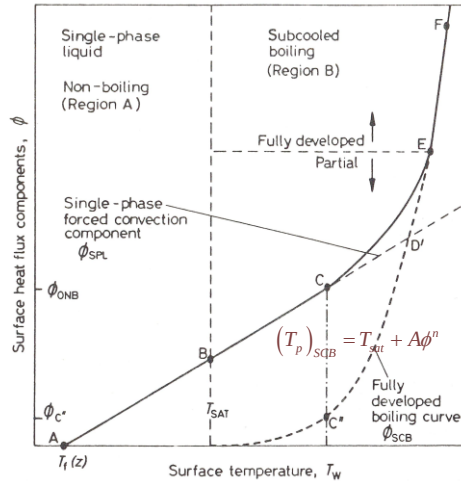
$$T_{sat} \leq T_p \quad \Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$$

$$T_{sat} \leq \left(T_L(z) + \frac{\phi}{h} \right) \quad \Delta T_{sub} = T_{sat} - T_L$$

$$T_{sat} \leq \left(T_L(0) + \phi \left(\frac{4z}{GC_{p,L}D} + \frac{1}{h} \right) \right)$$

$$\Delta T_{sub}(z) \leq \frac{\phi}{h}$$

$$\Delta T_{sub}(0) \leq \phi \left(\frac{4z}{GC_{p,L}D} + \frac{1}{h} \right)$$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

29

Ébullition convective saturée

- Corrélation de Chen (1963)

- Couvre

- la région de l'ébullition nucléée saturée
- La région de convection forcée diphasique

$$h_{loc} = h_{NcB} + h_c$$

nucléée convective

- Un modèle simple $h_c = 0.023 Re_{loc}^{0.8} Pr_{loc}^{0.4} \frac{\lambda_{loc}}{D}$

$$F = \left(\frac{Re_{loc}}{Re_L} \right)^{0.8} = \left(\frac{Re_{loc}}{G(1-x)D/\mu_L} \right)^{0.8} \quad h_c = 0.023 \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{\mu_L C_{p,L}}{\lambda_L} \right)^{0.4} \frac{\lambda_F}{D} F$$

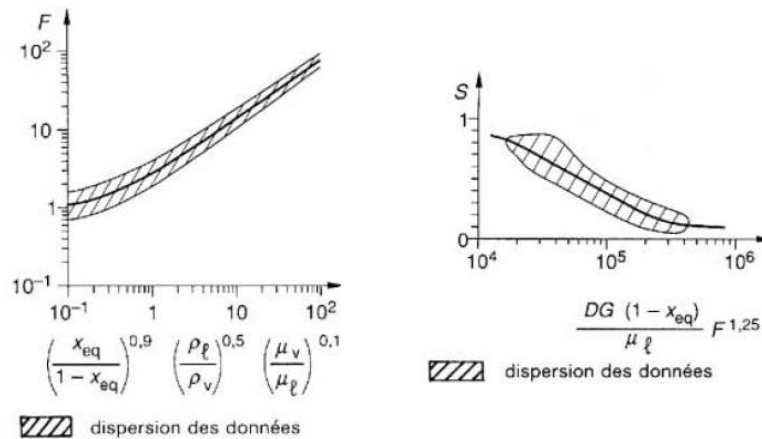
- Et pour l'ébullition

$$h_{NcB} = 0.00122 \left(\frac{\lambda_L^{0.79} C_{p,L}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} L_v^{0.24} \rho_G^{0.24}} \right) \Delta T_{sat}^{0.24} \Delta p_{sat}^{0.75} S$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

30

Coefficients F et S 

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

31

Ebullition en film

• Analogie avec la condensation en film (q.v.)

• Laminaire

$$h(z) = C \left(\frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_G) L'_v \lambda_L^3}{\mu_L \Delta T_{sat}} \frac{1}{z} \right)^{1/4}$$

• $C=0.5$ si pas de vitesse• $C=0.707$ si pas de frottement à l'interface

• Turbulent (Wallis et Collier, 1964)

$$\frac{h(z)z}{\lambda_G} = 0.056 \text{Re}_G^{0.2} (\text{Pr} Gr^*)^{1/3}$$

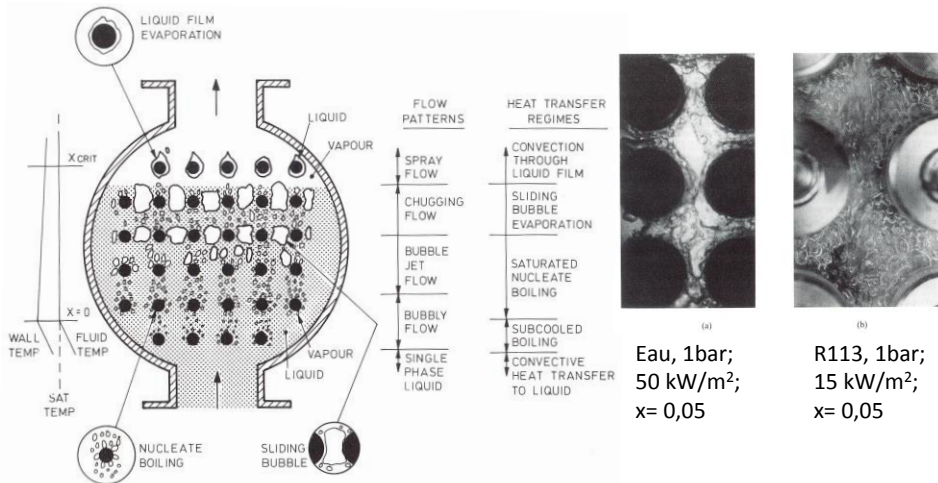
$$Gr^* = \left(\frac{z^3 g \rho_G (\rho_L - \rho_G)}{\mu_G^2} \right)$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

32

Ebullition convective sur des faisceaux de tube

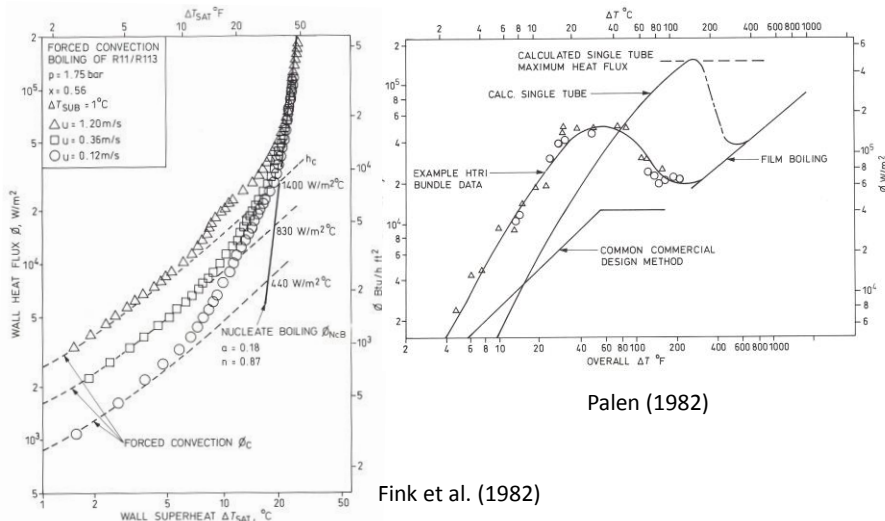


N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

33

Convection forcée à courant croisé



Palen (1982)

Fink et al. (1982)

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

34

Flux critique en ébullition convective

- Dépend de la géométrie
- Tube
 - Corrélation de Bowring (1972)

$$\phi_{crit} = \frac{A' + DG\Delta H_{sub}(0) / 4}{C' + z}$$

$$A' = 2.317 \left(\frac{DGL_v}{4} \right) \frac{F_1}{1.0 + 0.0143F_2 D^{1/2} G}$$

$$C' = \frac{0.077F_3 DG}{1.0 + 0.347F_4 \left(\frac{G}{1356} \right)^n}$$

$$n = 2.0 - 0.00725p$$

- Valable UNIQUEMENT pour l'EAU si
 - Pression p: entre 2-190b
 - Diamètre intérieur D: entre 2 et 45cm
 - Longueur z: entre 15 et 370 cm
 - Vitesse massique G: entre 136 et 18600 kg.m⁻²s⁻¹

$$\Delta H_{sub} = H_{sat} - H_L$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

35

Pressure bar	F ₁	F ₂	F ₃	F ₄
1	0.478	1.782	0.400	0.0004
5	0.478	1.019	0.400	0.0053
10	0.478	0.662	0.400	0.0166
15	0.478	0.514	0.400	0.0324
20	0.478	0.441	0.400	0.0521
25	0.480	0.403	0.401	0.0753
30	0.488	0.390	0.405	0.1029
35	0.519	0.406	0.422	0.1380
40	0.590	0.462	0.462	0.1885
45	0.707	0.564	0.538	0.2663
50	0.848	0.698	0.647	0.3812
60	1.043	0.934	0.890	0.7084
68.9	1.000	1.000	1.000	1.000
70	0.984	0.995	1.003	1.030
80	0.853	0.948	1.033	1.322
90	0.743	0.903	1.060	1.647
100	0.651	0.859	1.085	2.005
110	0.572	0.816	1.108	2.396
120	0.504	0.775	1.129	2.819
130	0.446	0.736	1.149	3.274
140	0.395	0.698	1.168	3.760
150	0.350	0.662	1.186	4.227
160	0.311	0.628	1.203	4.825
170	0.277	0.595	1.219	5.404
180	0.247	0.564	1.234	6.013
190	0.220	0.534	1.249	6.651
200	0.197	0.506	1.263	7.320

Flux critique dans d'autres fluides

- Pour un tube unique
 - Analyse dimensionnelle

$$\left(\frac{\phi_{crit} \gamma^{0.5}}{L_v \rho_L^{0.5}} \right) = f \left(\left(\frac{DC_{p,L} \rho_L^{0.5}}{\lambda_L \gamma^{0.5}} \right), \left(\frac{G \gamma^{0.5}}{\rho_L^{0.5}} \right), \left(\frac{L}{D} \right), \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right), \left(\frac{\Delta H_{sub}(0)}{L_v} \right) \right)^2$$

$$\gamma = - \frac{d(\rho_L / \rho_G)_{sat}}{dp}$$

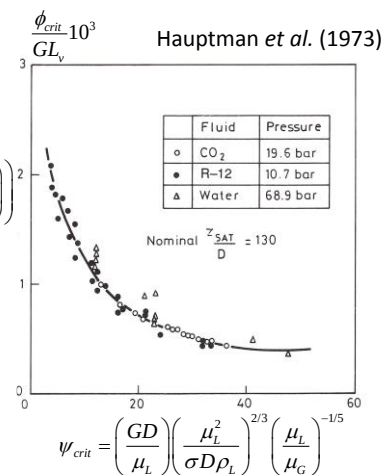
- Ne marche pas
- Ahmad (1973)
 - Fixe les 3 derniers

$$\psi_{crit} = \left(\frac{GD}{\mu_L} \right) \left(\frac{\gamma^{0.5} \mu_L}{\sigma \rho_L^{0.5}} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{1/8}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

36



Technologie

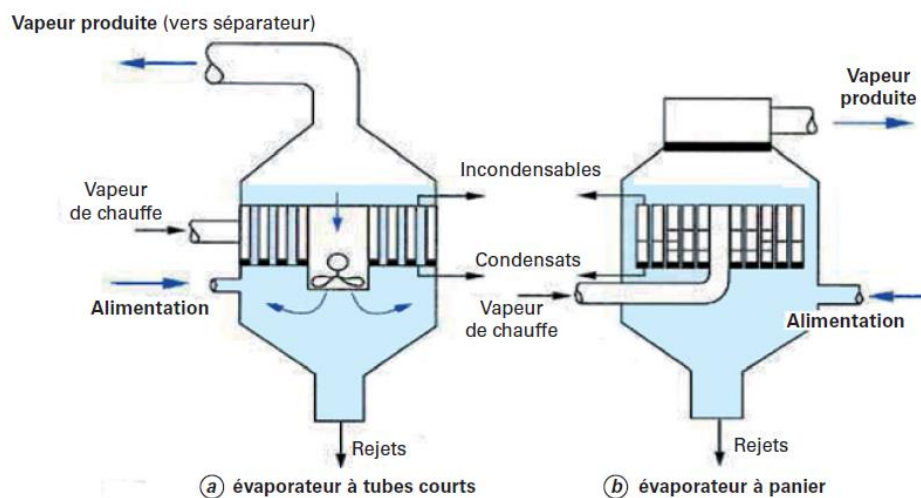
Des évaporateurs

N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

37

Évaporateurs à tube verticaux (1)

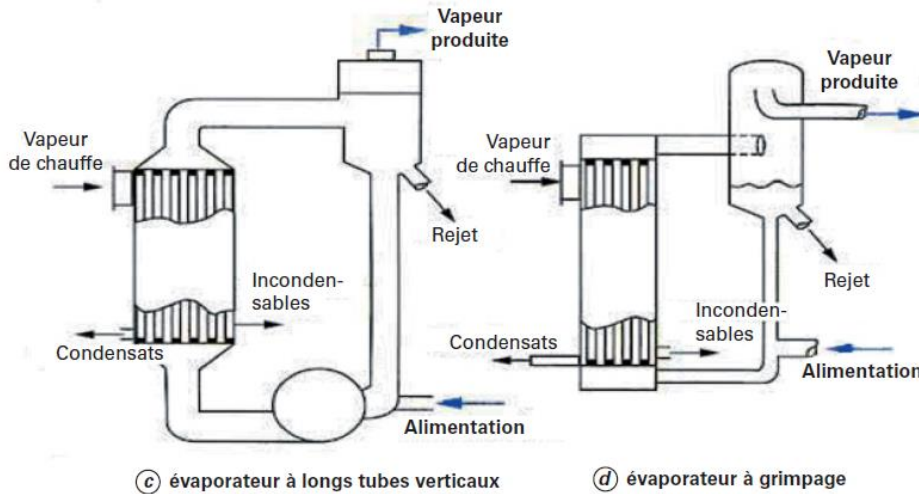


N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

38

Évaporateurs à tube verticaux (2)

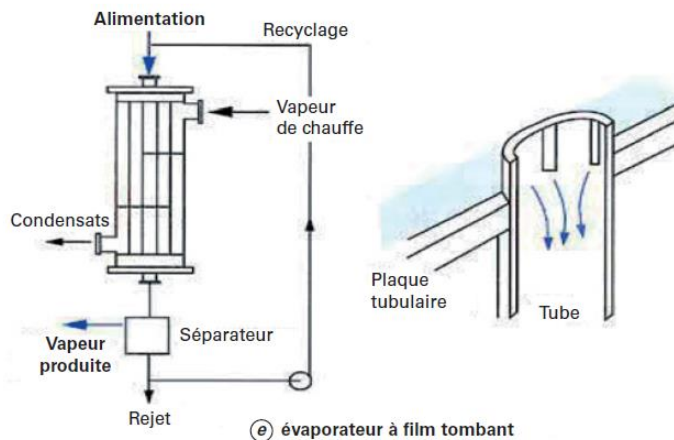


N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

39

Évaporateurs à tube verticaux (3)

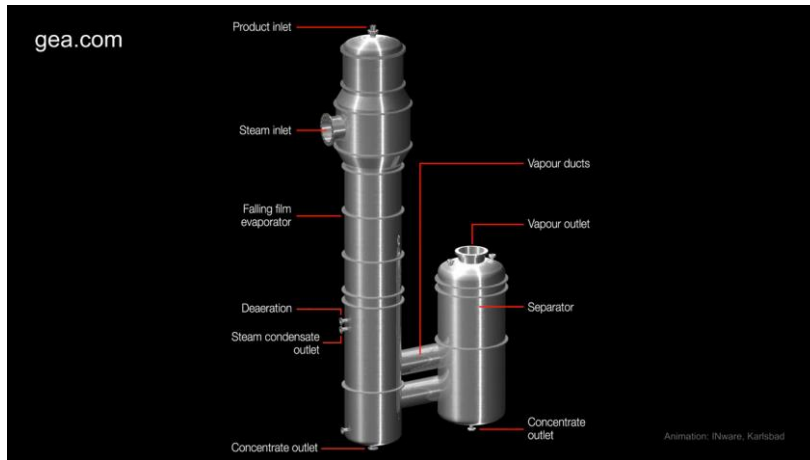


N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

40

Evaporateurs à tube verticaux (4)

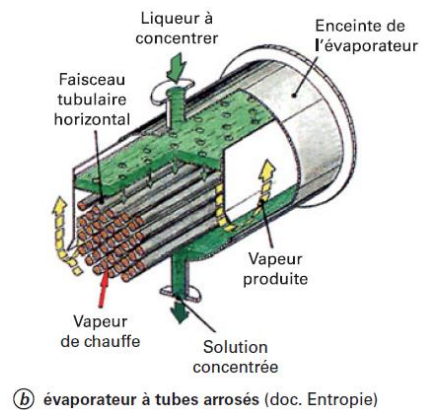
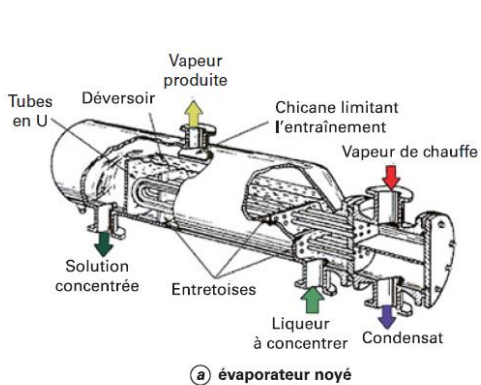


N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

41

Evaporateurs noyés

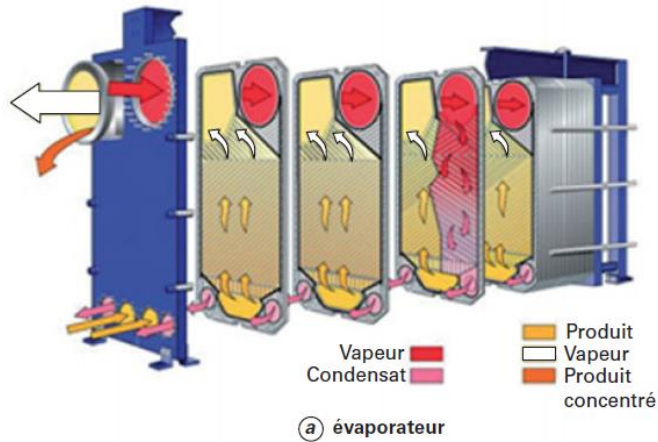


N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

42

Evaporateur à plaques et joints



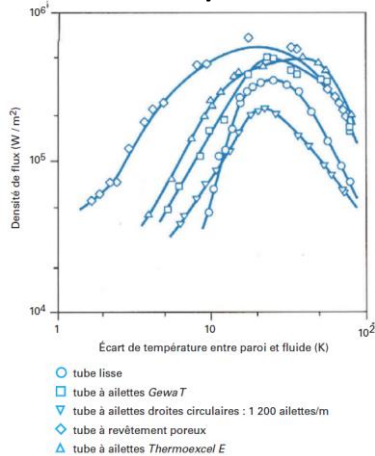
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

43

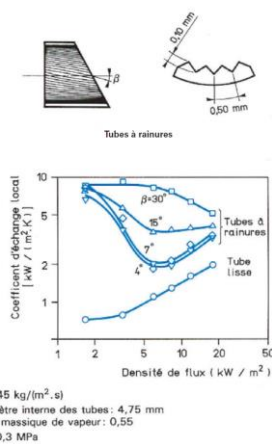
Intensification de l'évaporation

Etat de surface/ailettes



N. Rimbart

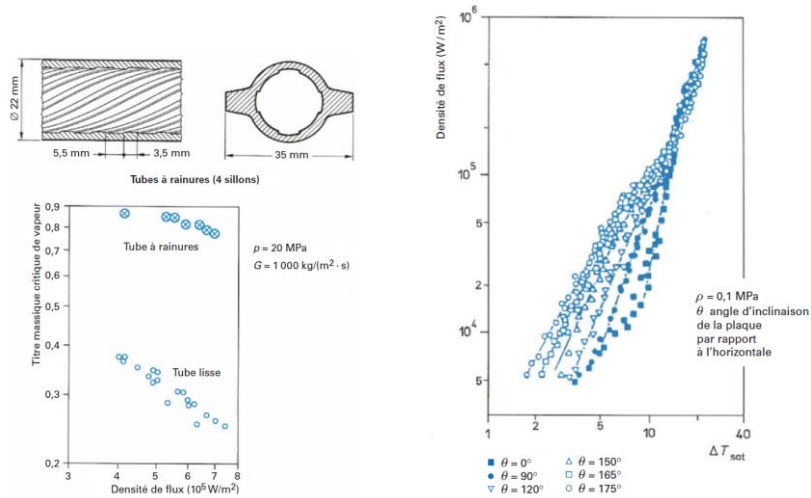
Tubes à rainures



Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

44

Rainures et inclinaison

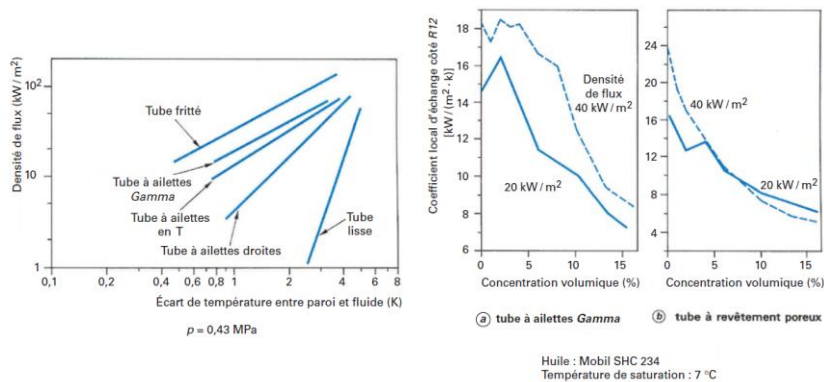


N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

45

Intensification de l'ébullition



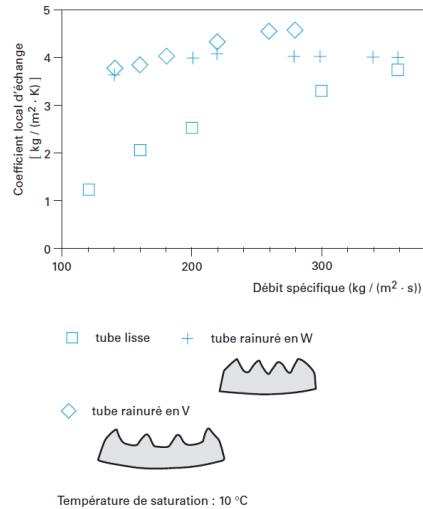
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

46

Influence des rainures

- Comparaison des coefficients d'échange locaux pour un tube lisse et deux tubes à rainures de forme différente lors de l'évaporation de R22

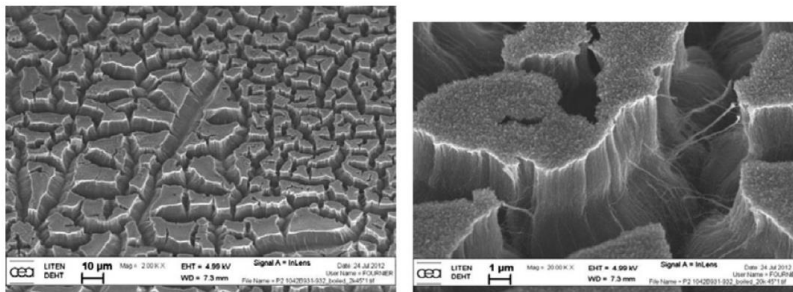


N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

47

Nanotubes de carbone (paroi)



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

48

Condensation

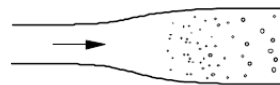
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

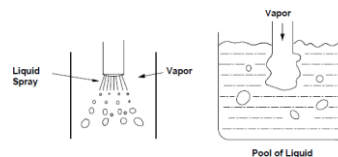
49

Modes de condensation

- Condensation homogène



- Condensation hétérogène



- Condensation en film



- Condensation en gouttelettes



N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

50

Croissance d'une goutte

- On doit
 - Retirer la chaleur de condensation
 - Conduction
 - Convection
- Mason (1951)
 - Conduction et diffusion
 - >5 microns
- Oswatitsch (1942)
 - <2 microns
 - Théorie cinétique

$$\frac{dr}{dt} = \frac{3p_{\infty}}{8L_v\rho_L} \sqrt{\frac{3R}{T_G M}} (T_{\infty} - T_G)$$

$$\left(\frac{p_G}{p_{\infty}} - 1 \right) = \left(\frac{\rho_L R T_G}{2K_G p_G M} + \frac{L_v^2 \rho_L M}{2k_G R T_G^2} \right) \frac{dr^2}{dt}$$

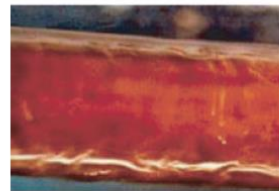
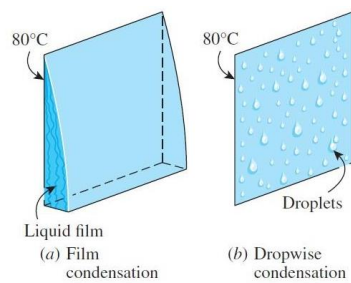
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

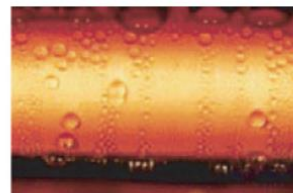
51

Condensation en film/gouttes

- Deux modes principaux
 - Que l'on va étudier
 - Théorie du film de Nusselt



(a) en film



(b) en gouttes

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

52

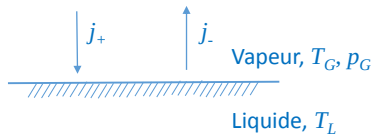
Mécanisme de condensation

- Sur une paroi plane
 - Théorie cinétique des gaz
 - Flux de molécule (kg/s/m²)

$$j = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \frac{p}{T^{1/2}}$$

- En général

$$j = j_+ - j_-$$



- Théorie élémentaire

$$j = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left(\frac{p_G}{T_G^{1/2}} - \frac{p_L}{T_L^{1/2}} \right) \quad p_L = p_{\text{sat}}(T_L)$$

- Pour de petite variation

$$j \approx \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} p \left(\frac{\Delta p}{p} - \frac{\Delta T}{2T} \right)$$

- On suppose souvent $\Delta T = 0$

$$j \approx \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \Delta p$$

- La condensation a lieu

- Si la pression du gaz est supérieure à la pression du liquide

Augmente de façon exponentielle

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

53

Condensation en film laminaire

- Théorie de Nusselt

- Navier-Stokes dans le liquide

$$0 = -\frac{\partial p_L}{\partial x} + \rho_L g + \mu_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

- Dans la vapeur

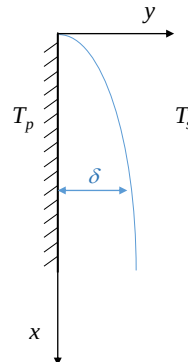
$$0 = -\frac{\partial p_G}{\partial x} + \rho_G g$$

- Continuité de la pression

- Conditions aux limites

$$\begin{aligned} & \bullet y = 0 & u = 0 \\ & \bullet y = \delta & \frac{\partial u}{\partial y}(\delta) = 0 \end{aligned}$$

$$0 = \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\Delta \rho} \right) g + \mu_L \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

54

Intégration

- Profil de vitesse

$$u(y) = \frac{\Delta p}{\mu_L} \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2 \right)$$

- Débit massique de condensat

$$M = \int_0^\delta \rho_L u dy = \frac{\rho_L \Delta p g}{3 \mu_L} \delta^3$$

- Equation de l'énergie

$$\rho_L C_{p,L} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \lambda_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

$$\rho_L C_{p,L} \left(u \frac{\partial (T - T_s)}{\partial x} + v \frac{\partial (T - T_s)}{\partial y} \right) = \lambda_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

- q_0 : flux à la paroi

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta \rho_L C_{p,L} u (T - T_s) dy = \lambda_L \frac{\partial T}{\partial y}(\delta) + q_0$$

- Condition de saut

$$\left(-\lambda_G \frac{\partial T_G}{\partial y} \right) (-1) + \left(-\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) (1) + \dot{m}_G L = 0$$

- En négligeant la conduction dans le gaz

$$\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial y}(\delta) = \dot{m}_G L$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

55

Film de Nusselt

- On obtient

$$-q_0 = \phi = \dot{m}_G L + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta \rho_L C_{p,L} u (T_s - T) dy$$

- Conservation de la masse

$$\dot{m}_G = \frac{\partial M}{\partial x}$$

$$\text{• Soit } \phi = L' \frac{\partial M}{\partial x}$$

• avec

$$L' = L + \frac{1}{M} \int_0^\delta \rho_L C_{p,L} u (T_s - T) dy$$

- Profil linéaire de température

$$T_s - T = (T_s - T_p) \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) = \Delta T_{sat} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)$$

- On obtient

$$L' = L + \frac{3 C_{p,L}}{8} \Delta T_{sat}$$

- Et

$$\phi = \lambda_L \frac{T_s - T_p}{\delta} = \lambda_L \frac{\Delta T_{sat}}{\delta}$$

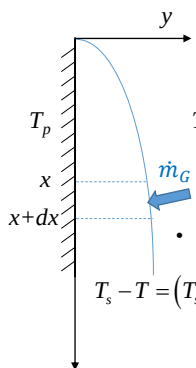
$$L' \frac{\partial M}{\partial x} = \lambda_L \frac{\Delta T_{sat}}{\delta}$$

- Ce qui donne

$$\delta^3 d\delta = \frac{\mu_L \lambda_L \Delta T_{sat}}{g \rho_L \Delta \rho L'} dx$$

- soit

$$\delta(x) = \left(\frac{4 \mu_L \lambda_L \Delta T_{sat}}{g \rho_L \Delta \rho L'} x \right)^{1/4}$$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

56

Coefficient de transfert de chaleur

- Il est défini par

$$\phi = h\Delta T = \lambda_L \frac{\Delta T}{\delta} \Rightarrow h = \frac{\lambda_L}{\delta}$$

- Ce qui donne

$$h(x) = \left(\frac{g \rho_L \Delta \rho L' \lambda_L^3}{4 \mu_L \Delta T_{sat}} \frac{1}{x} \right)^{1/4}$$

- Diminue avec la longueur
- Utilisation de plusieurs plaques courtes...

- Valeur moyenne

$$\bar{h}_L = \frac{1}{L} \int_0^L h(x) dx = \frac{4}{3} h(L)$$

$$\bar{h}_L = 0,943 \left(\frac{g \rho_L \Delta \rho L' \lambda_L^3}{\mu_L \Delta T_{sat}} \frac{1}{L} \right)^{1/4}$$

- Débit massique

$$\dot{M}(x) = \frac{\rho_L \Delta \rho g}{3 \mu_L} \delta(x)^3$$

$$\dot{M}(x) = \frac{\rho_L \Delta \rho g}{3 \mu_L} \left(\frac{4 \mu_L \Delta T_{sat} \lambda_L}{g \rho_L \Delta \rho L'} x \right)^{3/4}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

57

Corrélation

- En notant

$$\text{Re} = \frac{\rho_L u D_H}{\mu_L} \quad D_H = \frac{4S}{P_m} = 4\delta \quad \rho_L u = \frac{\dot{M}}{\delta} \quad \text{Re} = \frac{4\dot{M}}{\delta}$$

- On obtient

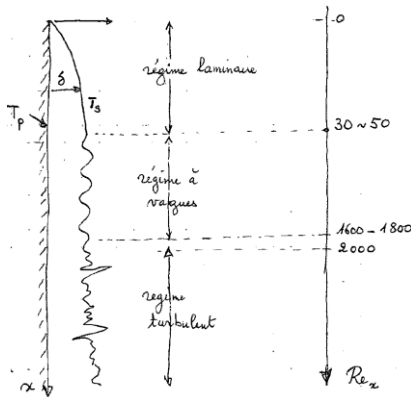
$$h_L^+ = \frac{\bar{h}_L}{\lambda_L} \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L \Delta \rho g} \right)^{1/3} = 1,468 \text{Re}_L^{-1/3}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

58

Transition vers la turbulence



- Nusselt n'est valable que si

- $Re_x < 30$
- Pour $30 < Re_x < 1700$ env.

- Kutateladze

$$h_L^+ = \frac{Re_L}{1,08 Re_L^{1,22} - 5,2}$$

- Pour $Re_x > 2000$ et $Pr_L < 10$

- Labunstov

$$h_L^+ = \frac{Re_L}{8750 + 58 Pr_L^{-0,5} (Re_L^{0,75} - 253)}$$

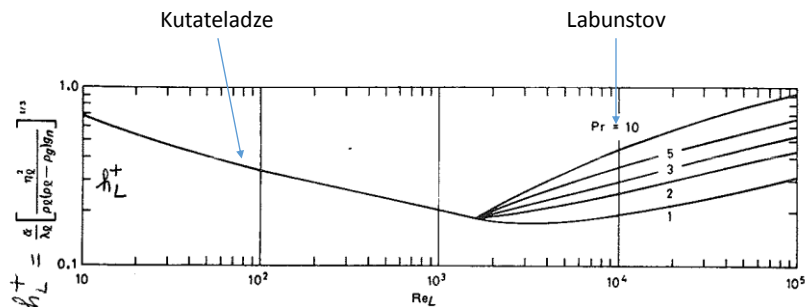
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

59

Corrélation en Turbulence

- Ces deux lois sont représentées ci-dessous



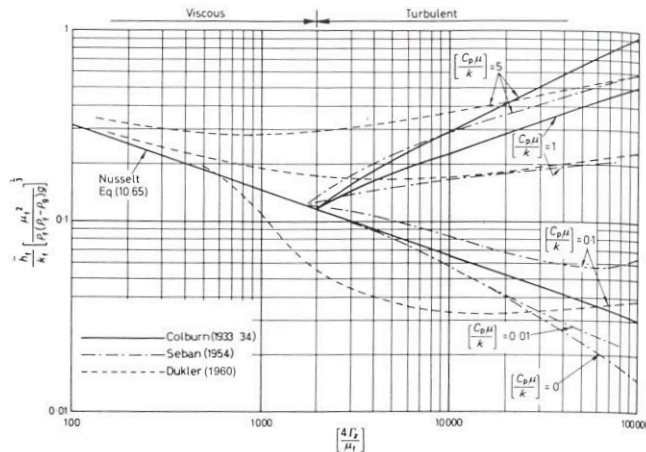
Coefficient de transfert de chaleur moyen lors de la condensation sur une plaque verticale

N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

60

Courbe expérimentale



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

61

Effet de la contrainte tangentielle

- Lorsque la vitesse de la vapeur est importante

- La tangente tangentielle n'est plus négligeable
- Le Reynolds critique change

• Rohsenow a proposé $Re_c = 1600 - 226\tau_i^+ + 0,667(\tau_i^+)^3$ si $\tau_i^+ \leq 9$

$Re_c = 50$ si $\tau_i^+ > 9$

$$\tau_i^+ = \frac{\rho_L \tau_i}{(\rho_L \Delta \rho \mu_L g)^{2/3}}$$

- Les expériences conduisent à

$$\frac{h_L^+}{(\tau_i^+)^{1/2}} = 1,41 Re_L^{-1/2} \text{ si } Re_L < Re_c$$

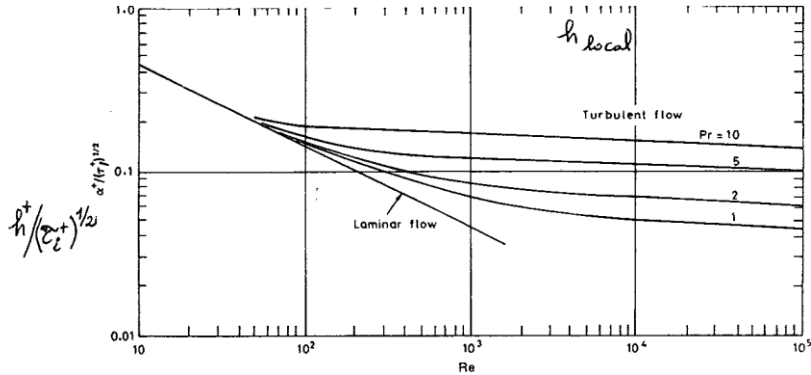
$$\frac{h_L^+}{(\tau_i^+)^{1/2}} = \left(\left(\frac{1,41}{Re_L^{1/2}} \right)^m + \left(\frac{0,071 Pr_L^{1/2}}{Re_L^{1/24}} \right)^m \right)^{1/m} \text{ si } Re_L > Re_c \text{ et } m = \frac{1}{2}(Pr+3)$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

62

Shear dominated flow



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

63

Calcul de la contrainte tangentielle

- On suppose

- Que l'interface du condensat est ... un solide!
 - Cf. théorie de la couche limite

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_G \rho_G v_G^2 \text{ où } f_G \approx 0,046 Re_G^{-1/5} \text{ en régime turbulent}$$

- En fait l'interface est rugueuse
- Sujet de recherche actuel
 - GDR CNRS Films cisailés puis Transfert aux interfaces

N. Rimbart

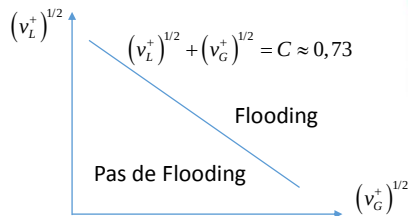
Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

64

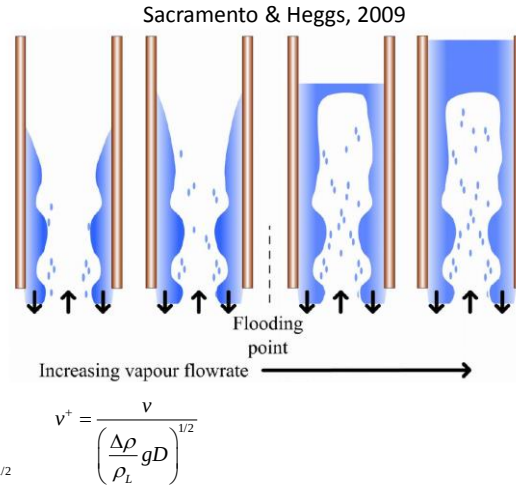
Engorgement (« flooding »)

- Ecoulement de vapeur de bas en haut

- Augmentation de la vitesse
 - Crée des vagues
 - Arrache des gouttes
- Provoque
 - Des variations de P
 - Augmentation de τ_i
 - l'engorgement de la conduite
- Modèle de Wallis



N. Rimbart



Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

65

Modèle de turbulence

- Fermetures turbulentes
 - Coefficients empiriques $\langle u'v' \rangle \approx \rho v_t \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$ $\langle T'v' \rangle \approx D_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}$
- Problème en présence d'interface
 - Méthode « diffusive » vs.
 - Interface = singularité
- La recherche de méthode efficace est encore
 - À l'état de recherche
 - En multiphasique isotherme
 - Encore plus en présence de changement d'états

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

66

Modèle simple de turbulence (1)

- Bilan de QDM d'une section de fluide

$$\tau_p = \Delta \rho g \delta$$

- Coefficient de frottement

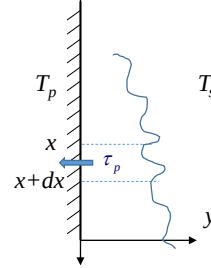
$$\tau_p = C_f \frac{1}{2} \rho_L \bar{u}^2 \quad \rho_L \bar{u} = \frac{\dot{M}}{\delta} \quad \delta = \left(C_f \frac{1}{2} \frac{\dot{M}^2}{\rho_L \Delta \rho g} \right)^{1/3}$$

- donne

- Coefficient de transfert de chaleur

$$C_h = \frac{h}{C_{p,L} \rho_L \bar{u}} = \frac{Nu}{Re Pr} \quad \text{nombre de Stanton ou de Margoulis}$$

- Donne $h^+ = \frac{(32)^{1/3}}{4} Pr \cdot Re \cdot C_f^{-1/3} \cdot C_h$
- Analogie chaleur-QDM $C_h = \frac{1}{Pr^n} \frac{1}{2} C_f \quad (\text{Hinze } n=1)$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

67

Modèle simple de turbulence (2)

- Couche limite sur une plaque plane

$$C_f = k Re^{-1/m}$$

- Ce qui donne

$$h^+ = \frac{(32)^{1/3}}{8} k^{2/3} Pr^{1-n} Re^{\frac{1}{3} - \frac{1}{2m}}$$

- Colburn utilise $k=0,053$, $m=5$, $n=2/3$

- Ce qui donne usuellement

$$\text{Chilton-Colburn } Nu = 0,023 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re^{0,8}$$

- Ici (Colburn, 1834)

$$h^+ = 0,056 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re^{0,2}$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

68

Modèle simple de turbulence (3)

- Pour calculer $\bar{h}^+$ on utilise

$$\frac{Re_L}{\bar{h}^+} = \int_0^{Re_L} \frac{d Re}{h^+(Re)}$$

- Colburn a effectué les calculs de la manière suivante

$$\frac{Re_L}{\bar{h}^+} = \underbrace{\int_0^{2000} \frac{d Re}{h^+(Re)}}_{Nusselt} + \underbrace{\int_{2000}^{Re_L} \frac{d Re}{h^+(Re)}}_{Colburn}$$

- Ce qui conduit à
$$h_L^+ = \frac{Re_L}{12800 + 22 Pr_L^{-1/3} (Re_L^{0.8} - 364)}$$
- Proche formellement du résultat de Labunstov

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

69

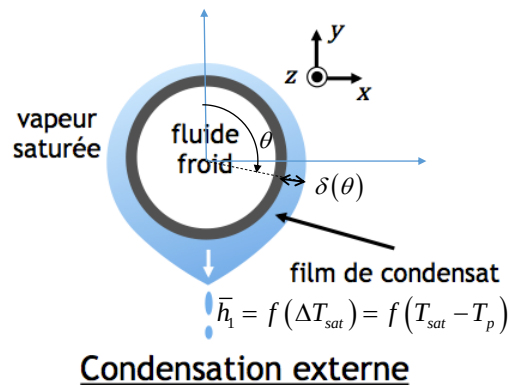
Condensation sur tubes horizontaux (1)

- Le film est mince
 - g remplacé par $g \sin \theta$
 - x remplacé par $R\theta$
 - En intégrant via

$$\int_0^\pi \left(\frac{\sin \theta}{\theta} \right)^{1/4} d\theta \approx 2,62$$

- On obtient au final

$$\bar{h}_1 = 0,728 \left(\frac{\rho_L \Delta \rho g L_v \lambda_L^3}{\mu_L \Delta T_{sat} D} \right)^{1/4}$$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

70

Condensation sur tubes horizontaux (2)

- On a équivalence entre
 - Un film vertical de longueur L
 - Un cylindre de diamètre $D=L/2,82$
- On peut donc traiter le cas (a)

- Ce qui donne (Jakob)

$$\bar{h}_N = 0,728 \left(\frac{\rho_L \Delta \rho g L_v \lambda_L^3}{\mu_L \Delta T_{sat} N D} \right)^{1/4}$$

- Soit $\bar{h}_N = \bar{h}_1 N^{-1/4}$
- Les cas (b) et (c) entraînent des perturbations $\bar{h}_N = \bar{h}_1 N^{-1/6}$
- Kern (1958)

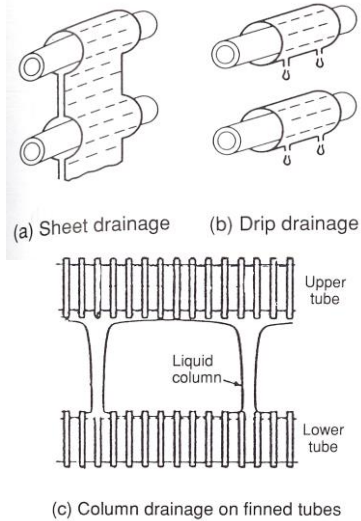
$$h_N = \bar{h}_1 \left(N^{5/6} - (N-1)^{5/6} \right)$$
- N grand, pour le $N^{\text{ième}}$ tube

$$h_N = \frac{5}{6} \bar{h}_1 N^{-1/6}$$

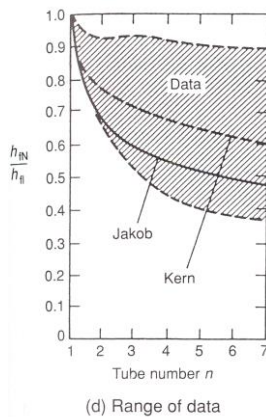
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

71



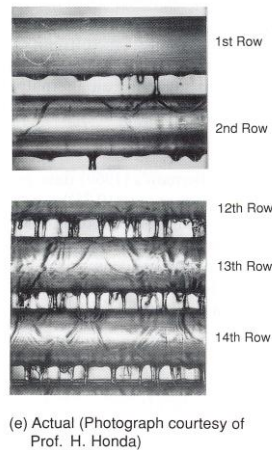
Condensation sur tubes horizontaux (3)



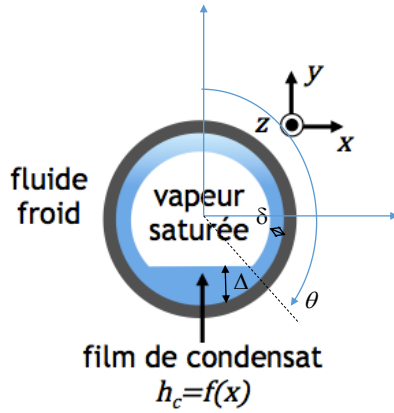
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

72



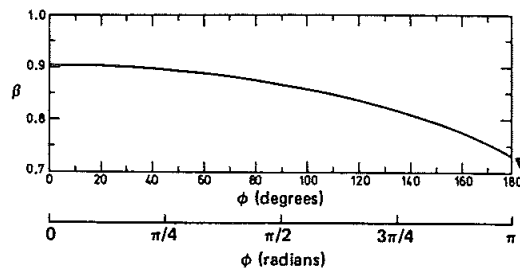
Condensation à l'intérieur de tubes (1)



Condensation interne

- Au dessus
 - Condensation en film

$$\bar{h}_A = \beta \left(\frac{\rho_L \Delta \rho g L_v \lambda_L^3}{\mu_L \Delta T_{sat} D} \right)^{1/4}$$



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

73

Condensation à l'intérieur de tubes (2)

- En dessous: Zone stratifiée

- Pas de modèle

- Loi de mélange

$$\bar{h}_L = \frac{\theta}{\pi} \bar{h}_A + \frac{\pi - \theta}{\pi} \bar{h}_B \approx \frac{\theta}{\pi} \bar{h}_A$$

- Car $\bar{h}_A \sim \frac{\lambda_L}{\delta}$ vs. $\bar{h}_B \sim \frac{\lambda_L}{\Delta}$

- On a donc $\bar{h}_L \approx \Omega \left(\frac{\rho_L \Delta \rho g L_v \lambda_L^3}{\mu_L \Delta T_{sat} D} \right)^{1/4}$

- Avec $\Omega = \frac{\beta \theta}{\pi} \approx 0,728 \alpha^{3/4}$ (Jaster & Koski, 1976)

- Taux de vide $\alpha = \left(1 + ((1 - x_G) / x_G) (\rho_G / \rho_L)^{2/3} \right)^{-1}$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

74

Condensation en gouttelettes

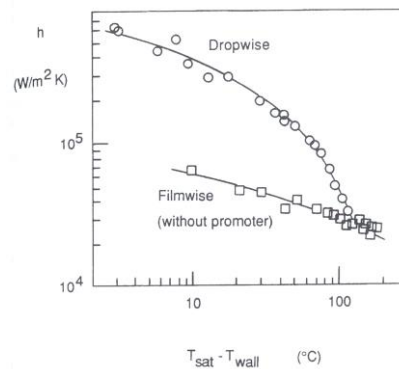
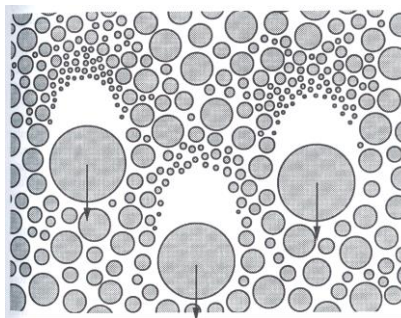
- Il faut que la surface soit non mouillante
 - En général obtenu via un traitement de surface...
- 5 à 10 fois plus intense que la condensation en film
 - Le film est ici aussi un isolant
 - Les gouttes ruissellent sous l'action de la gravité et fusionnent
 - Important renouvellement
- Deux types de modèles
 - Nucléation hétérogène (Eucken, 1937)
 - Crevasses, rainures
 - Confirmations expérimentales (paroi sèche entre les gouttes)
 - Condensation en film (Jakob, 1936)
 - Instable à partir de 1 micron
 - Collier: le premier domine aux faibles flux, le second aux forts flux

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

75

Augmentation des transferts

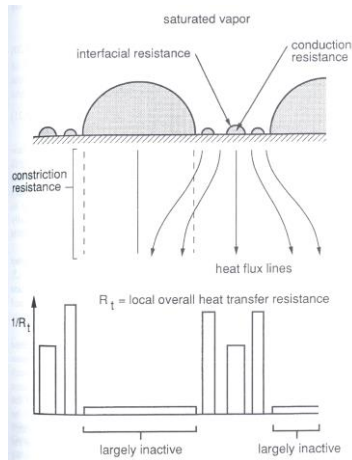


N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

76

Mécanisme



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

77

- Analogie avec l'ébullition nucléée
- Le flux de chaleur peut passer entre
 - Les gouttes (ici)
 - Les bulles (ébullition nucléée)

Modèles et corrélations

- Les modèles évolués
 - Dynamique des populations de gouttes
 - Nécessite une distribution initiale de taille des gouttes
- Les modèles plus simples
 - Corrélations
 - Peterson & Westwater, (1966)

$$Nu = 1,46 \cdot 10^{-6} (Re^*)^{-1,63} \Pi_k^{1,16} Pr_L^{0,5}$$

$$Nu = \frac{2h\sigma T_{sat}}{\rho_L L_v \lambda_L \Delta T_{sat}}$$

$$Re^* = \frac{\lambda_L \Delta T_{sat}}{\mu_L L_v}$$

$$\Pi_k = -\frac{2\sigma T_{sat}}{\mu_L^2 L_v} \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)$$

- Rose *et al.*, (1999)

$$h = T_G^{0,8} (5 + 0,3 \Delta T_{sat})$$

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

78

Angle de contact goutte d'eau/surface

Surface de contact	Angle (°)
Inox 18/8	0
Cu-Ni 70/30	0
Nickel	5
Titane	21
Chrome	46
Au sur Cu-Ni, mat, poli	60
Au sur Cu-Ni, sablé, brut	70
Polyparaxylène	68
PTFE	85
$C_8F_{17}C_2H_4COOH$	98
$(C_8F_{17}C_2H_4S)_2$	108
$(C_6F_{13}C_2H_4S)_2$	130

N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

79

Technologie

Des condenseurs

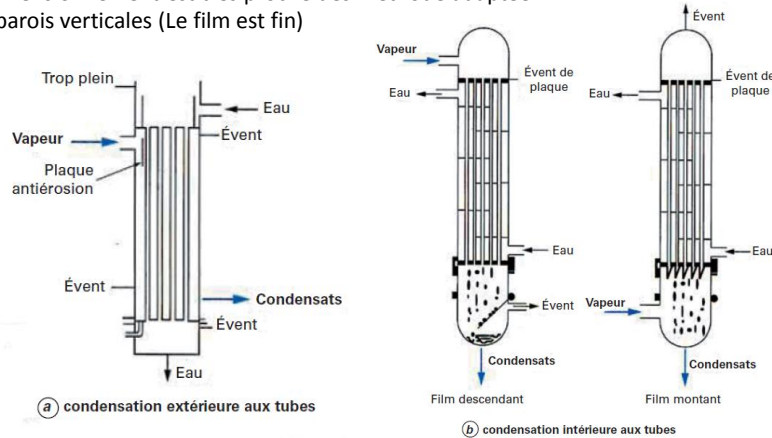
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

80

Condenseur à tubes verticaux

Le dimensionnement est très proche des méthode adaptée aux parois verticales (Le film est fin)

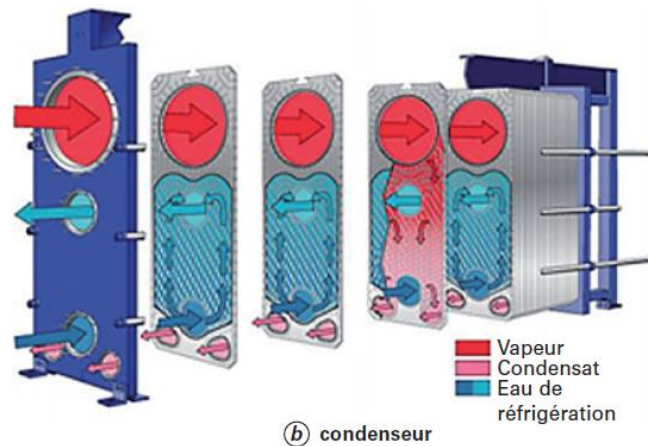


N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

81

Condenseur à plaques et joints

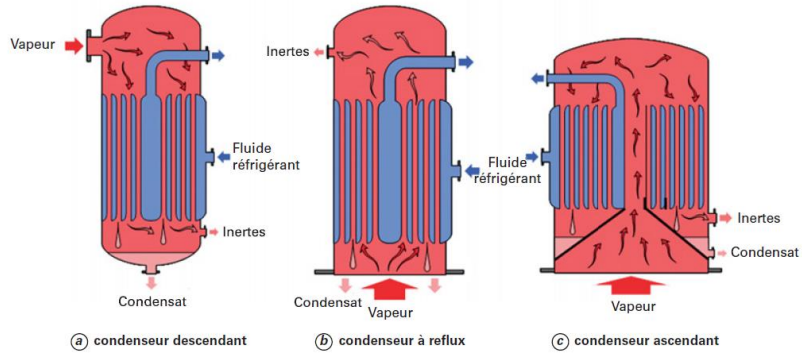


N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

82

Condenseurs spiralés

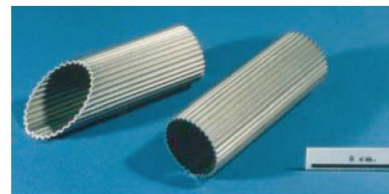
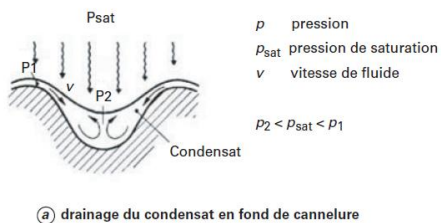


N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

83

Intensification de la condensation



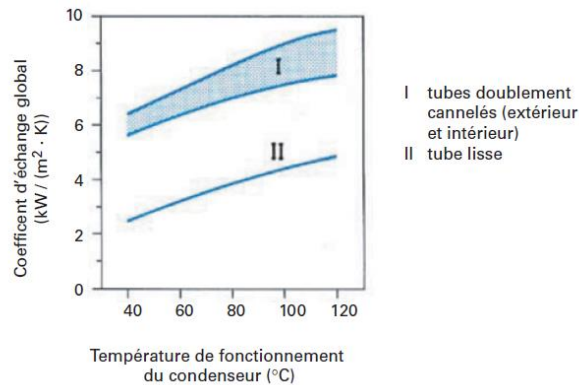
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

84

Tubes cannelés

- Eau à la pression atmosphérique: condensation à l'extérieur du tube et évaporation à l'intérieur du tube



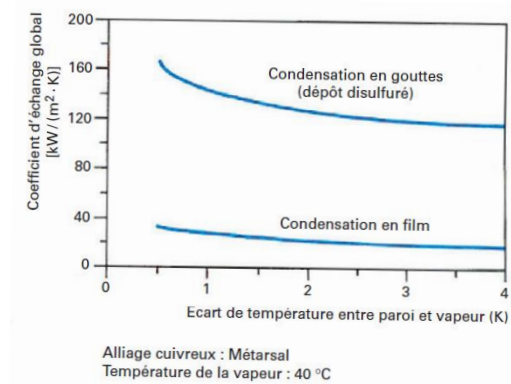
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

85

Traitement de surface

- Problème de coût
 - Or, argent
 - PTFE
- Revêtements adsorbés
 - Cf. ci-contre
 - Laboratoire



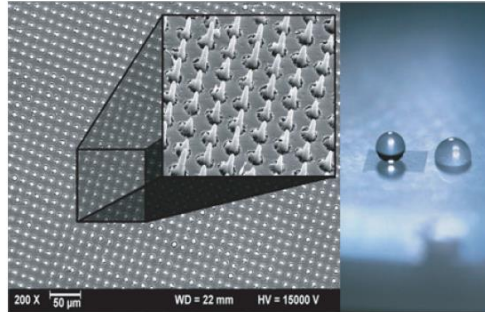
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

86

Surfaces nano-structurées

- Excellents résultats
 - Ci-contre: érosion de la surface par lithographie laser
 - Petite échelle
 - Couteux
 - Assemblage délicat
 - fragile



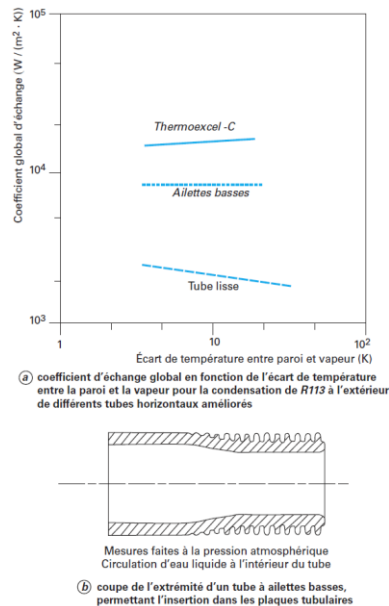
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

87

Ailettes basses

- Très utilisés
 - Fluides frigorigènes
 - Condensation à l'extérieur de tubes horizontaux
 - Profils facilitant le drainage
 - Faible taille des ailettes
 - Coefficient déjà élevé



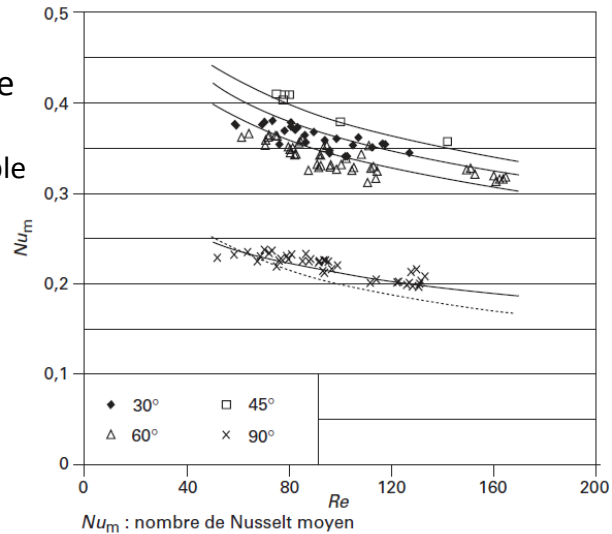
N. Rimbert

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

88

Inclinaison du tube

- La gravité permet le drainage
 - Angle de 45° semble optimal



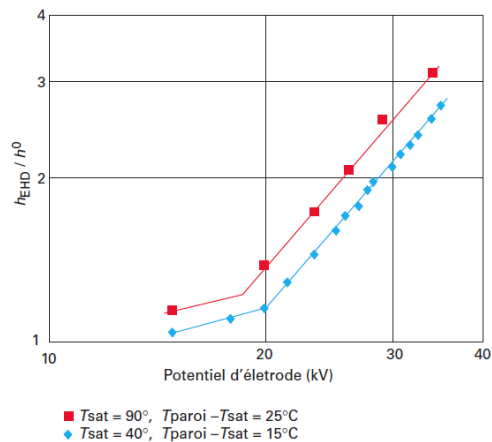
N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

89

Champ électrique

- Perturber le film liquid
 - Champ électrique
 - Q_q 10 kV
 - Fluide diélectrique
 - Isolant électrique
 - Réfrigérants
 - Fonctionne en
 - Condensation
 - Et en évaporation



N. Rimbart

Echangeurs & Récupération de la chaleur fatale

90

Conception d'un condenseur

1. Déterminer les types de condenseurs appropriés
2. Déterminer la puissance thermique nécessaire
3. Sélectionner les températures du liquide de refroidissement et calculer une DTLM
4. Estimer un coefficient global à partir du cours ou par expérience antérieure en utilisant des coefficients individuels estimés
5. Calculez la surface
6. Sélectionnez une taille, un pas et une longueur de tube et déterminez le nombre de tubes, la taille de l'enveloppe et les déflecteurs, si nécessaire
7. Les étapes 1 à 6 permettent d'obtenir une estimation. Trois options sont maintenant disponibles :
 - a. Accéder à un programme d'ordinateur de conception. Un certain nombre d'essais peuvent être nécessaires pour obtenir une conception finale
 - b. Effectuer un calcul manuel préliminaire à l'aide des équations approximatives du coefficient de condensation moyen
 - c. Après l'étape 7 b), procéder à l'utilisation des calculs et équations par étapes ou passer aux programmes informatiques pour vérification finale. Après l'étape 7(b), le nombre d'essais sur ordinateur devrait être considérablement inférieur à celui de l'étape 7(a)

Conclusion

- Complexité dans le dimensionnement
 - Nombreux régimes!
 - Dépendance à la nature de la surface des parois
- Et encore, je n'ai pas parlé des incondensables!
 - Résistance thermique
 - Car les fluides utilisés ne sont pas nécessairement des corps pur
 - Propriétés colligatives
 - Thermodynamique des mélanges