

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

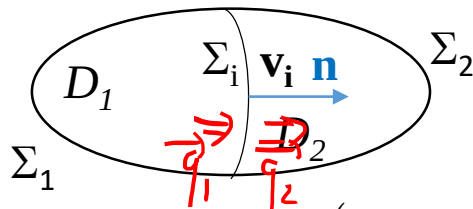
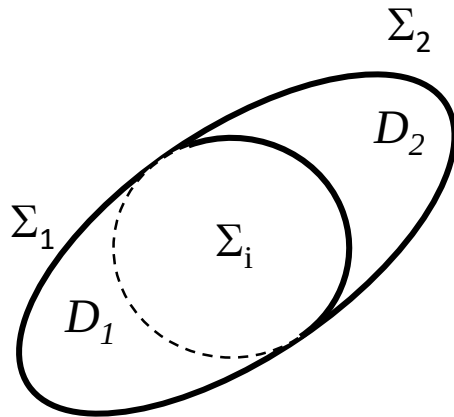
Changement de phase

Biblio :
- Collier & Thome
- Van Carey

- 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

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

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

- QDM

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

- Energie

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

$$\rightarrow \text{Enthalpie : } \dot{m}_1 L + \mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{n}_2 = 0$$

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

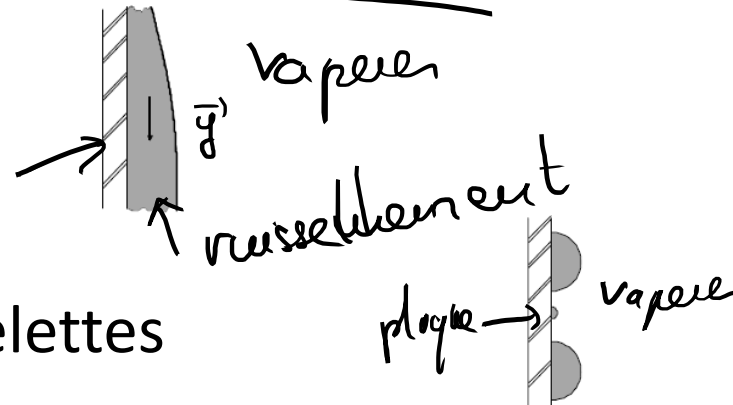
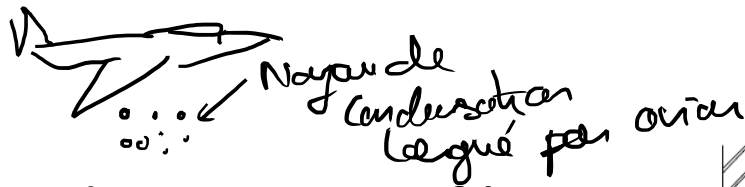
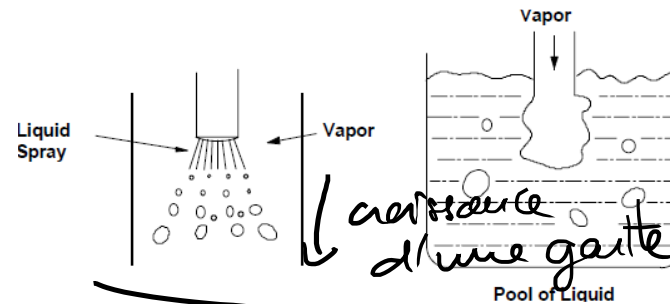
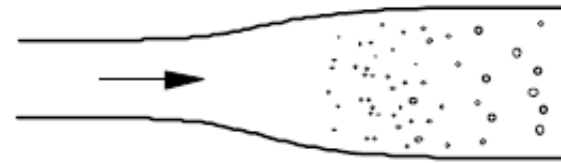
Bilan	ψ_k	J_k	ϕ_k	ϕ_i
Masse	1	0	0	0
QDM	$\mathbf{v}_k$	$-\mathbf{T}_k$	F	$\gamma \text{div}(\mathbf{n})$
Energie	$u_k + \frac{1}{2} v_k^2$	$\mathbf{q}_k - \mathbf{T}_k \cdot \mathbf{v}_k$	$F \cdot \mathbf{v}_k$	$\gamma \text{div}(\mathbf{n}) \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}$
Entropie	s_k	$\mathbf{q}_k /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

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

Condensation

Modes de condensation

- Condensation homogène
- Condensation hétérogène
- Condensation en film
- Condensation en gouttelettes



Croissance d'une goutte

- On doit
 - Retirer la chaleur de condensation
 - Conduction
 - Convection
- Mason (1951)
 - Conduction et diffusion
 - >5 microns

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

- Oswatitsch (1942)
 - <2 microns
 - Théorie cinétique

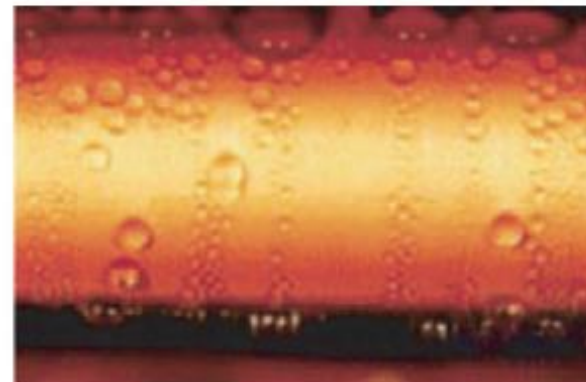
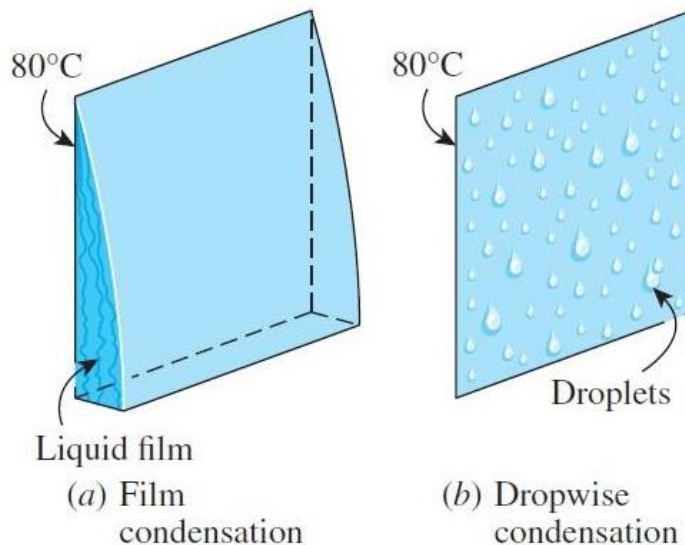
$$\frac{dr}{dt} = \frac{3 p_\infty}{8 L_v \rho_L} \sqrt{\frac{3 R}{T_G M}} (T_\infty - T_G)$$

Condensation en film/gouttes

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



(a) en film



(b) en gouttes

Mécanisme de condensation

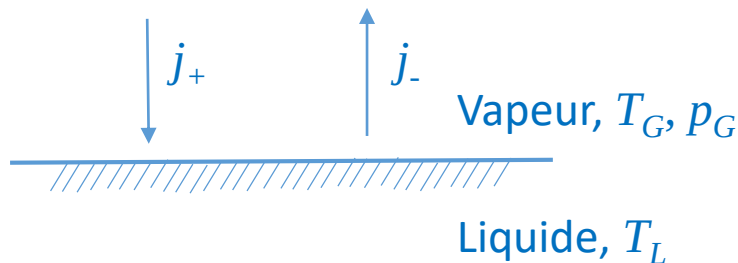
Augmente de façon exponentielle

- 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

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

- 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

Condensation en film laminaire

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

• Théorie de Nusselt

Régime permanent
laminaire

- 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

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

- Condition de saut (normale à l'interface, QDN)
- Continuité de la pression

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

$$P_L = P_G$$

Conditions au limites

$$y = 0$$

$$u = 0$$

$$y = \delta$$

$$\frac{\partial u}{\partial y}(\delta) = 0$$

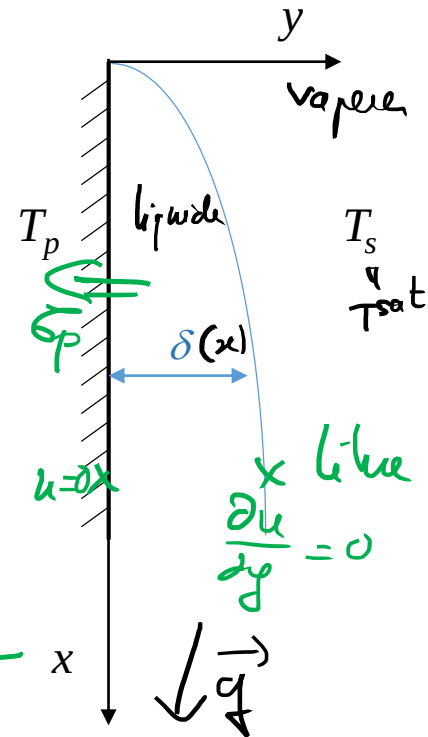
$$u = \frac{\Delta \rho g}{\mu_L} \left(\delta - \frac{y^2}{2} \right)$$

$$\Delta p = \Delta \rho g$$

$$\mu_L u'' = -\Delta \rho g$$

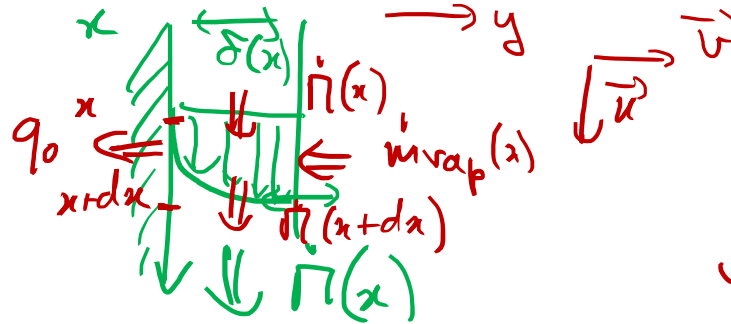
$$u' = -\frac{\Delta \rho g}{\mu_L} y + C \quad u = -\frac{\Delta \rho g}{2\mu_L} y^2 + Cy + D$$

$$u(0) = 0 \Rightarrow D = 0 \quad u'(\delta) = 0 \Rightarrow C = \frac{\Delta \rho g}{\mu_L} \delta$$



Néglige
Tension
superficielle

Intégration



$$\int u' dy = [\bar{u}]$$

- Profil de vitesse

semi parabolique δ

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

$$\int_0^\delta \rho_L C_{P,L} \left(u \frac{\partial(T-T_s)}{\partial x} + v \frac{\partial(T-T_s)}{\partial y} \right) dy = \lambda_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

$v=0$

- q_0 : flux à la paroi //

$$- \lambda_L \frac{\partial T}{\partial y} (y)$$

- Débit massique de condensat

$$\dot{M} = \int_0^\delta \rho_L u dy = \frac{\rho_L \Delta \rho g}{3 \mu_L} \delta^3 (\lambda)$$

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

- Condition de saut //

au niveau de la surface du film

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

- En négligeant la conduction dans le gaz

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

- Equation de l'énergie

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

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial (T - T_{sat})}{\partial x}$$

$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dx}$ $\phi'' =$ densité surfacique de flux

Film de Nusselt

vers nous
↓
verticale

$\dot{m}(x+dx) = \dot{m}(x) + \dot{m}_G'' \times 1 \times dx$
 $\dot{m}_G'' = \frac{\dot{m}(x+dx) - \dot{m}(x)}{dx}$

- 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

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

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

- avec

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

- Profil linéaire de température

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

$LapT = 0 = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$

N. Rimbart

- On obtient

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

Chaleur
de
condensation
effective

- Et

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

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

- Ce qui donne

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

- soit

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

Coefficient de transfert de chaleur

(méthode NTU ou $DTLM = \Delta T_{\text{échange}} \text{ constant}$)

- Il est défini par

Newton

$$\phi'' = h \Delta T_{\text{sat}} = \lambda_L \frac{\Delta T_{\text{sat}}}{\delta} \Rightarrow h = \frac{\lambda_L}{\delta}$$

- Ce qui donne

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

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

facile

$g \rightarrow g \sin \theta$

$x \rightarrow R \theta$

$h(0) =$

$$\left(\frac{g \rho_L \Delta \rho L' \lambda_L^3}{4 \mu_L \Delta T_{\text{sat}}} \frac{1}{0} \right)^{1/4}$$

- Valeur moyenne

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

Dimensionner

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

- Débit massique

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

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

Corrélation

⚠ ce n'est pas un nombre de Nusselt qui est utilisé

- En notant

$$Re = \frac{\rho_L u D_H}{\mu_L}$$

$$D_H = \frac{4S}{P_m} = 4\delta$$

$$\rho_L u = \frac{\dot{M}}{\delta}$$

$$Re = \frac{4\dot{M}}{\delta}$$

- On obtient

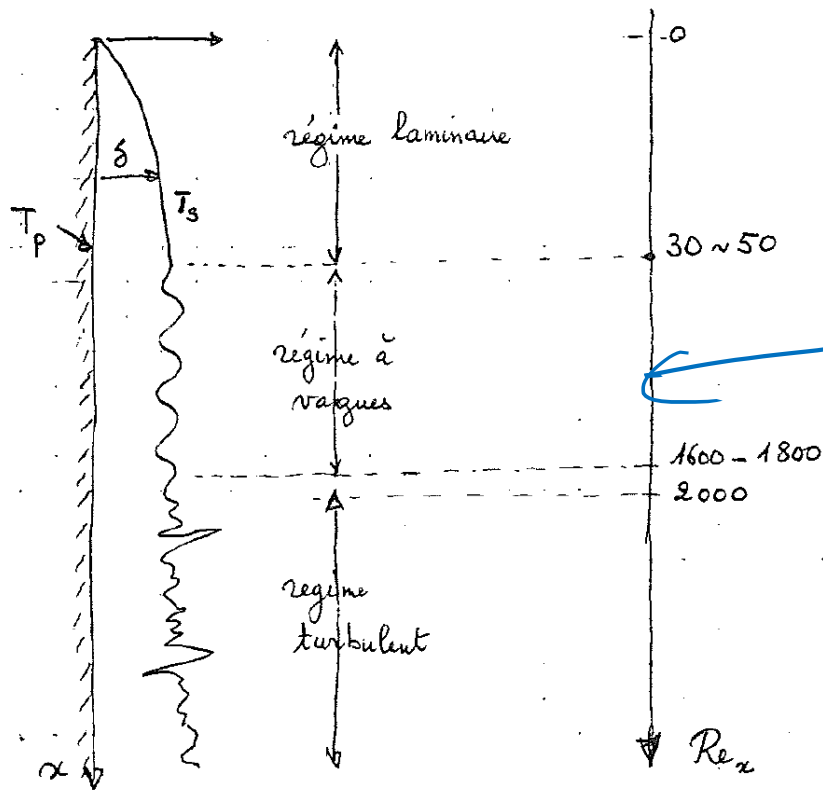
$$h_L^+ = \frac{\bar{h}_L}{\lambda_L} \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L \Delta \rho g} \right)^{1/3} = 1,468 Re_x^{-1/3}$$

Distance caractéristique : quantité et la viscosité.

Nouvelle façon d'exprimer h

$$Nu = \frac{hD}{\lambda}$$

Transition vers la turbulence



- Nusselt n'est valable que si

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

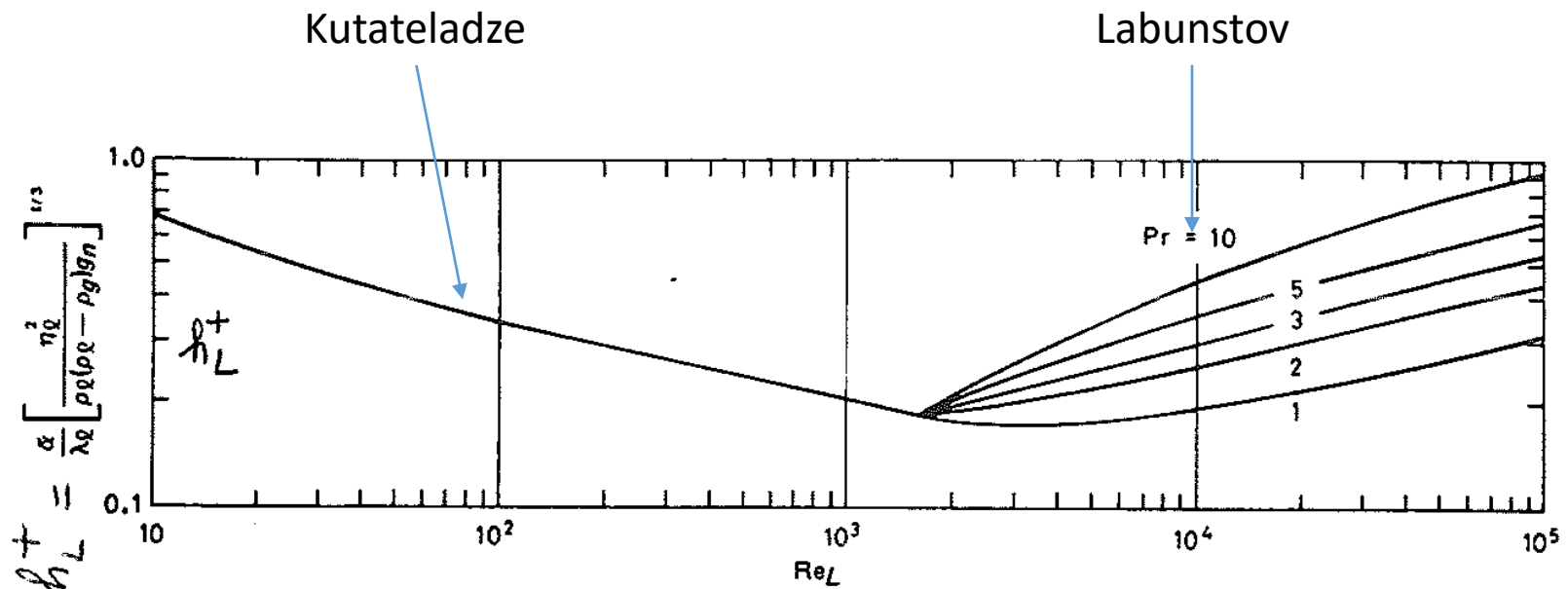
$$h_L^+ = \frac{Re_L}{1,08 Re_L^{1,22} - 5,2}$$

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

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

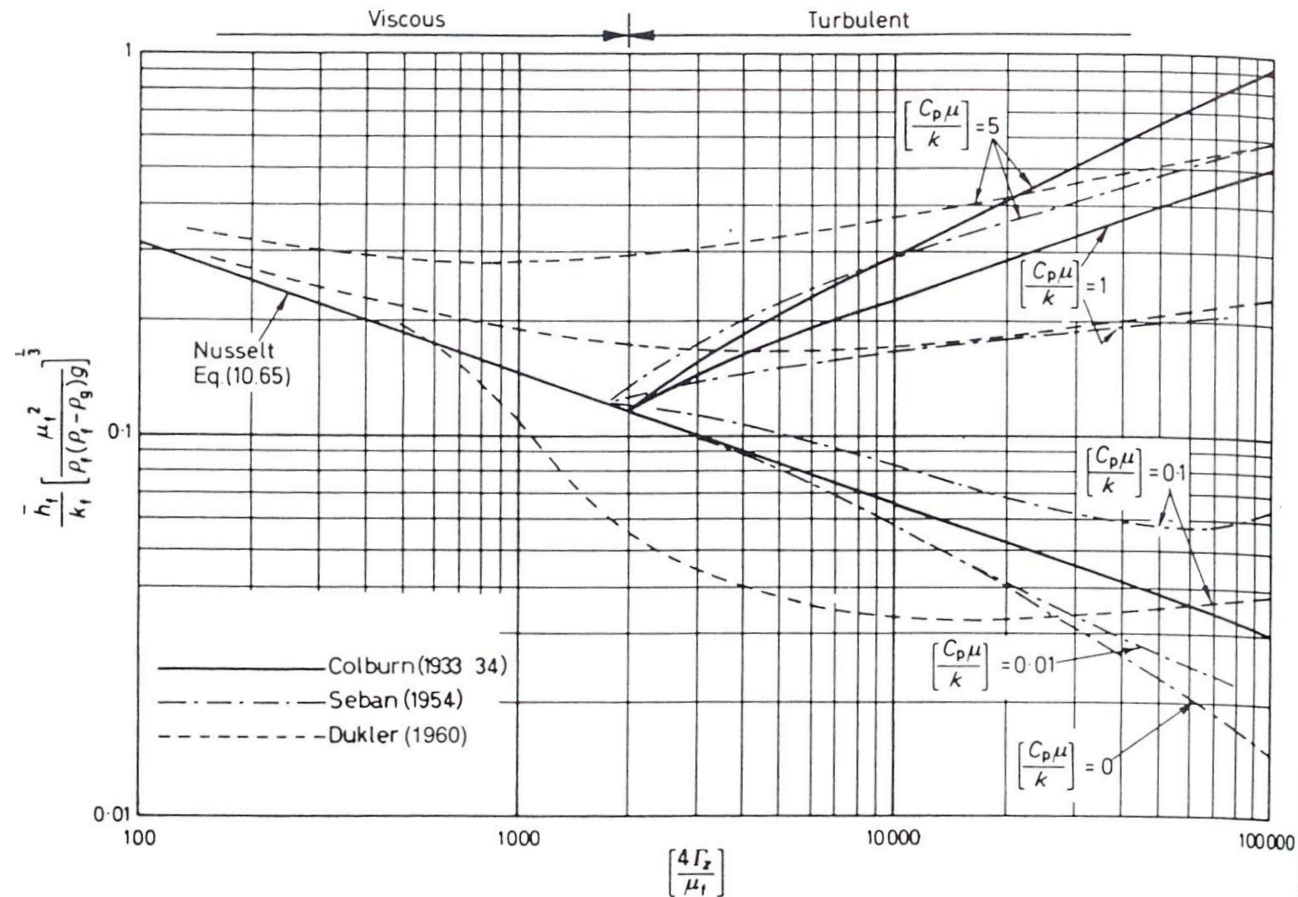
Corrélation en Turbulence

- Ces deux lois sont représentées ci-dessous



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

Courbe expérimentale



Effet de la contrainte tangentielle

- Lorsque la vitesse de la vapeur est importante

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

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

$$Re_c = 50 \text{ si } \tau_i^+ > 9$$

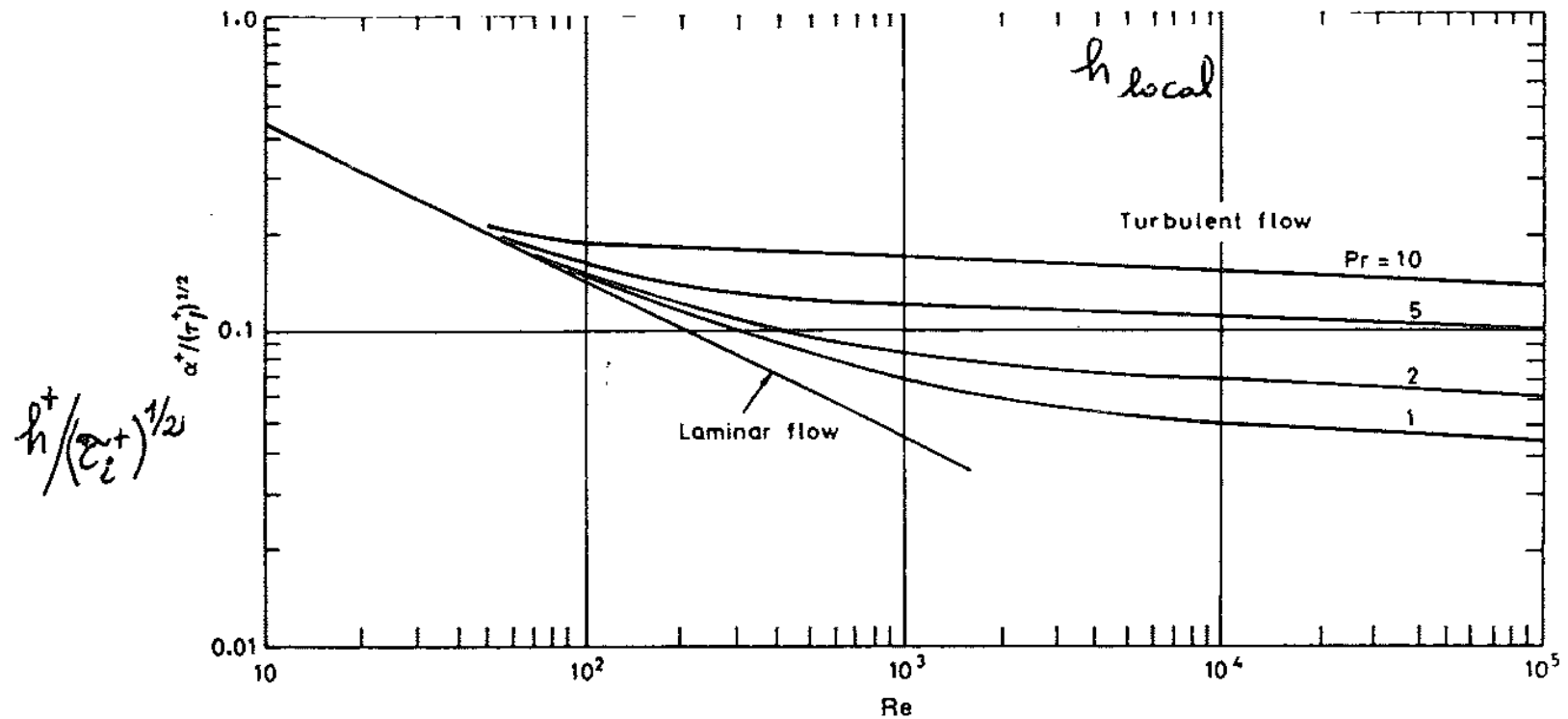
$$\tau_i^+ = \frac{\rho_L \tau_i}{(\rho_L \Delta \rho \mu_L g)^{2/3}}$$

- Les expériences conduisent à

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

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

Shear dominated flow



Calcul de la contrainte tangentielle

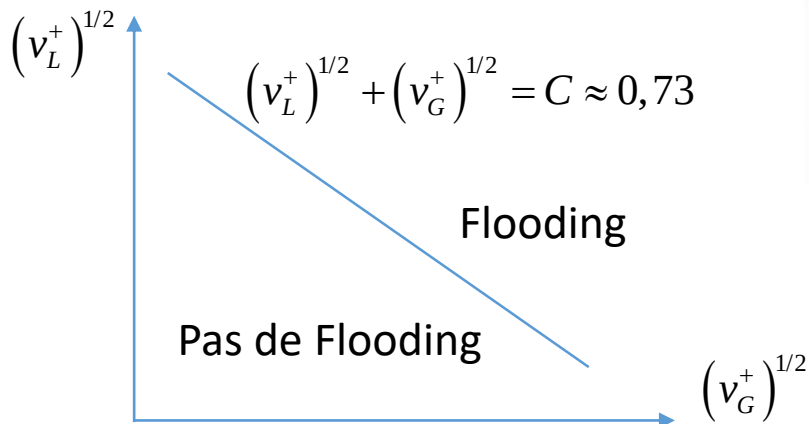
- On suppose
 - Que l'interface du condensat est ... un solide!
 - Cf. théorie de la couche limite

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

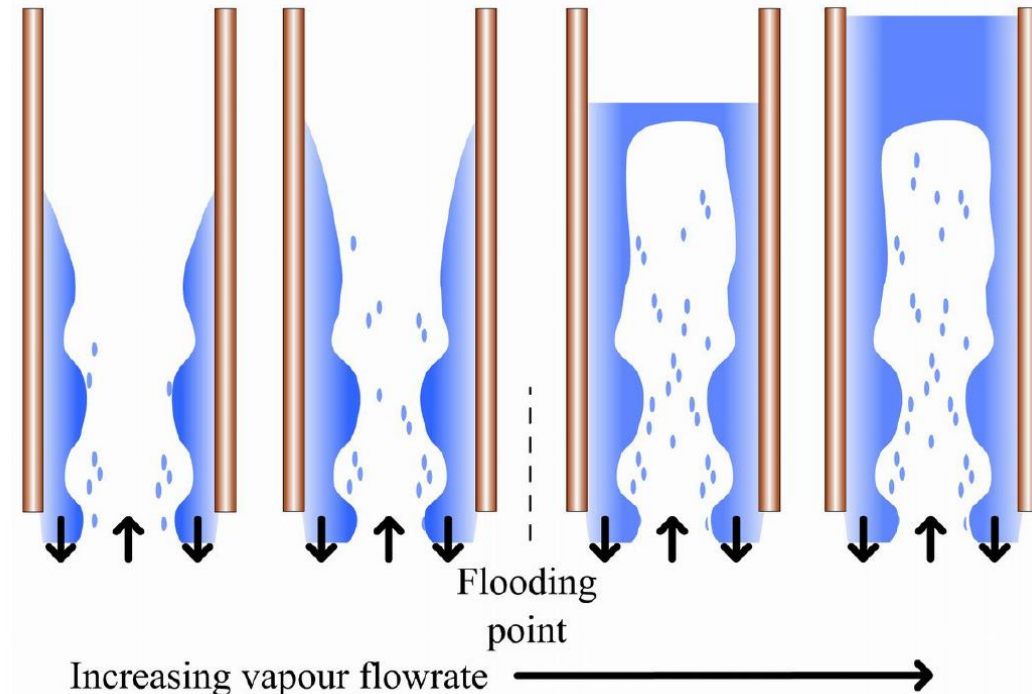
- En fait l'interface est rugueuse...
- Sujet de recherche actuel...
 - GDR CNRS Films cisailés puis Transfert aux interfaces

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



Sacramento & Heggs, 2009



$$v^+ = \frac{v}{\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_L} gD \right)^{1/2}}$$

Modèle de turbulence

- Fermetures turbulentes
 - Coefficients empiriques $\langle u'v' \rangle \approx \rho \nu_t \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$ $\langle T'v' \rangle \approx D_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}$
- 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

Modèle simple de turbulence (1)

- Bilan de QDM d'une section de fluide

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

- Coefficient de frottement

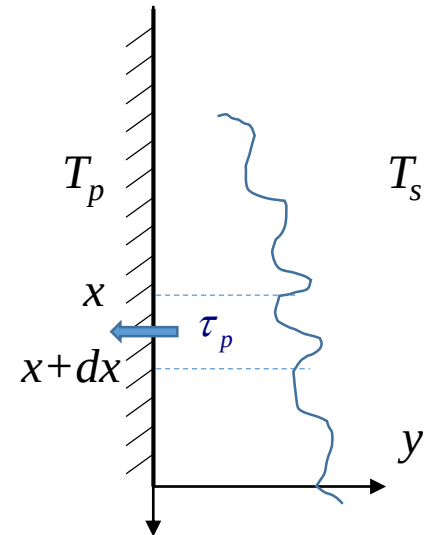
$$\tau_p = C_f \frac{1}{2} \rho_L \bar{u}^2 \quad \rho_L \bar{u} = \frac{\dot{M}}{\delta} \quad \delta = \left(C_f \frac{1}{2} \frac{\dot{M}^2}{\rho_L \Delta\rho g} \right)^{1/3}$$

- donne

- Coefficient de transfert de chaleur

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

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



Modèle simple de turbulence (2)

- Couche limite sur une plaque plane

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

- Ce qui donne

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

- Colburn utilise $k=0,053$, $m=5$, $n=2/3$
- Ce qui donne usuellement
 - Chilton-Colburn $Nu = 0,023 \cdot \operatorname{Pr}^{1/3} \cdot \operatorname{Re}^{0,8}$
- Ici (Colburn, 1834)

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

Modèle simple de turbulence (3)

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

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

- Colburn a effectué les calculs de la manière suivante

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

- Ce qui conduit à

$$h_L^+ = \frac{\text{Re}_L}{12800 + 22 \text{Pr}_L^{-1/3} (\text{Re}_L^{0,8} - 364)}$$

- Proche formellement du résultat de Labunstov

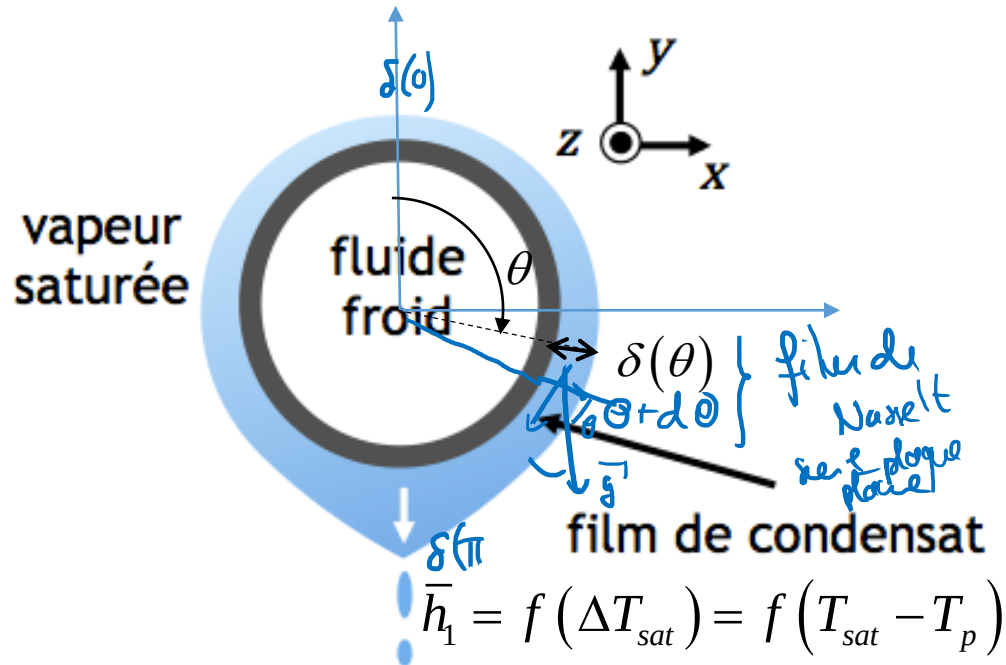
Condensation sur tubes horizontaux (1)

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

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

- On obtient au final

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

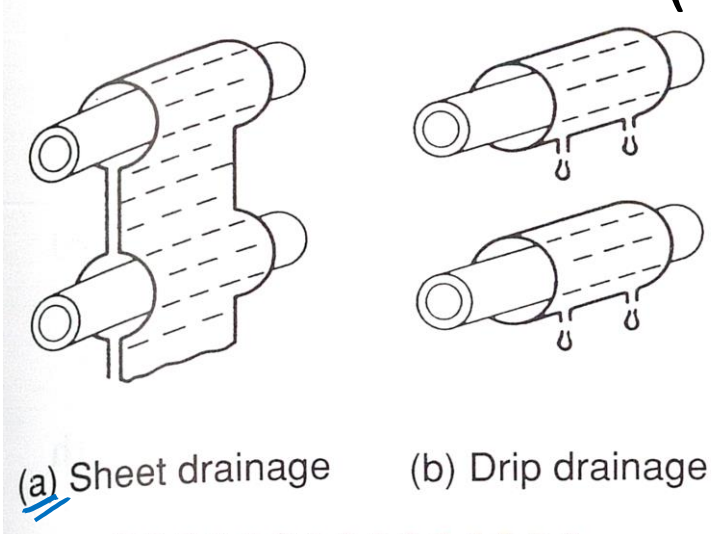


Condensation externe

*h de condensation sur le 1er tube
(on $T_{h1} \leftarrow 1^{re}$ estimation $T_{h1} \leftarrow 2^{ieme}$ estimation)*

Condensation sur tubes horizontaux (2)

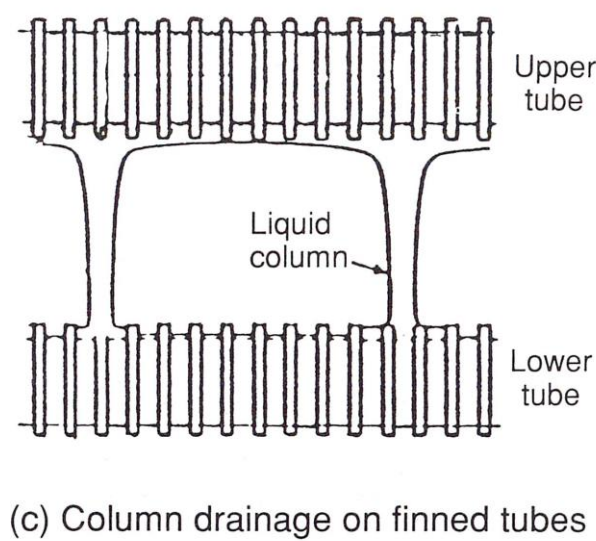
- On a équivalence entre
 - Un film vertical de longueur L
 - Un cylindre de diamètre $D=L/2,82$ $L = 2,82D$
 - On peut donc traiter le cas (a)
 - Ce qui donne (Jakob)



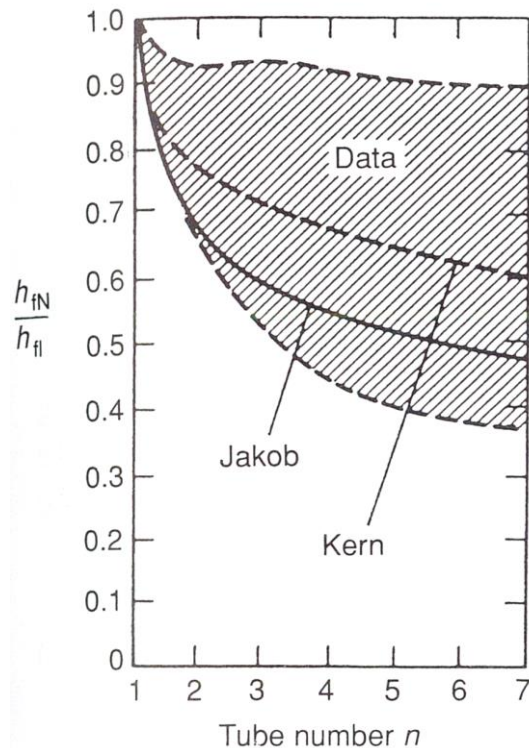
- la moyenne
des valeurs
sur les surfaces
de N tubes
- Soit $\bar{h}_N = \bar{h}_1 N^{-1/4}$ Jakob
 - Kern (1958) $\bar{h}_N = \bar{h}_1 N^{-1/6}$ cf. D.T. au B.E.
 - Les cas (b) et (c) entraînent des perturbations
 - N grand, pour le $N^{\text{ième}}$ tube

$$h_N = \bar{h}_1 \left(N^{5/6} - (N-1)^{5/6} \right)$$

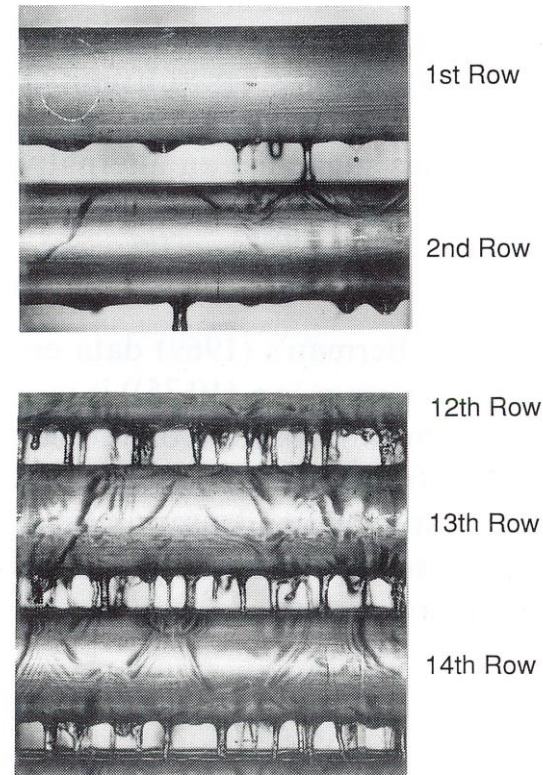
$$h_N = \frac{5}{6} \bar{h}_1 N^{-1/6}$$



Condensation sur tubes horizontaux (3)

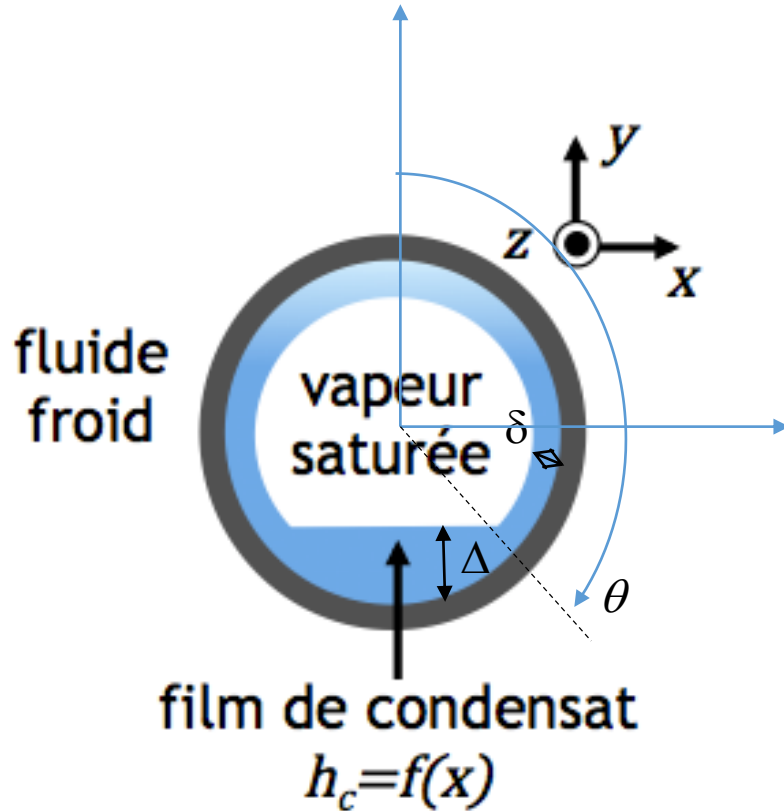


(d) Range of data



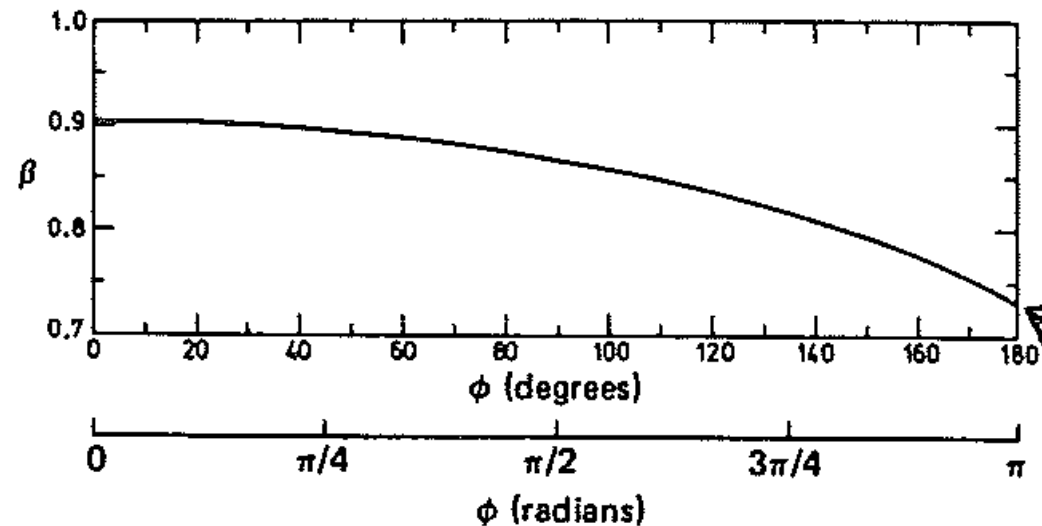
(e) Actual (Photograph courtesy of Prof. H. Honda)

Condensation à l'intérieur de tubes (1)



- Au dessus
 - Condensation en film

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



Condensation interne

Condensation à l'intérieur de tubes (2)

- En dessous: Zone stratifiée

- Pas de modèle

- Loi de mélange

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

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

- On a donc

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

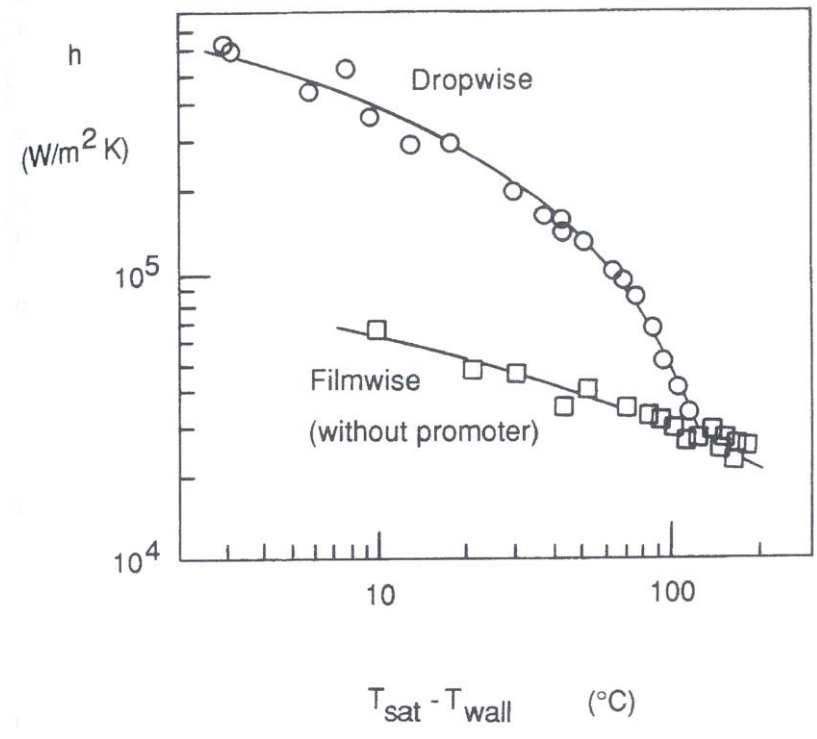
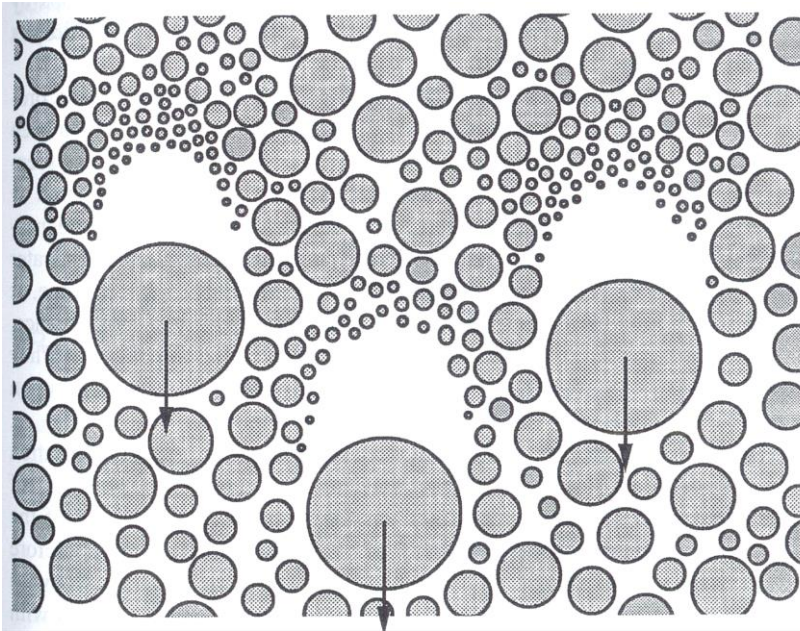
- Avec $\Omega = \frac{\beta \theta}{\pi} \simeq 0,728 \alpha^{3/4}$ (Jaster & Koski, 1976)

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

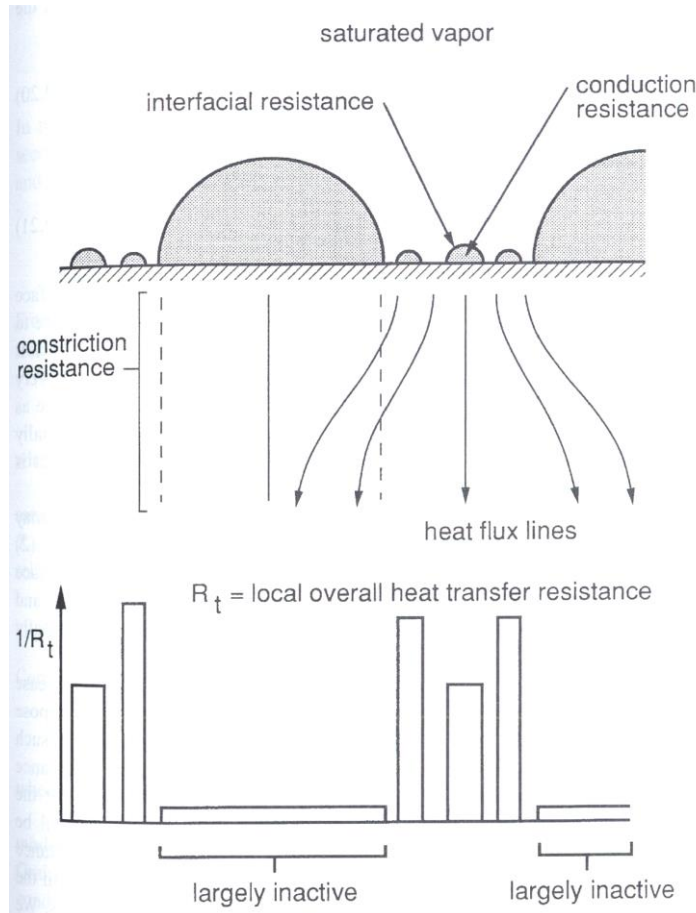
Condensation en gouttelettes

- 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

Augmentation des transferts



Mécanisme



- 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)

$$Nu = 1,46.10^{-6} \left(Re^* \right)^{-1,63} \Pi_k^{1,16} Pr_L^{0,5}$$

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

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

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

- Rose *et al.*, (1999)

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

Angle de contact goutte d'eau/surface

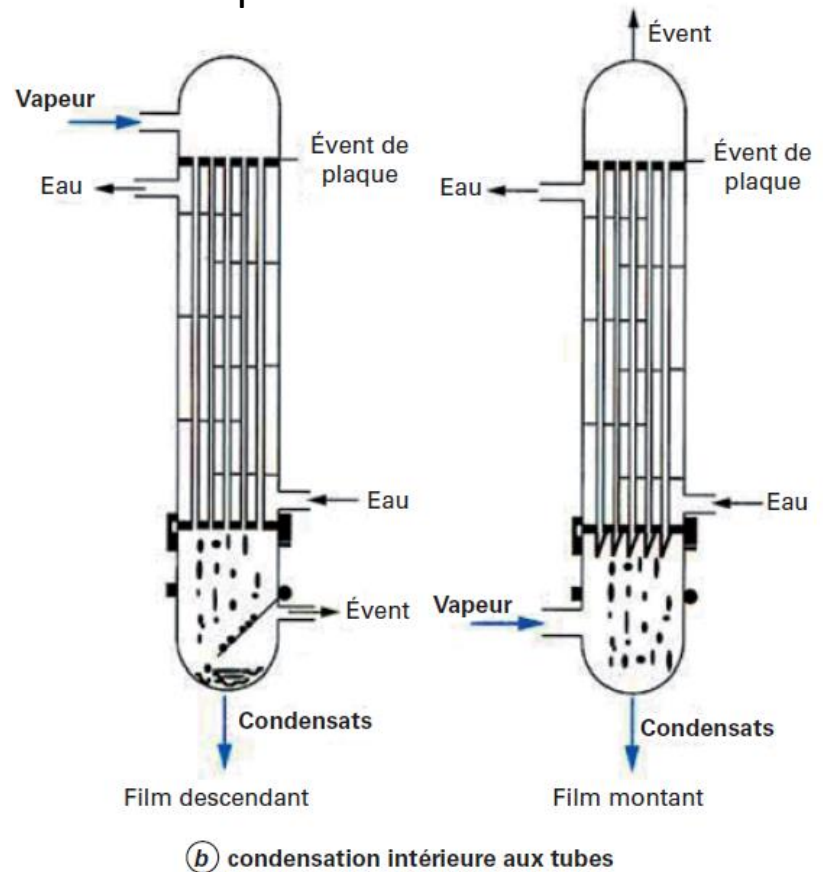
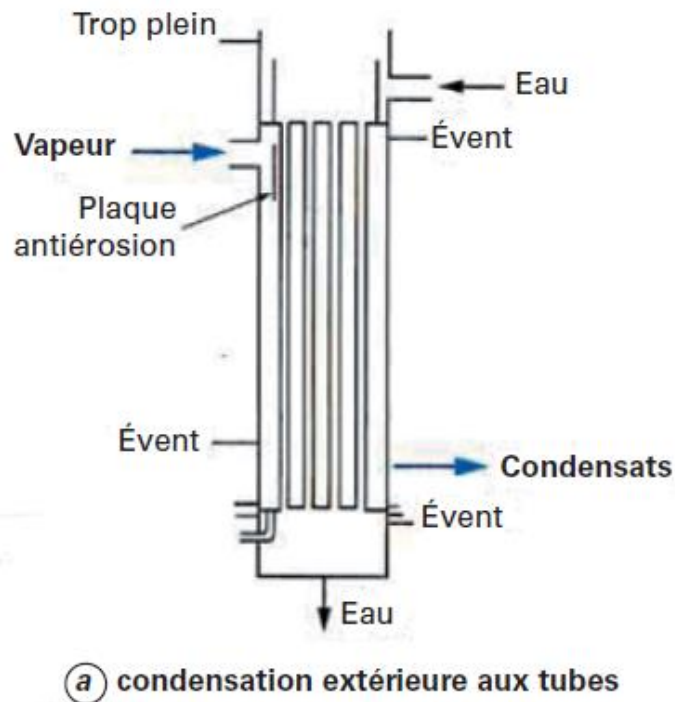
Surface de contact	Angle (°)
Inox 18/8	0
Cu-Ni 70/30	0
Nickel	5
Titane	21
Chrome	46
Au sur Cu-Ni, mat, poli	60
Au sur Cu-Ni, sablé, brut	70
Polyparaxylène	68
PTFE	85
$C_8F_{17}C_2H_4COOH$	98
$(C_8F_{17}C_2H_4S)_2$	108
$(C_6F_{13}C_2H_4S)_2$	130

Technologie

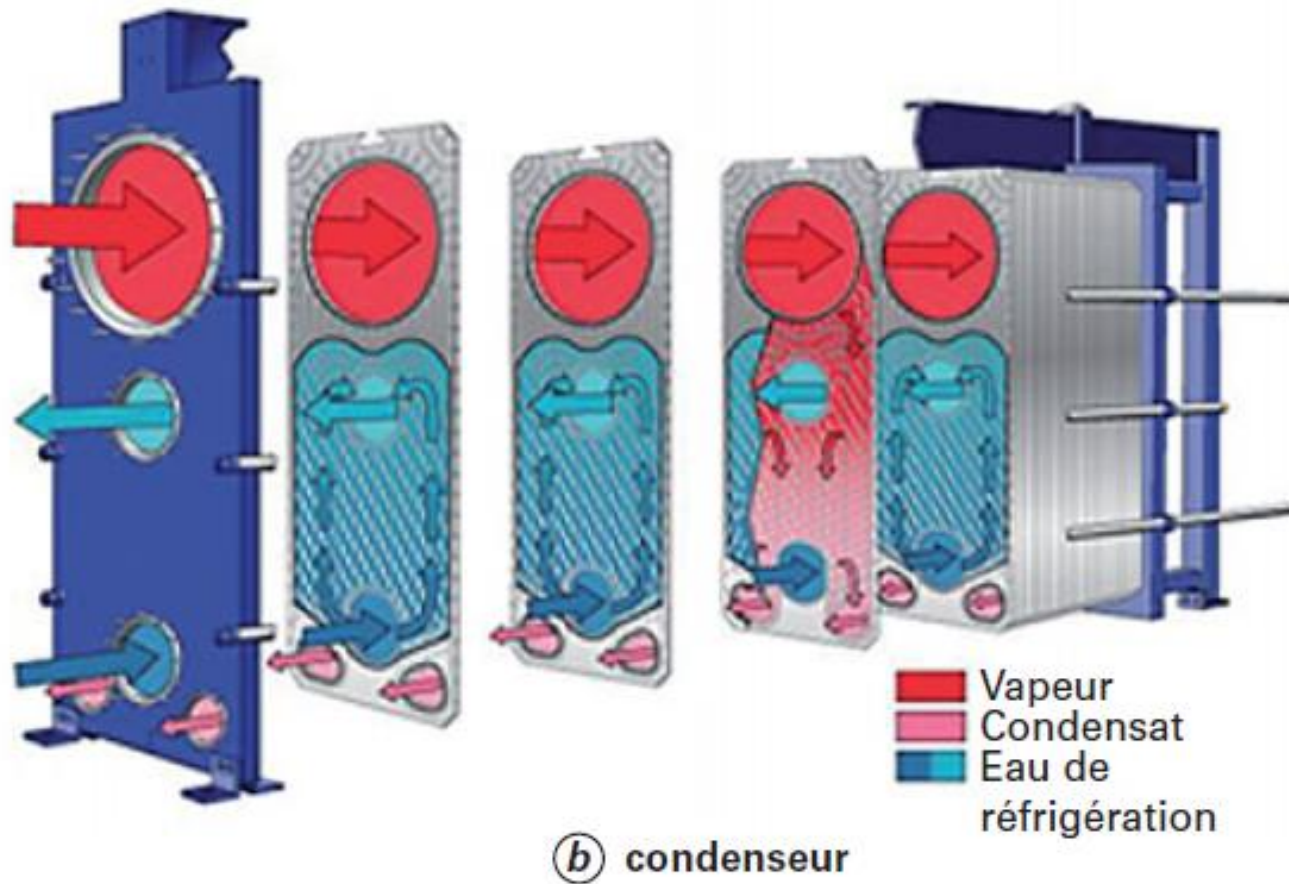
Des condenseurs

Condenseur à tubes verticaux

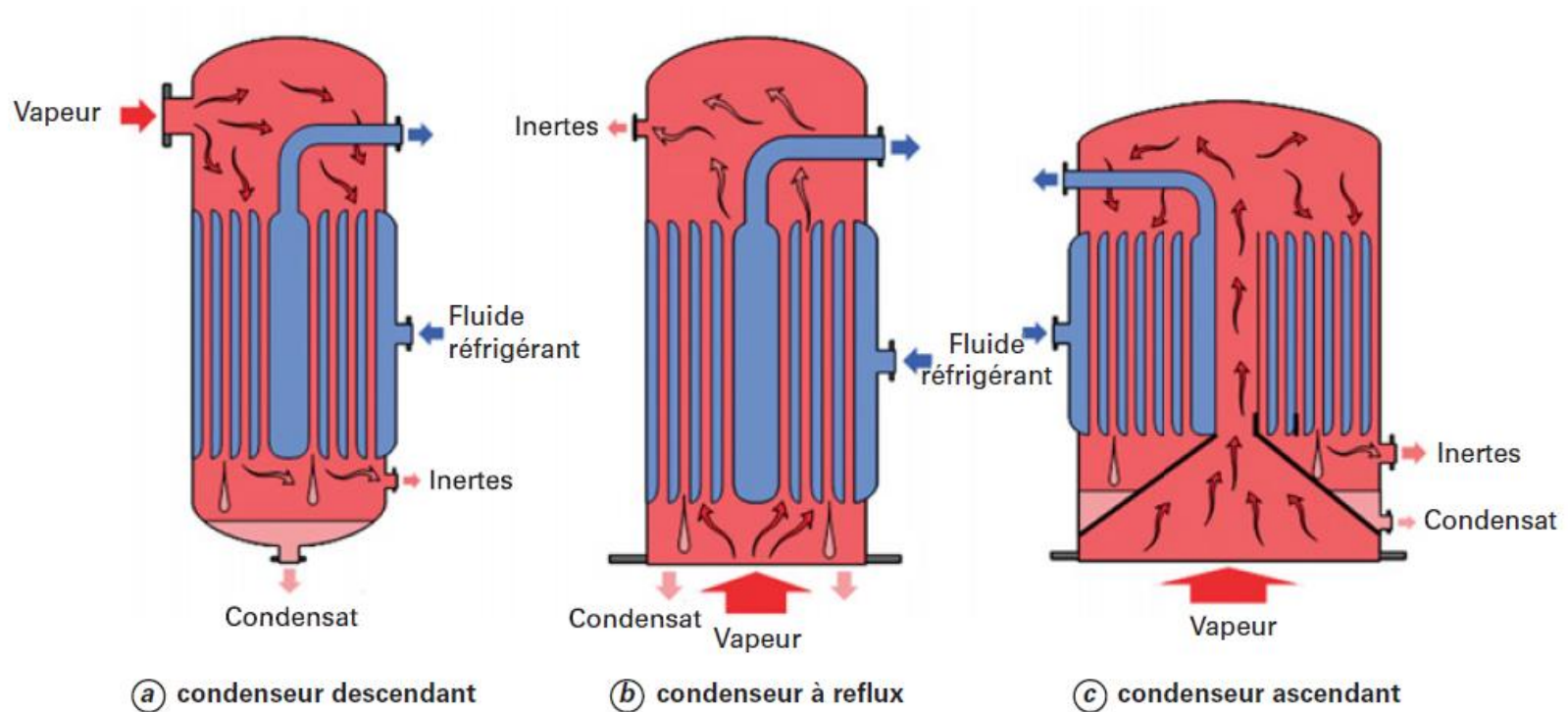
Le dimensionnement est très proche des méthode adaptée aux parois verticales (Le film est fin)



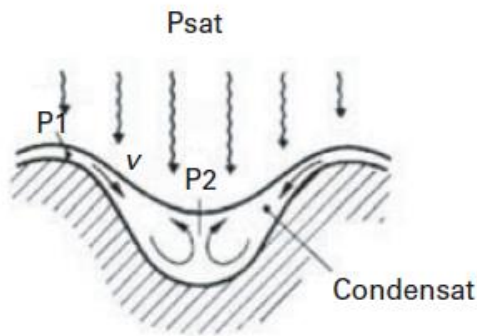
Condenseur à plaques et joints



Condenseurs spiralés



Intensification de la condensation



p pression
 p_{sat} pression de saturation
 v vitesse de fluide

$$p_2 < p_{\text{sat}} < p_1$$

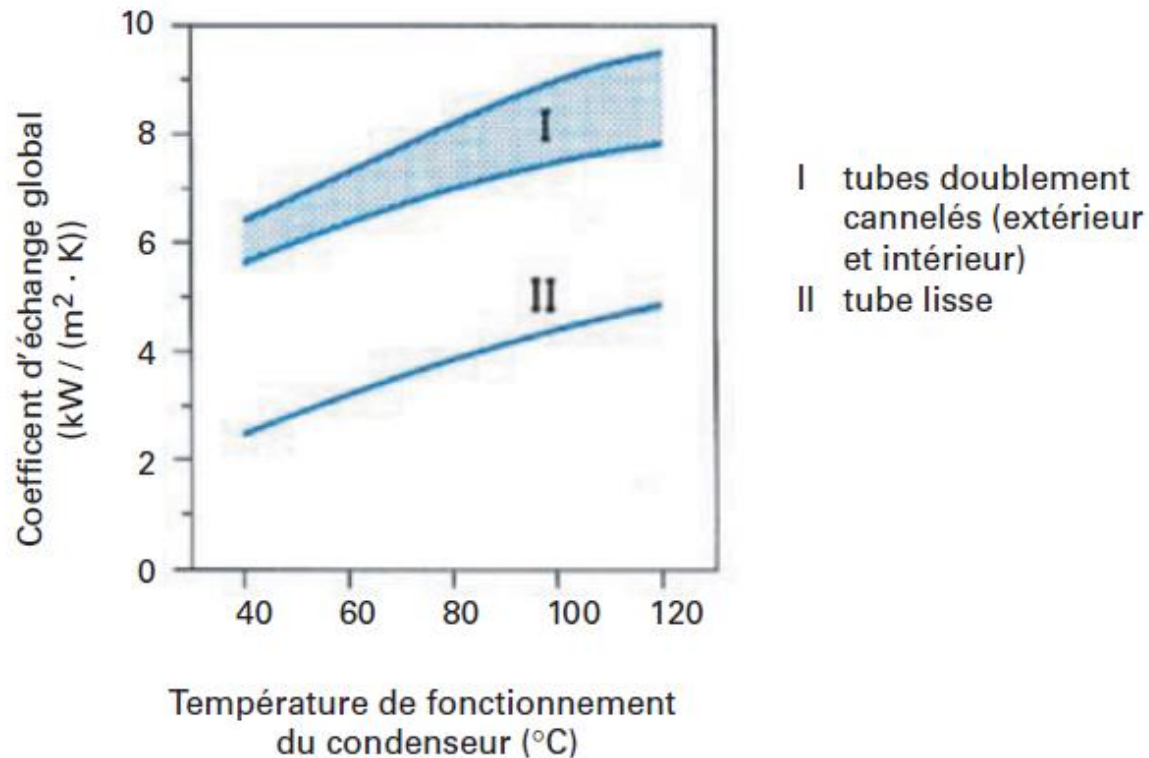
(a) drainage du condensat en fond de cannelure



(b) tubes cannelés

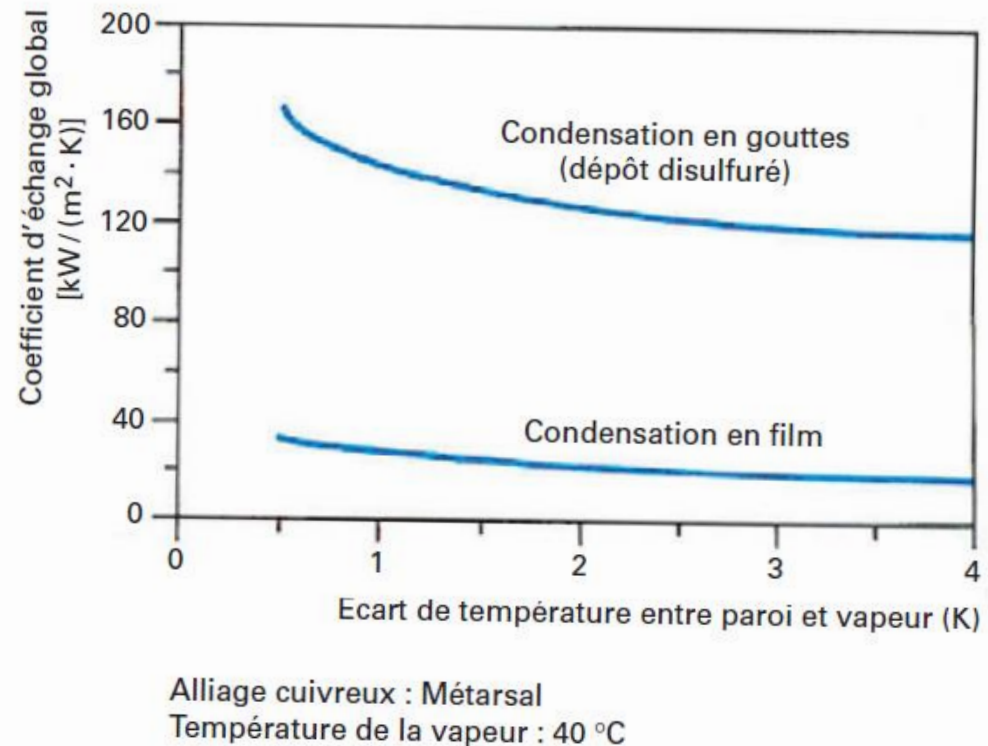
Tubes cannelés

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



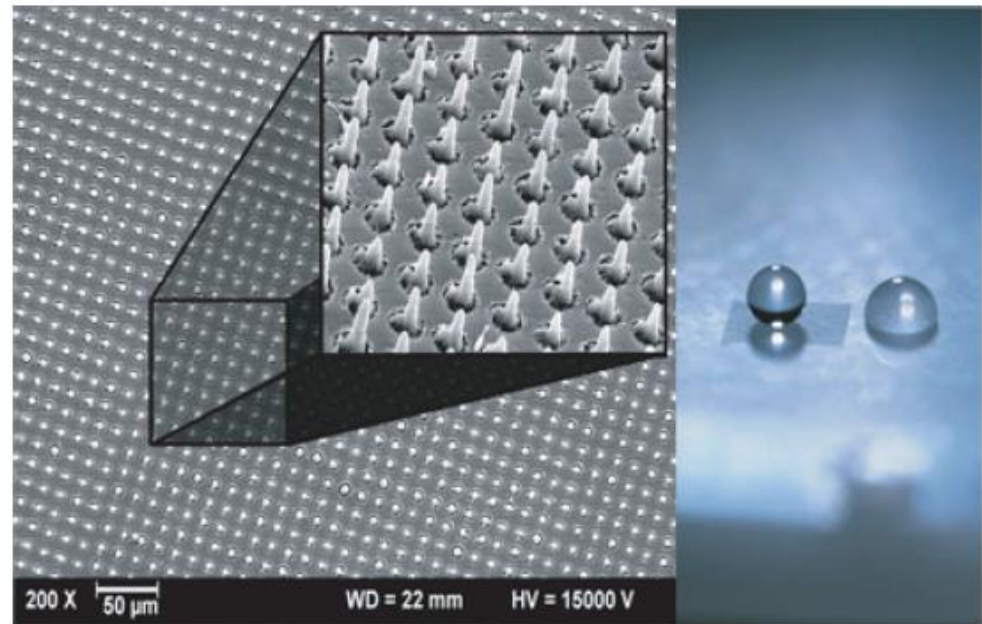
Traitement de surface

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



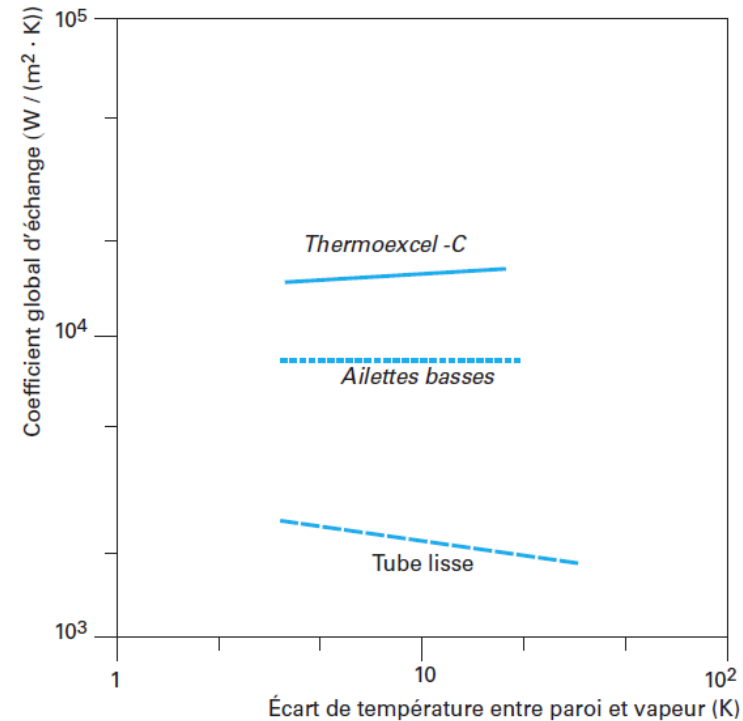
Surfaces nano-structurées

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

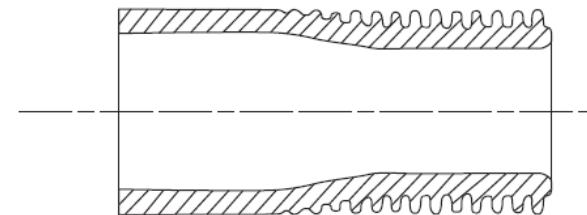


Ailettes basses

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



(a) coefficient d'échange global en fonction de l'écart de température entre la paroi et la vapeur pour la condensation de R113 à l'extérieur de différents tubes horizontaux améliorés

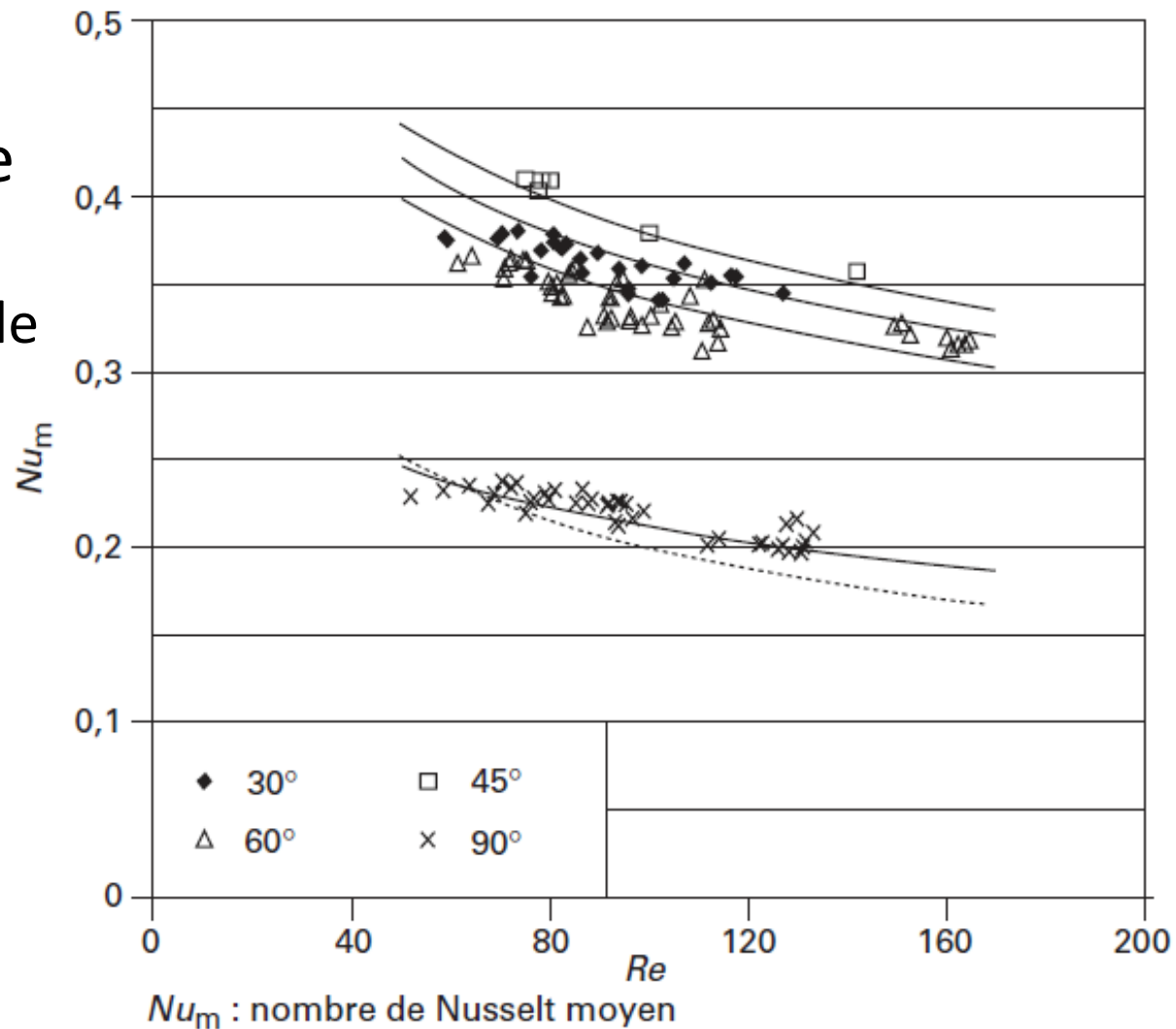


Mesures faites à la pression atmosphérique
Circulation d'eau liquide à l'intérieur du tube

(b) coupe de l'extrémité d'un tube à ailettes basses, permettant l'insertion dans les plaques tubulaires

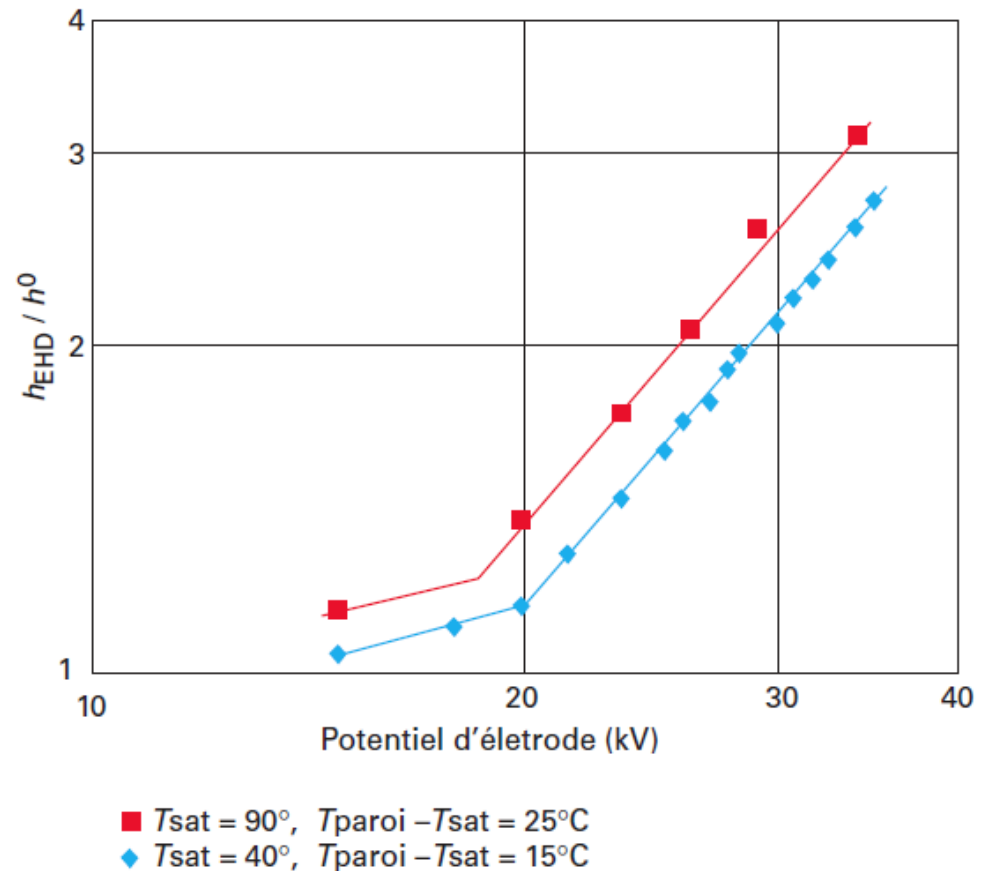
Inclinaison du tube

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



Champ électrique

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



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
 - En effet, les fluides utilisés ne sont pas nécessairement des corps purs
 - Propriétés colligatives
 - Thermodynamique des mélanges

Evaporation/Ebullition

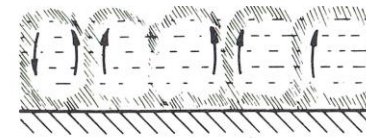
Ebullition statique ou « pool boiling »

Ebullition convective

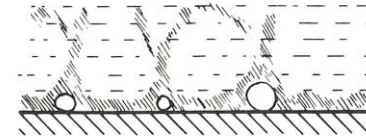
Ebullition statique

« a.k.a. Pool Boiling »

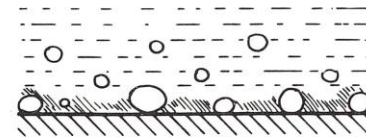
- Régimes d'ébullition
 - Ébullition stagnante
 - Ébullition nucléée
 - Bulles séparées
 - Colonnes continues
 - Régime de transition
 - Ébullition en film pelliculaire stable
- Deux cas
 - $T_L = T_{sat}$
 - Ébullition saturée
 - $T_L < T_{sat}$
 - Ébullition sous-refroidie



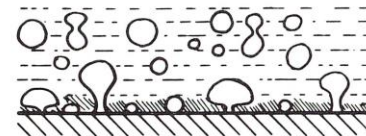
AB Natural convection



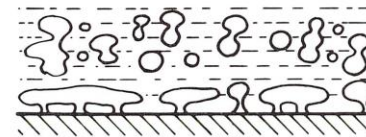
ONB Onset of nucleate boiling



B' Nucleate boiling low heat fluxes



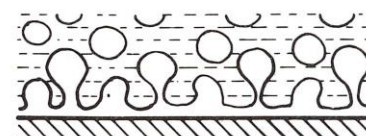
C Nucleate boiling high heat fluxes



CHF Critical heat flux



DE Transition boiling



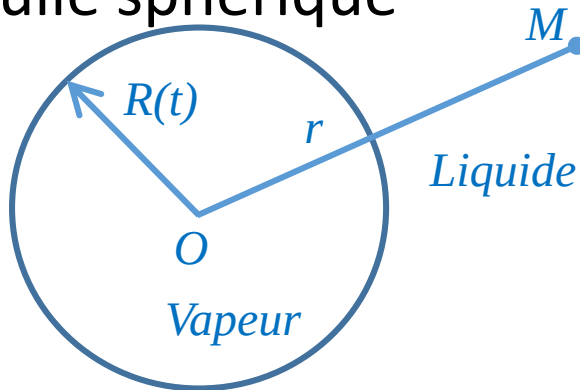
EF Film boiling

Proximité de flux

← formation d'un film de vapeur
↓ isolant
 $\phi \downarrow$
"vapor lock"
→ Turbulent
→ $\phi \uparrow$

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

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

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

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

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

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: $R = R_c \left(1 + \frac{5}{2} \frac{\dot{R}_0}{R_c} t \right)^{2/5} \simeq R_c + \dot{R}_0 t$

- Ensuite

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

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

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

Ordre de grandeur

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

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

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

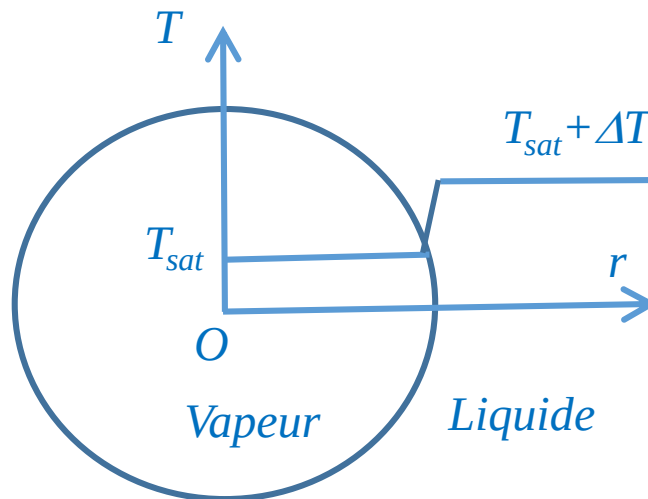
$$\dot{R} = \left(\frac{2}{3} \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{L_v \Delta T}{T_{sat}} \right)^{1/2} \simeq 4,92 \text{ m / s}$$

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

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

• Ebullition

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



• Equation de l'énergie

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

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

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

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

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

• En introduisant

$$\theta = (T - T_{sat}) / \Delta T$$

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

$$\theta(r, 0) = 1$$

$$\theta(R, t) = 0$$

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

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

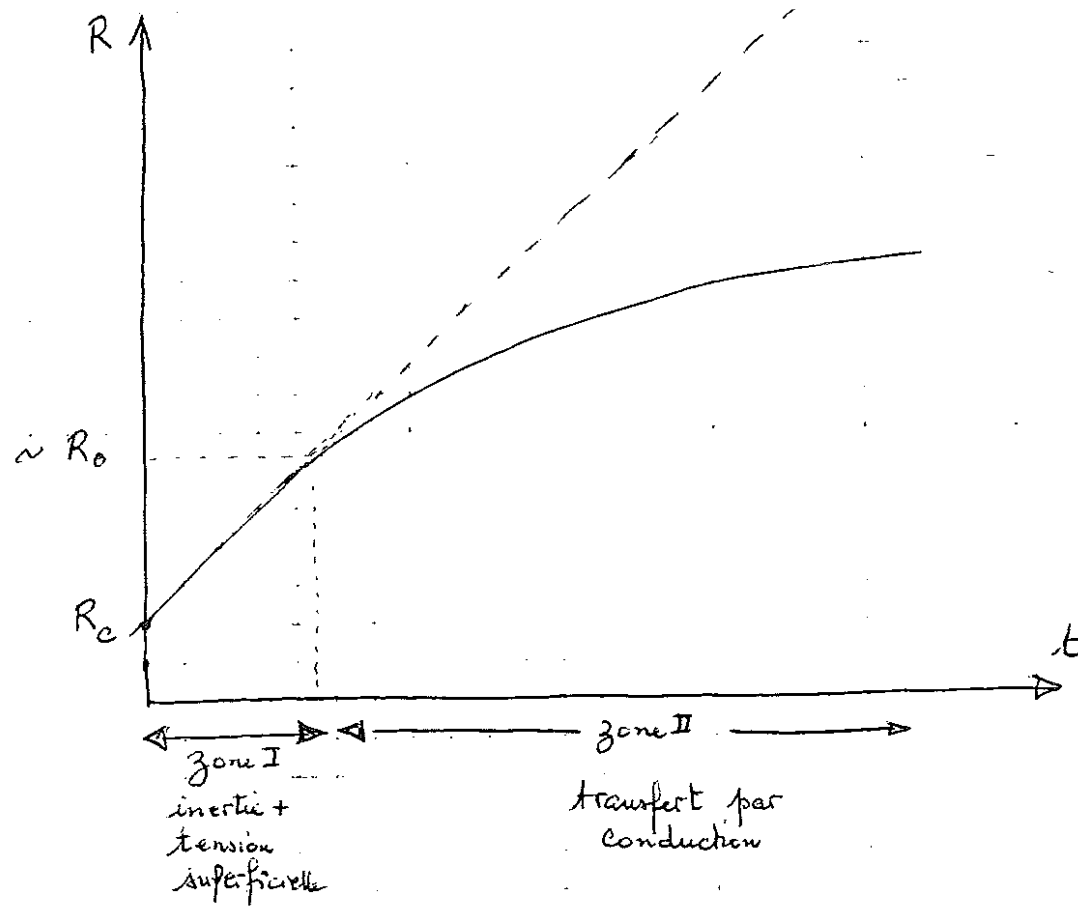
$$\frac{Ja \sqrt{D_L}}{\sqrt{\pi}} \frac{dt}{\sqrt{t}} = \frac{dR}{R}$$

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

- Pour t petit (mais pas trop)

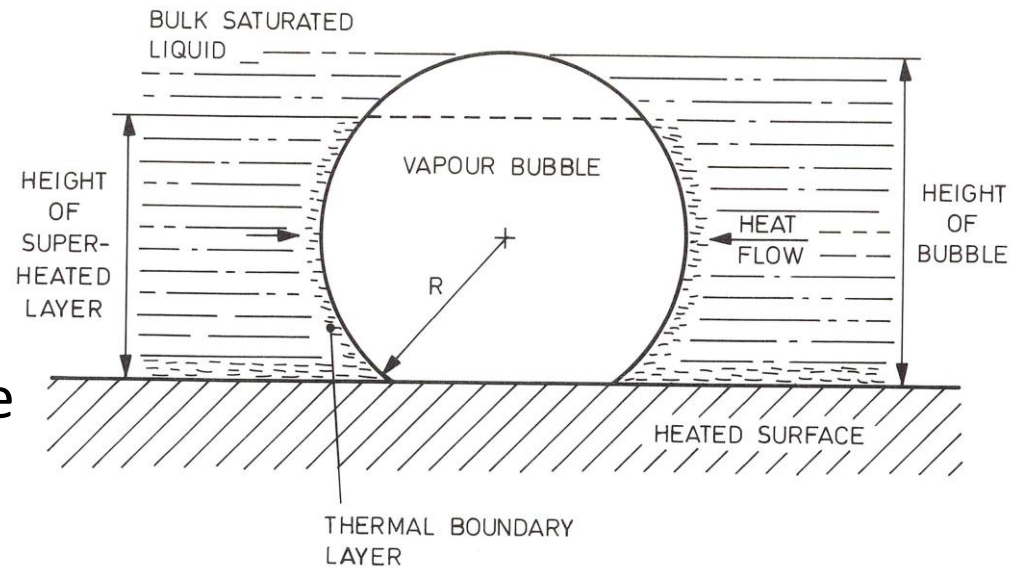
$$R - R_0 = 2Ja \left(\frac{D_L t}{\pi} \right)^{1/2}$$

Au final



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



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

Paroi: diamètre de bulle au détachement

- Hyp: la bulle se décroche lorsque

$$F_{\text{Archimède}} \geq F_{z,\text{surface}}$$

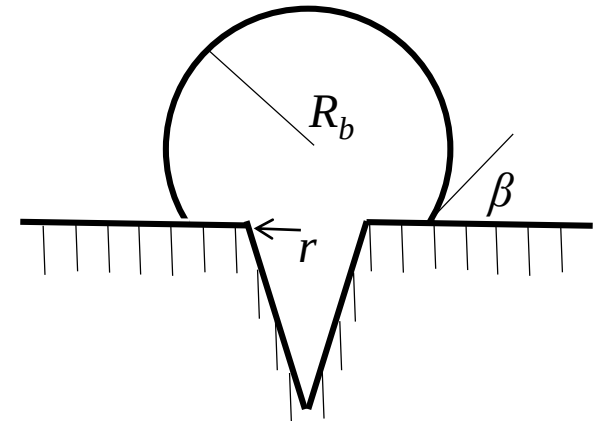
$$(\rho_L - \rho_G) g \left(\frac{4\pi}{3} - \frac{1}{2}\beta + \frac{1}{4}\sin 2\beta \right) R_b^3 \geq \sigma 2\pi R_b \sin^2 \beta$$

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

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

- Cependant, expérimentalement

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



- Valable si $p/p_c < 0,2$
 - Sinon (Cole et Rohsenow)

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

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

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

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

Fréquence de décrochage des bulles

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

$$D_b \approx V_b t_p$$

- Si $t_c \ll t_p$

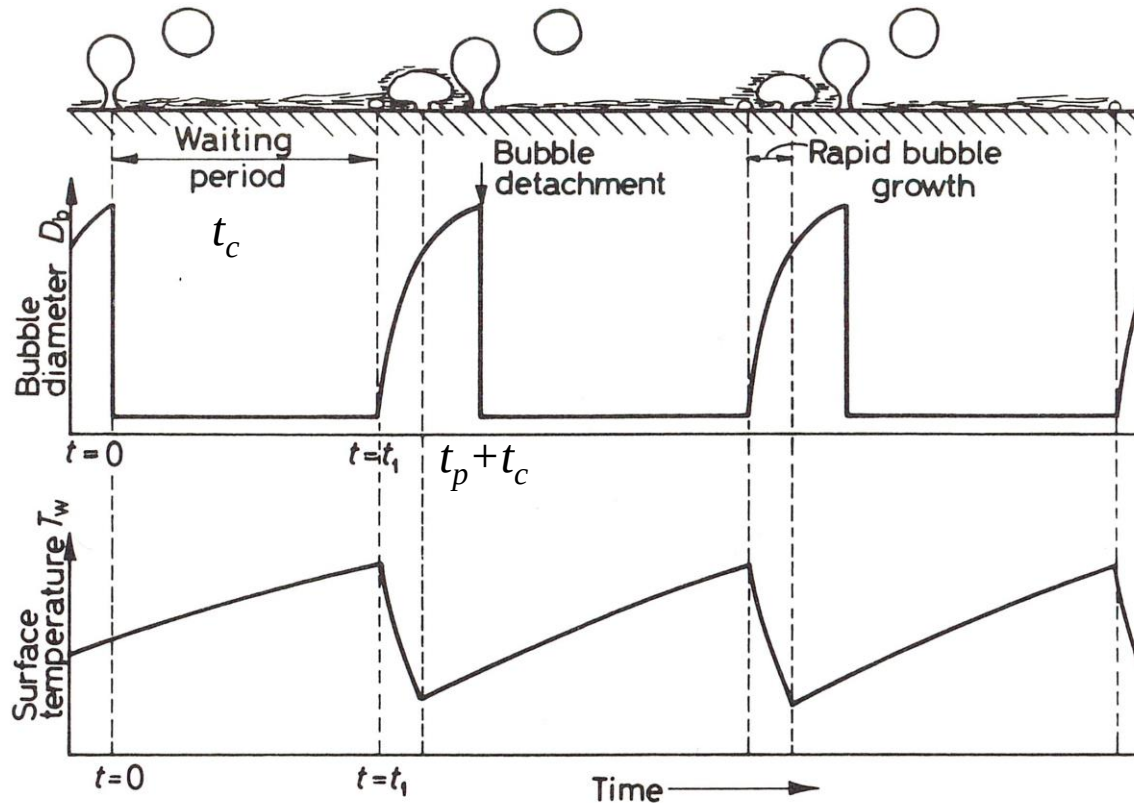
$$D_b f_b \approx \frac{t_p}{t_p + t_c} V_b \approx V_b$$

- Expérimentalement

- Jakob (1958)

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

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



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

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

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

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

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

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)

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

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

- 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)

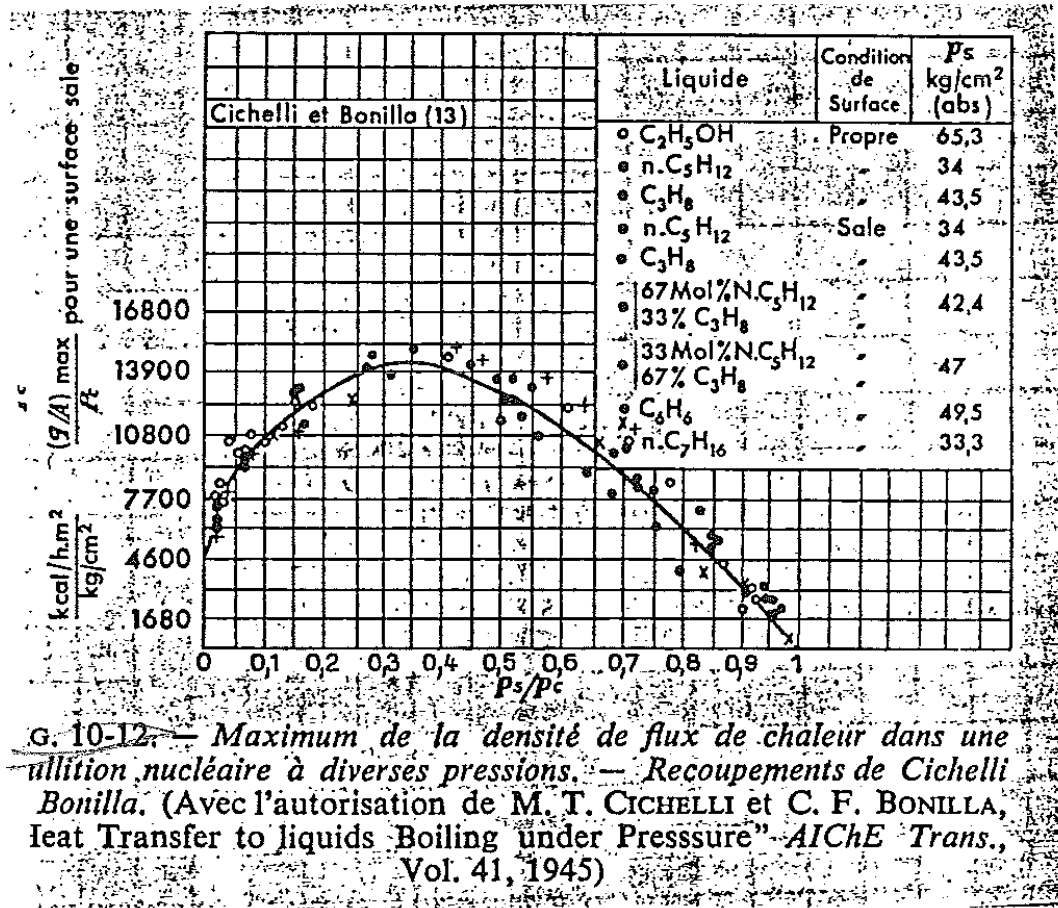
- Liquide sous-refroidi
 - Augmentation du flux-critique

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

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

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

Flux critique



Ébullition transitoire et pelliculaire

- Ebullition transitoire
 - Peu étudiée
 - Nécessite de contrôler la température de surface
- Ebullition pelliculaire
 - Bulle de la taille de l'instabilité de Rayleigh-Taylor

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

- Ébullition en film laminaire sur des tubes horizontaux Bromley (1950)

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

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

Ebullition convective

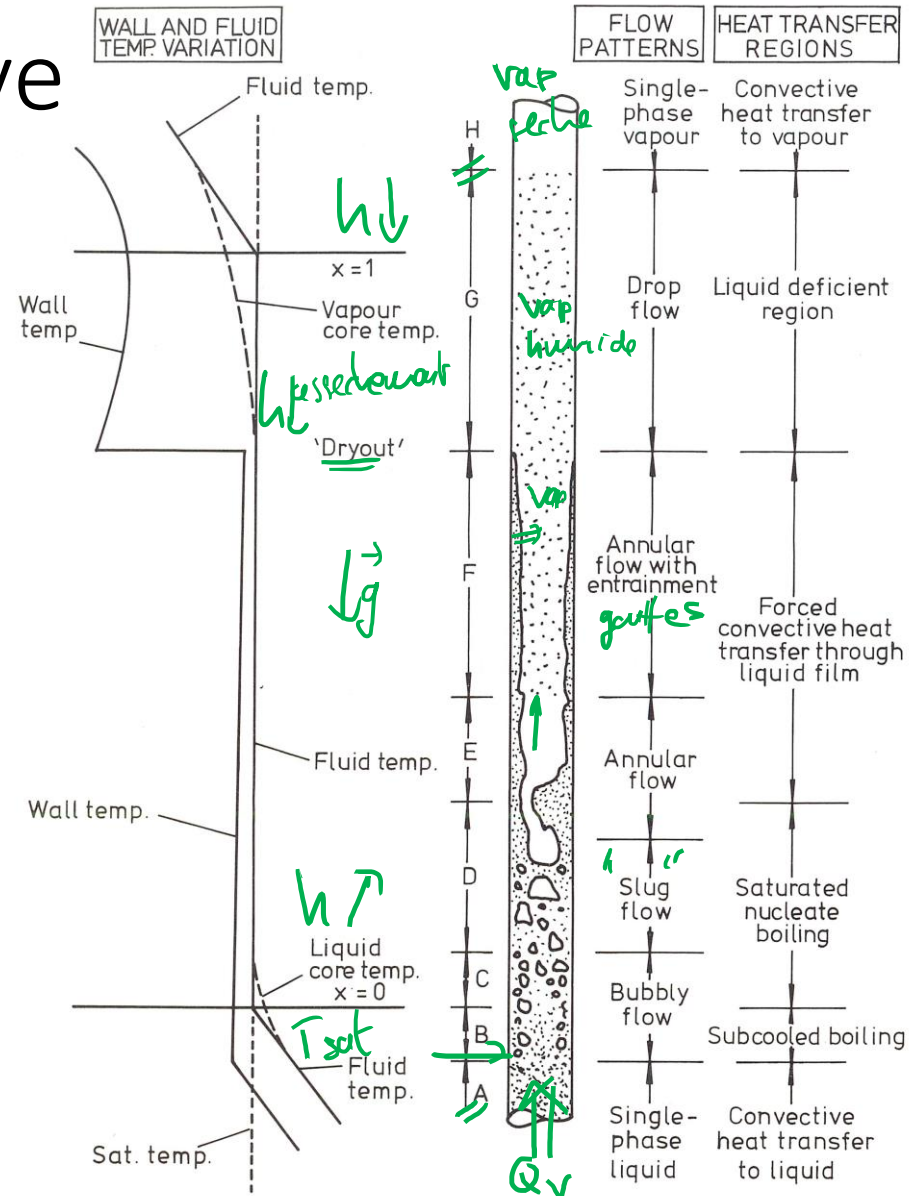
- Les différentes phases de l'ébullition

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

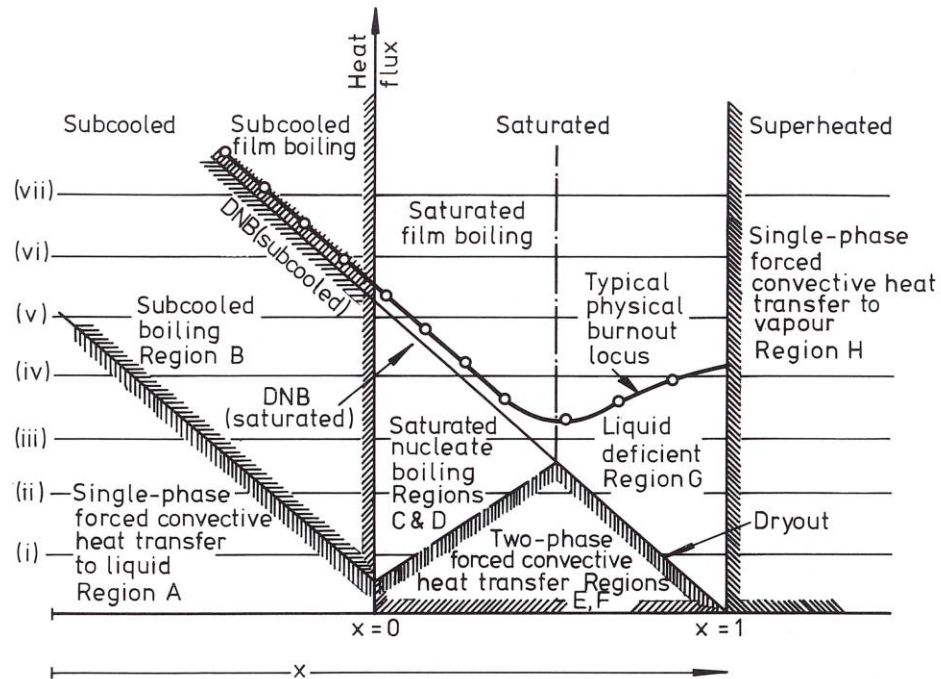
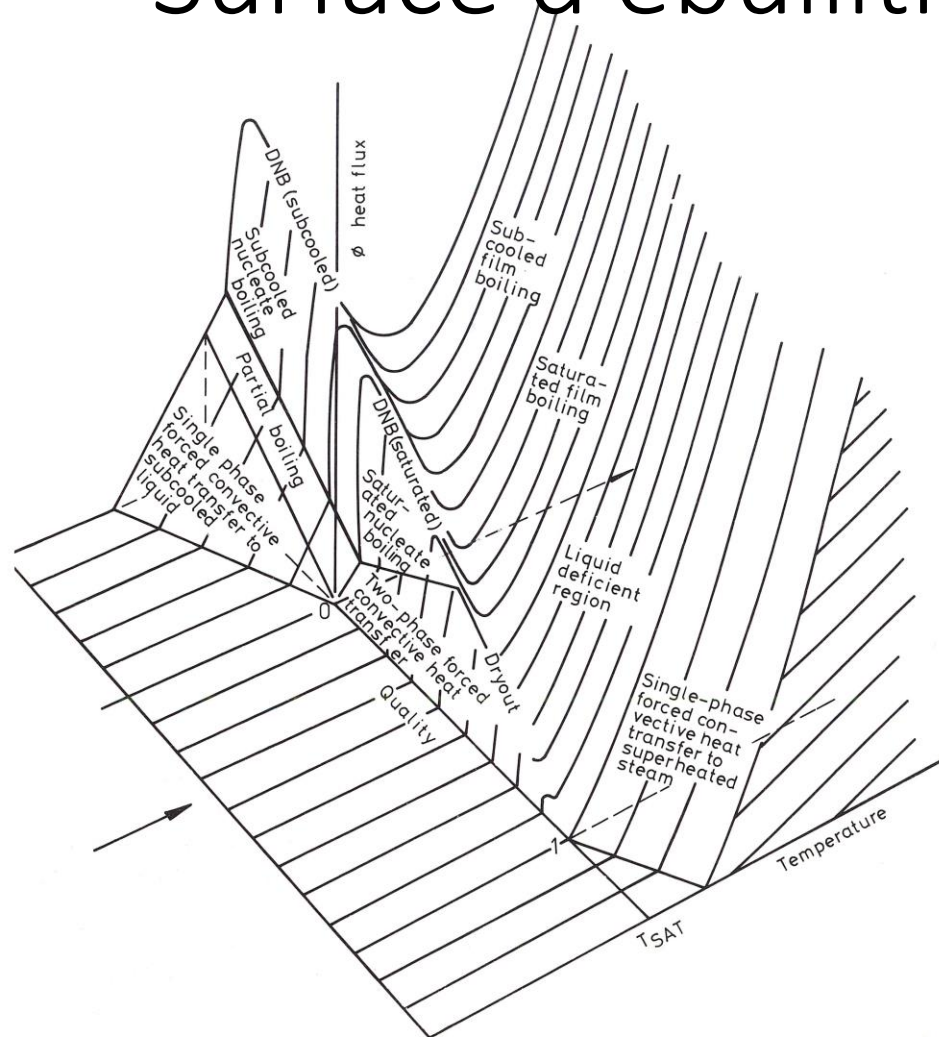
$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$$

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

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



Surface d'ébullition convective



Ébullition sous-refroidie

- Section A et B

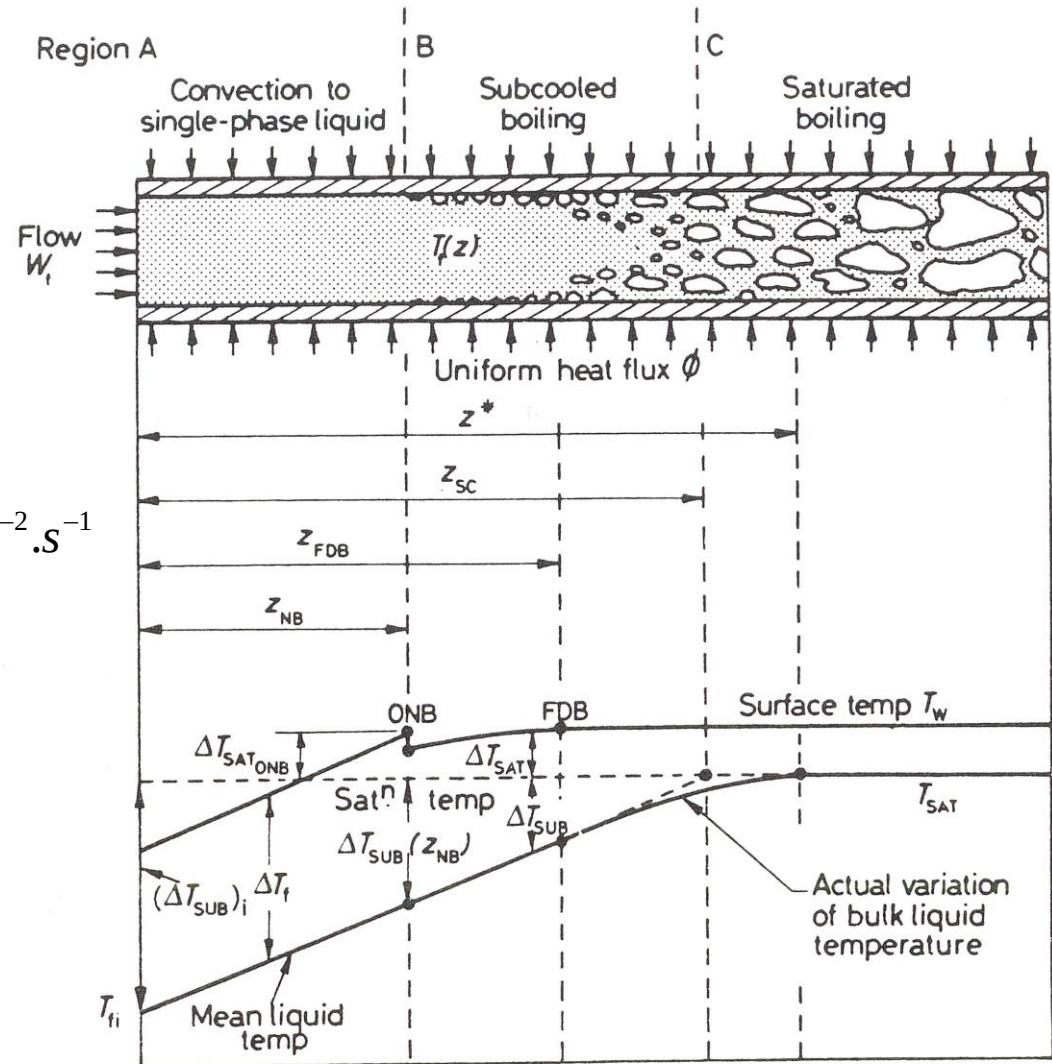
$$\phi \pi D z = \dot{m}_L C_{P,L} (T_L(z) - T_L(0))$$

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

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

- Section C

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



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

$$z_{NB} = \frac{GC_{P,L}D}{4} \left(\frac{\Delta T_{sub} + (\Delta T_{sat})_{ONB}}{\phi} - \frac{1}{h} \right) \quad \text{mais } (\Delta T_{sat})_{ONB} = f(\phi)$$

Passage du transfert par convection à l'ébullition nucléée

- Impossible de nucléer si

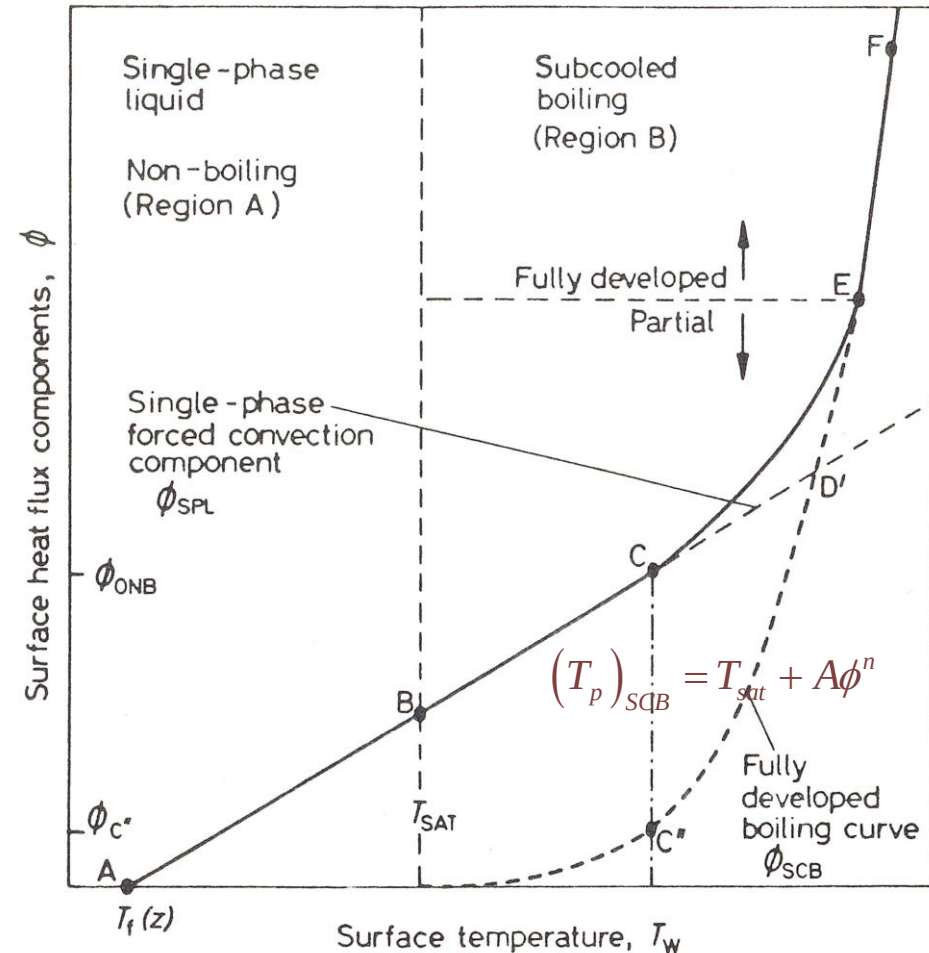
$$T_{sat} \leq T_p \quad \Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$$

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

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

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

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



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

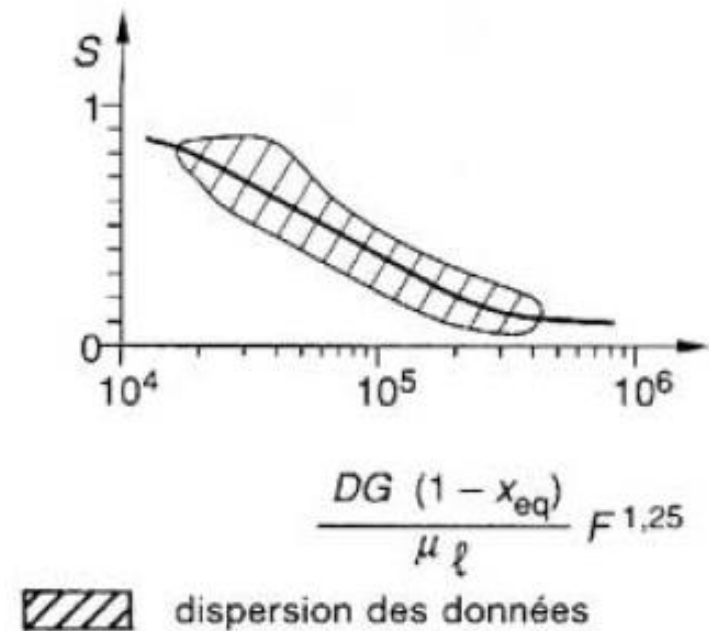
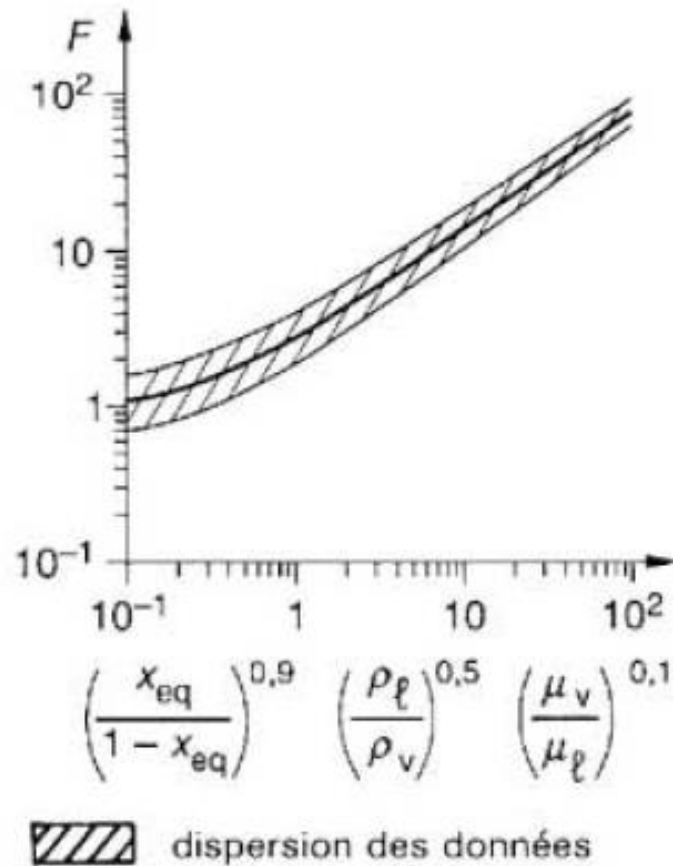
- Un modèle simple
$$h_c = 0.023 \text{Re}_{loc}^{0.8} \text{Pr}_{loc}^{0.4} \frac{\lambda_{loc}}{D}$$

$$F = \left(\frac{\text{Re}_{loc}}{\text{Re}_L} \right)^{0.8} = \left(\frac{\text{Re}_{loc}}{G(1-x)D / \mu_L} \right)^{0.8} \quad h_c = 0.023 \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{\mu_L C_{P,L}}{\lambda_L} \right)^{0.4} \frac{\lambda_F}{D} F$$

- Et pour l'ébullition

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

Coefficients F et S



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

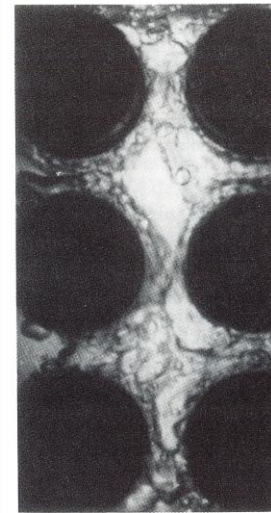
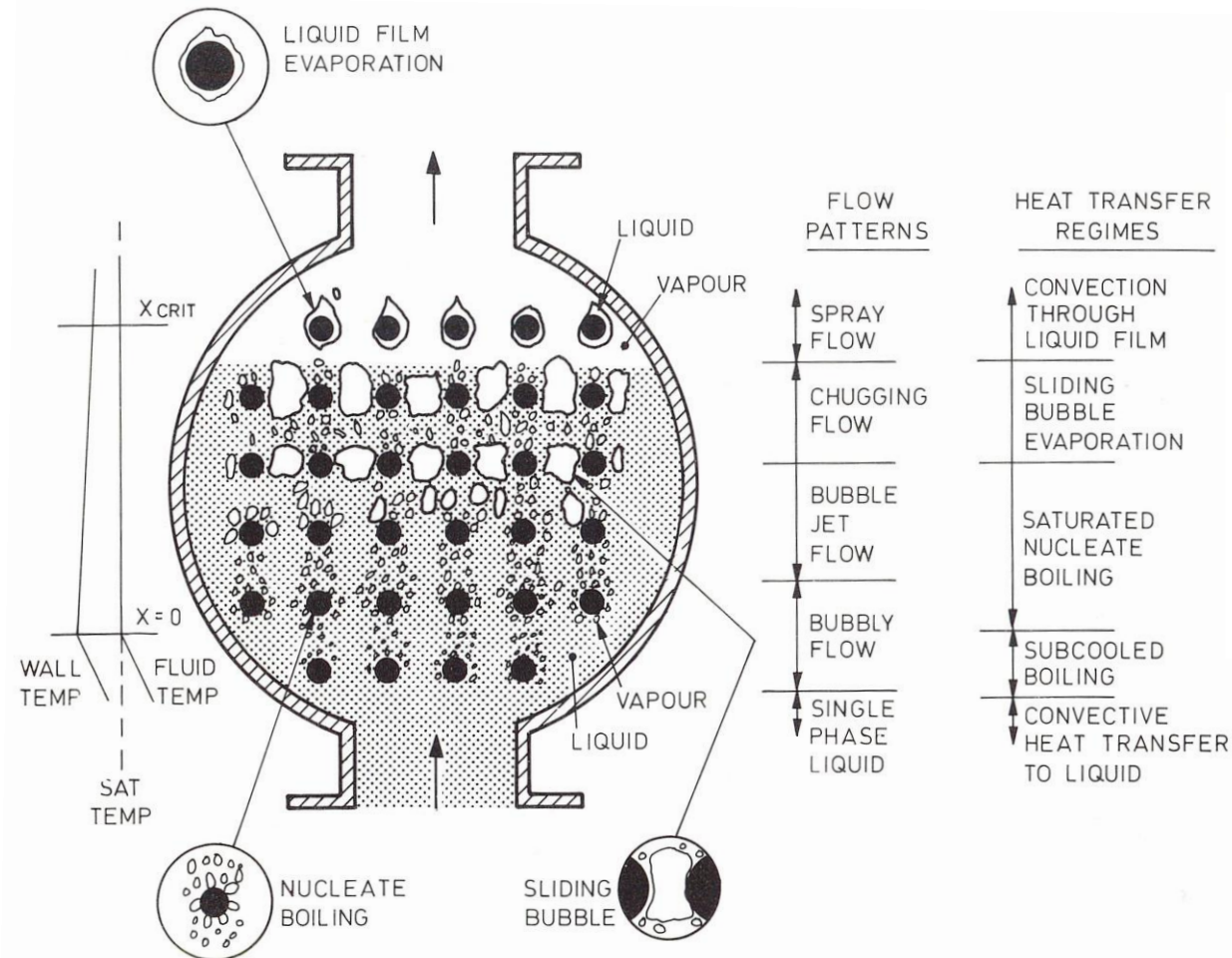
- C=0.707 si pas de frottement à l'interface

- Turbulent (Wallis et Collier, 1964)

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

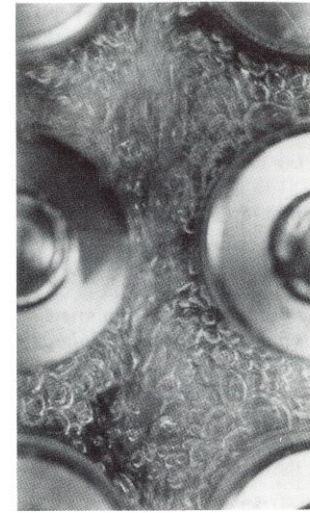
$$Gr^* = \left(\frac{z^3 g \rho_G (\rho_L - \rho_G)}{\mu_G^2} \right)$$

Ebullition convective sur des faisceaux de tube



(a)

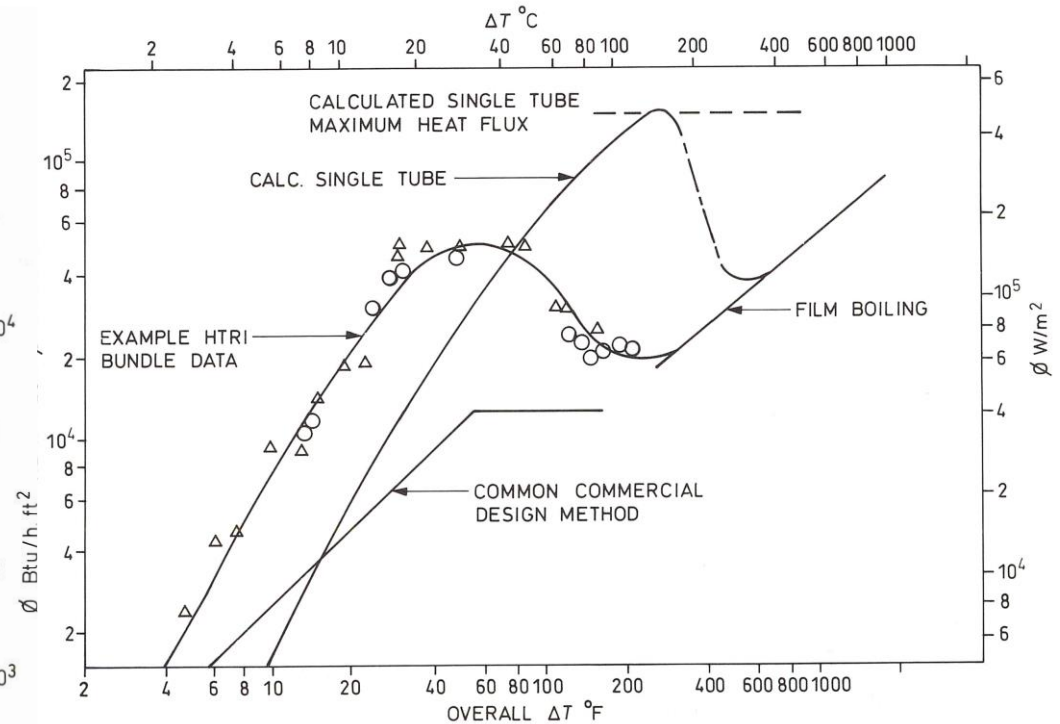
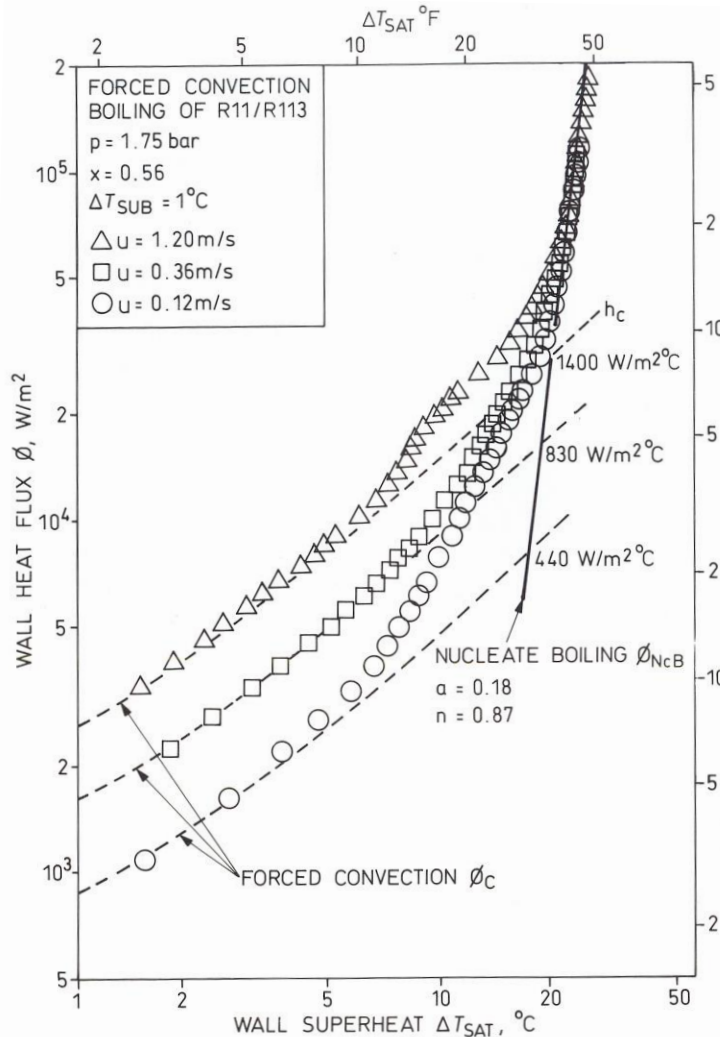
Eau, 1bar;
50 kW/m²;
x = 0,05



(b)

R113, 1bar;
15 kW/m²;
x = 0,05

Convection forcée à courant croiséé



Palen (1982)

Fink et al. (1982)

Flux critique en ébullition convective

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

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

$$A' = 2.317 \left(\frac{DGL_v}{4} \right) \frac{F_1}{1.0 + 0.0143F_2D^{1/2}G}$$

$$C' = \frac{0.077F_3DG}{1.0 + 0.347F_4 \left(\frac{G}{1356} \right)^n}$$

$$n = 2.0 - 0.00725p$$

- 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

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

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

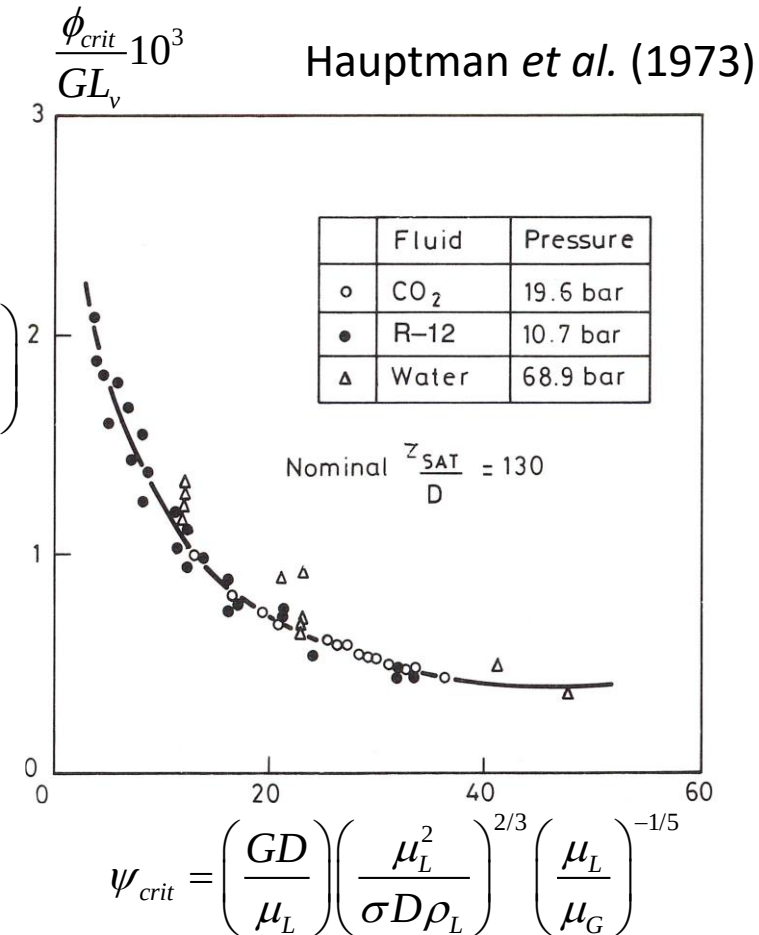
- Pour un tube unique
 - Analyse dimensionnelle

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

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

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

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

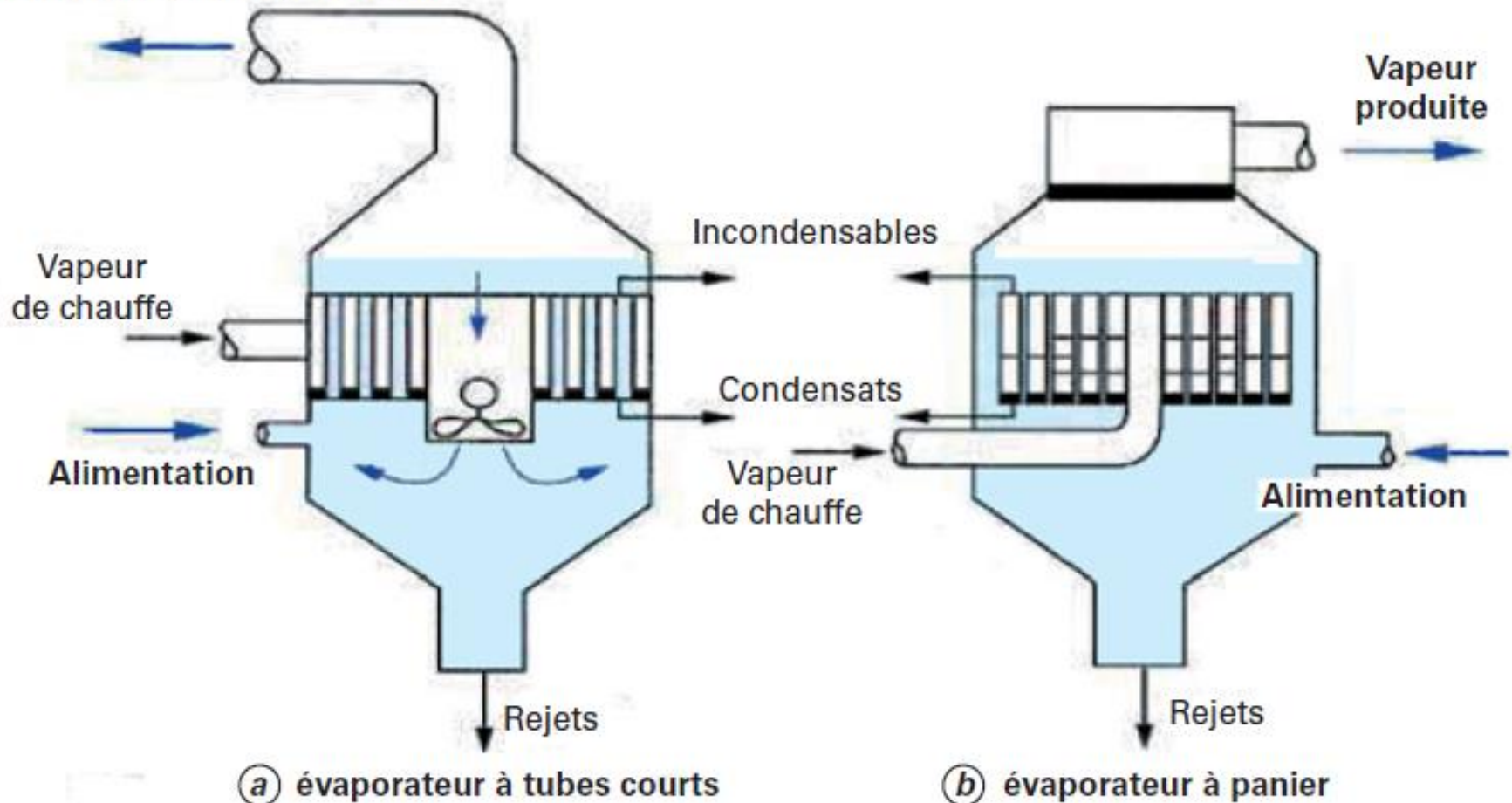


Technologie

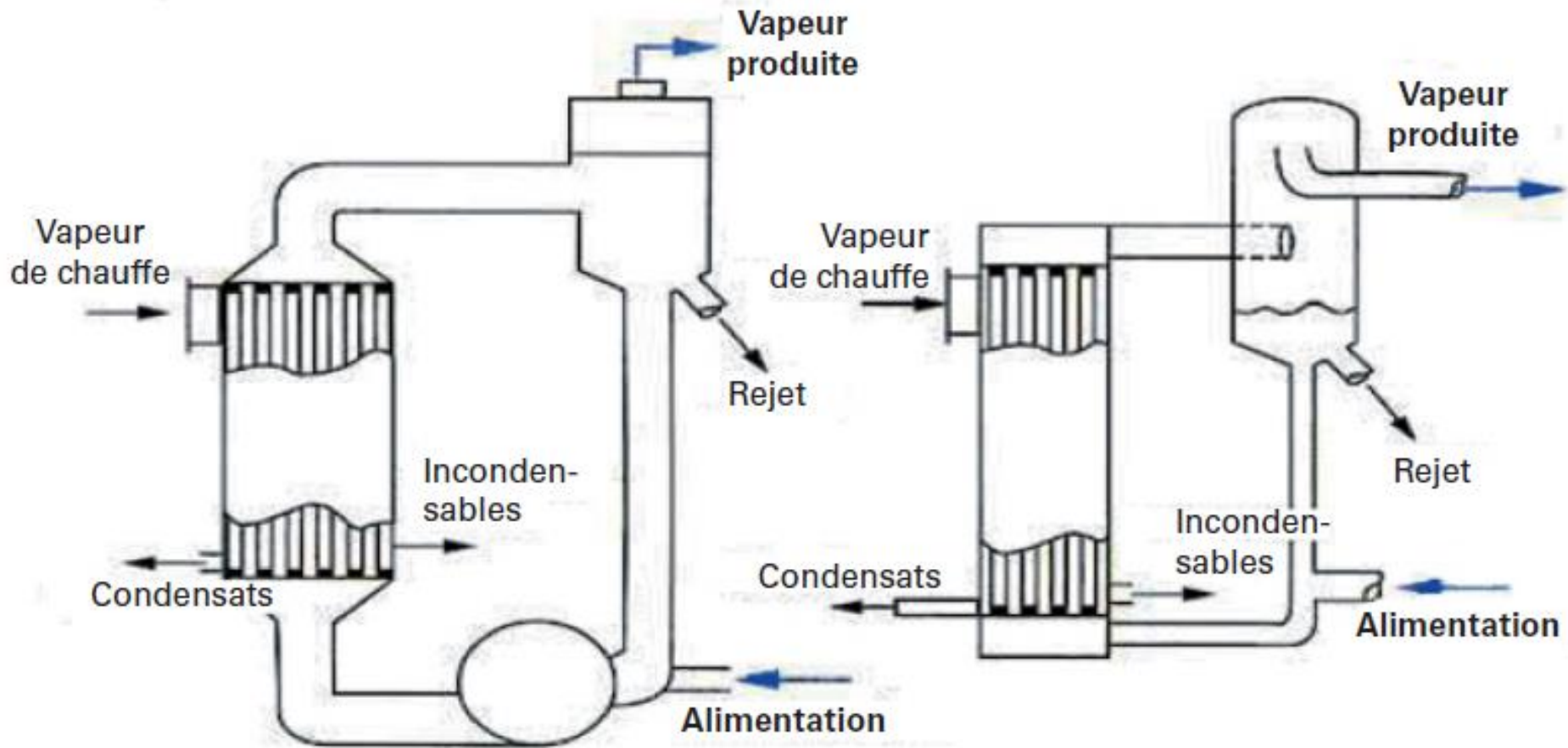
Des évaporateurs

Évaporateurs à tube verticaux (1)

Vapeur produite (vers séparateur)



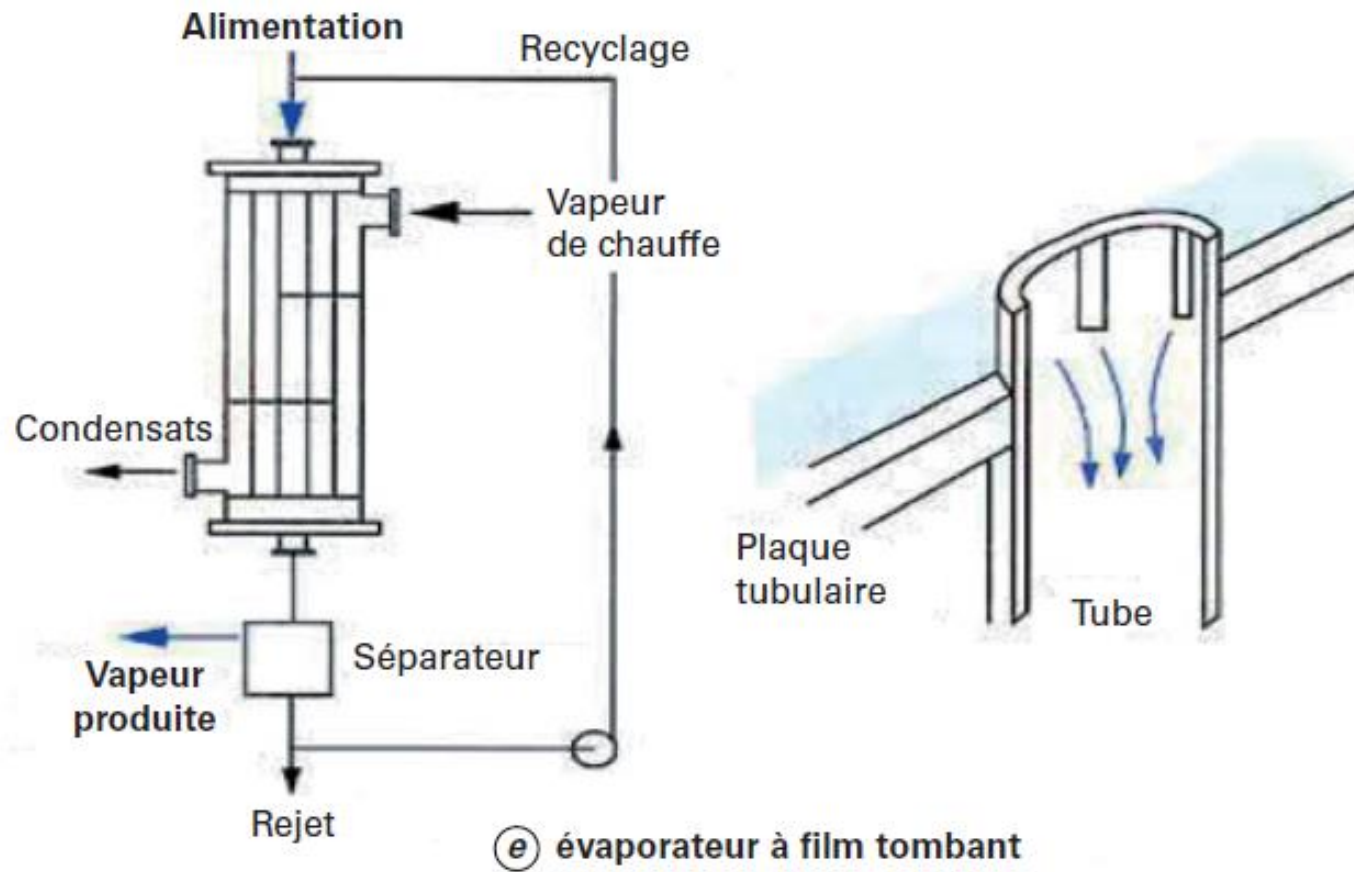
Evaporateurs à tube verticaux (2)



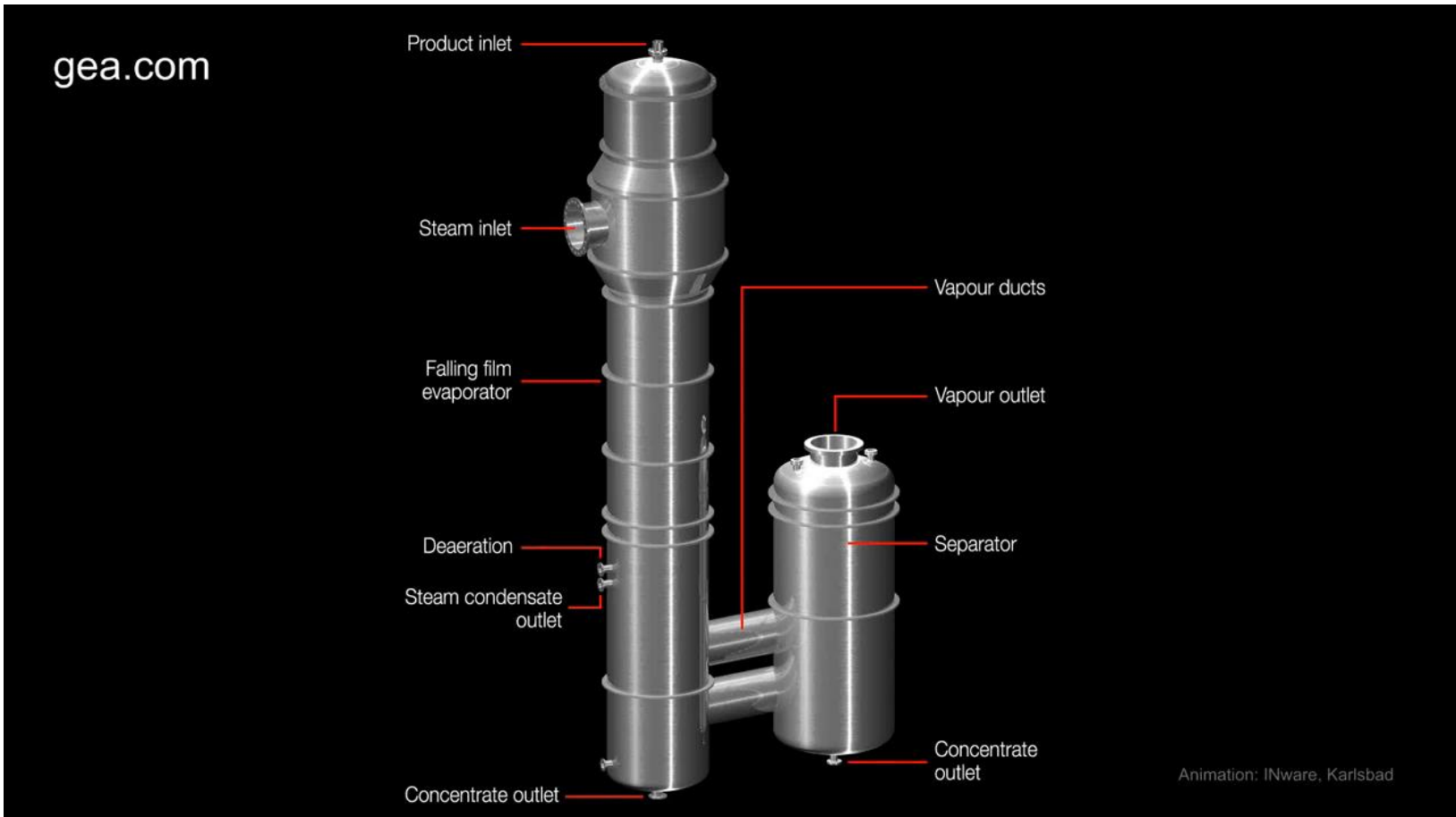
(c) évaporateur à longs tubes verticaux

(d) évaporateur à grimpage

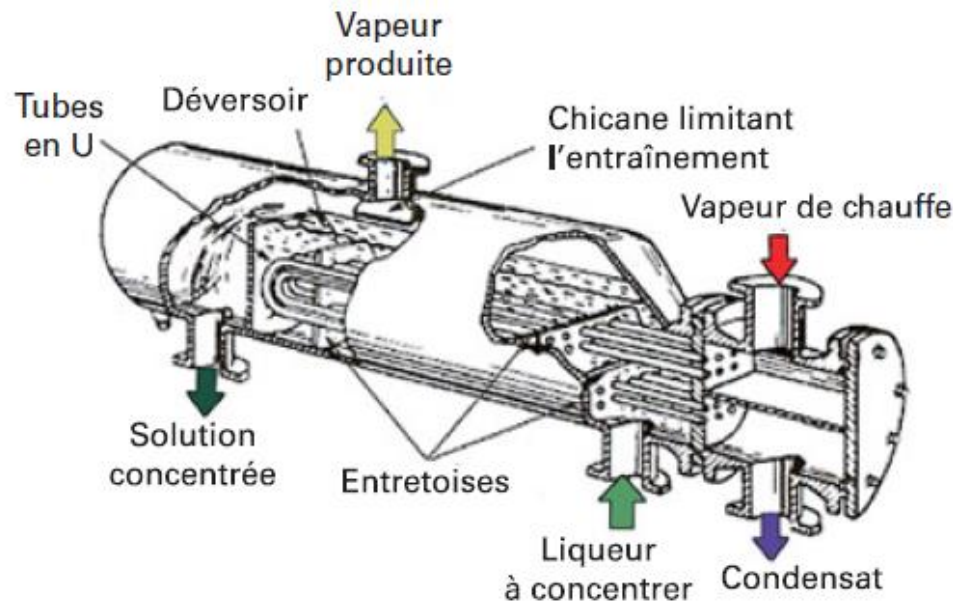
Evaporateurs à tube verticaux (3)



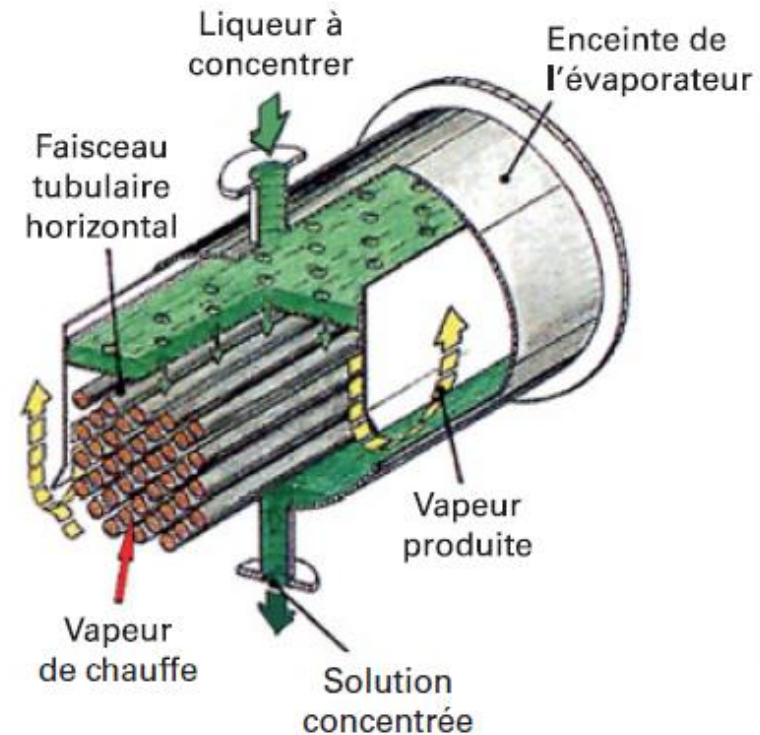
Evaporateurs à tube verticaux (4)



Evaporateurs noyés

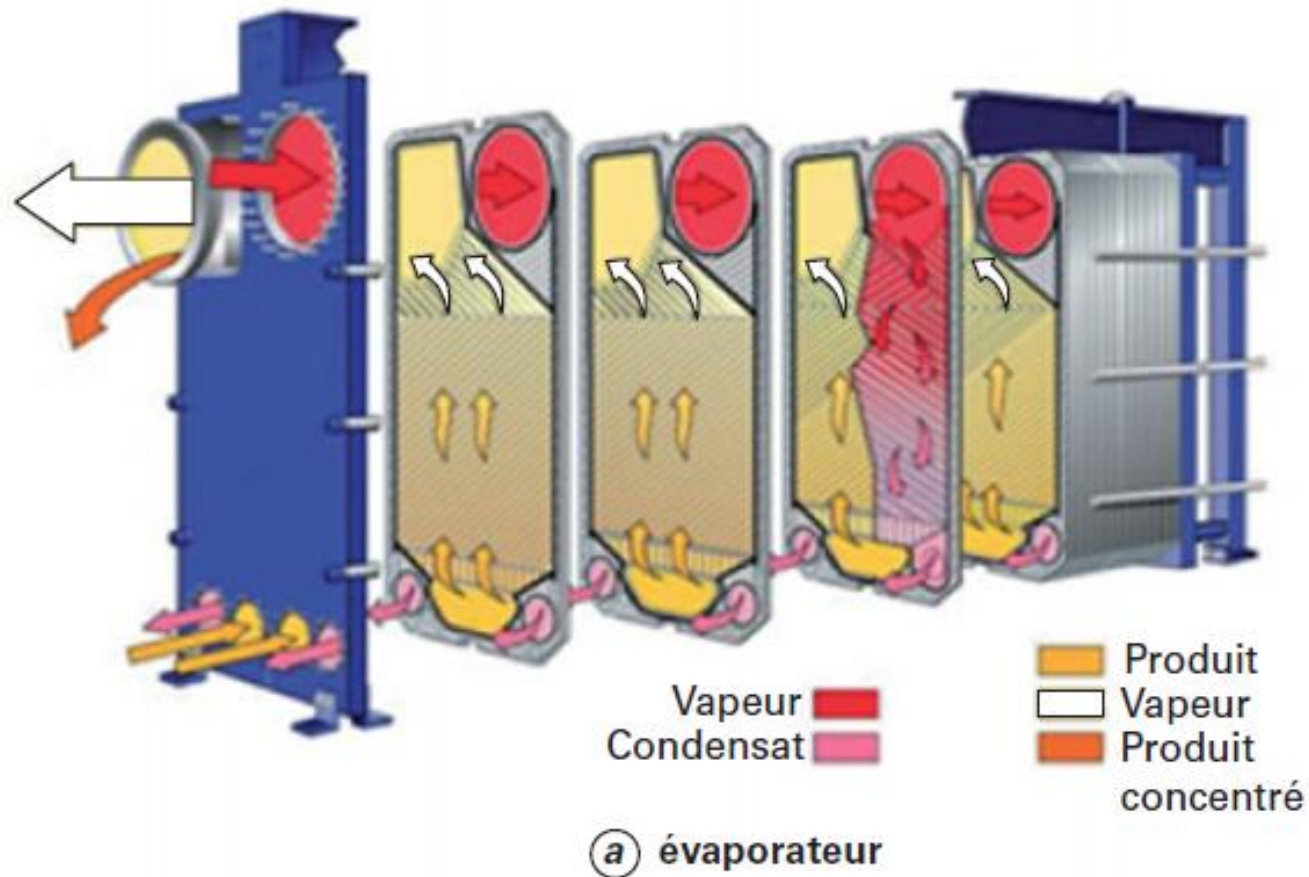


(a) évaporateur noyé



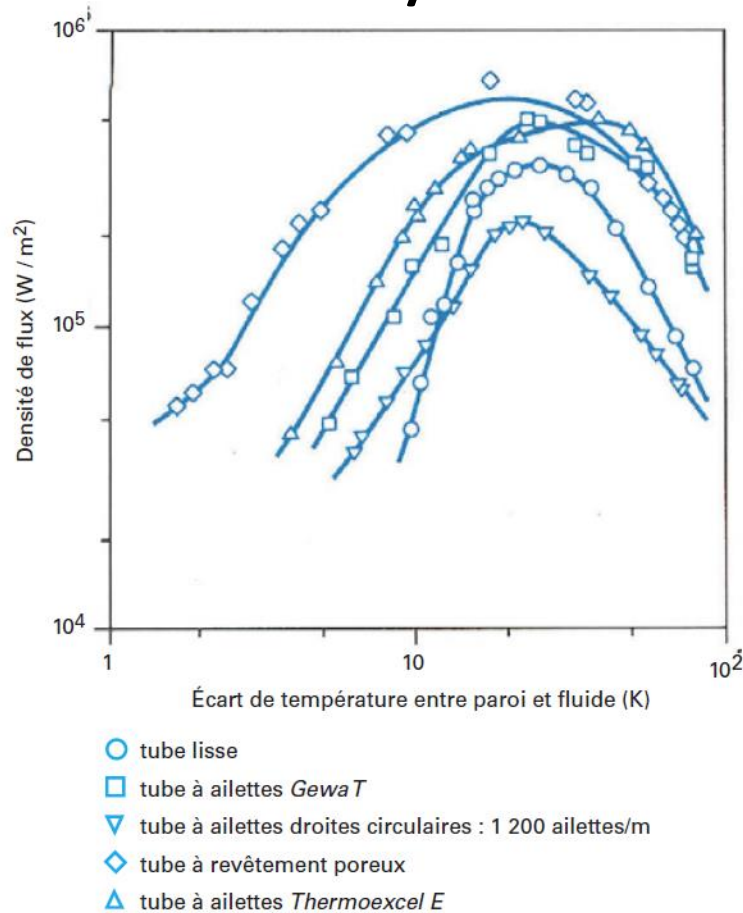
(b) évaporateur à tubes arrosés (doc. Entropie)

Evaporateur à plaques et joints

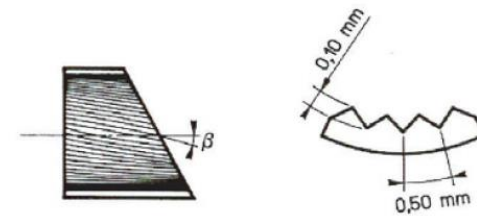


Intensification de l'évaporation

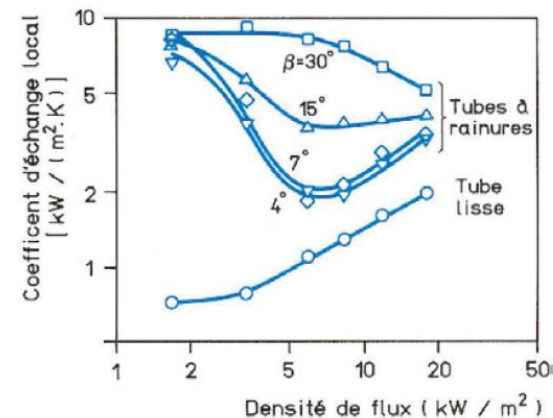
Etat de surface/ailettes



Tubes à rainures



Tubes à rainures



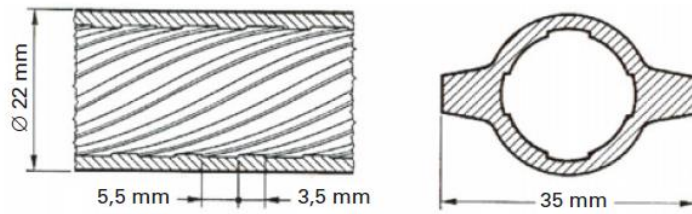
$G = 45 \text{ kg}/(m^2.s)$

Diamètre interne des tubes : 4,75 mm

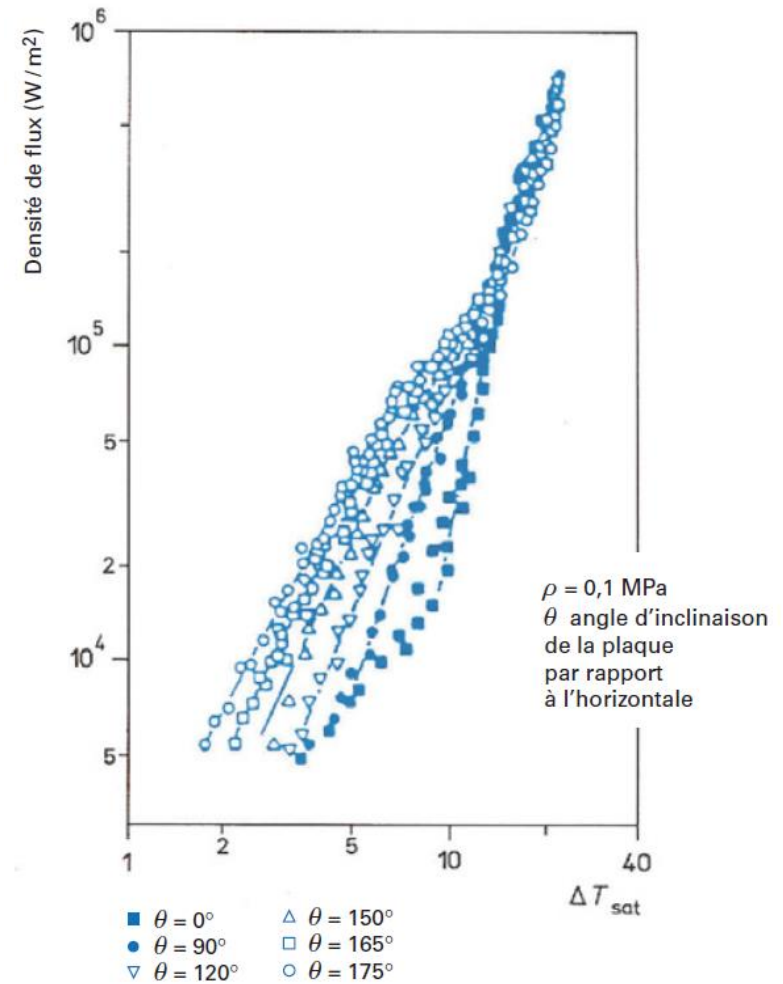
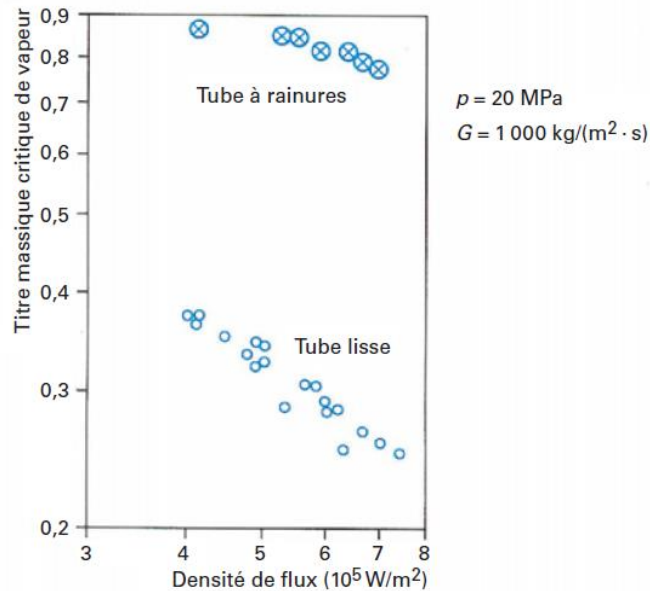
Titre massique de vapeur : 0,55

$p = 0,3 \text{ MPa}$

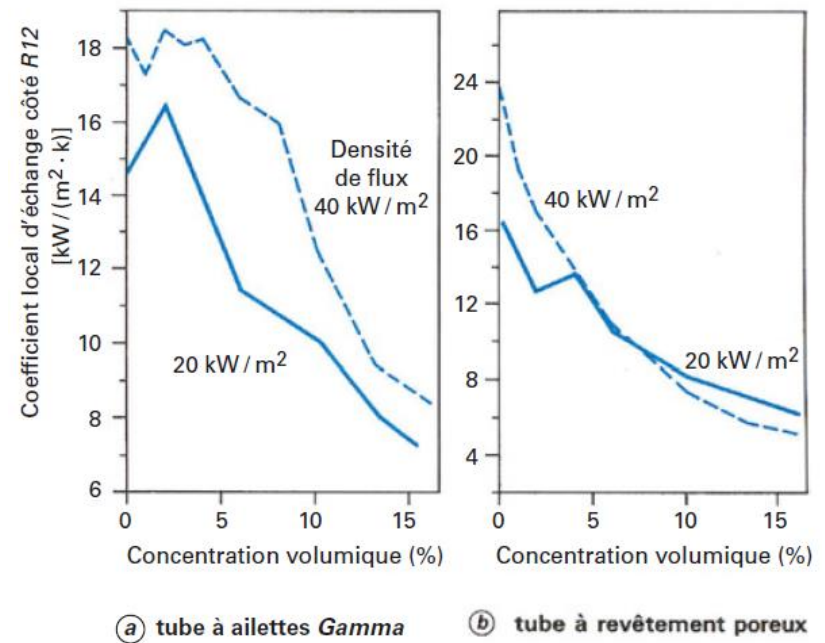
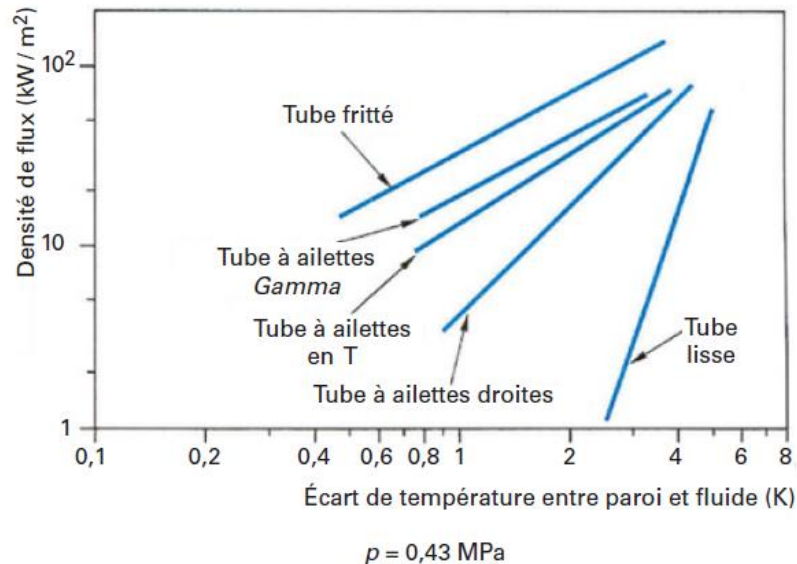
Rainures et inclinaison



Tubes à rainures (4 sillons)



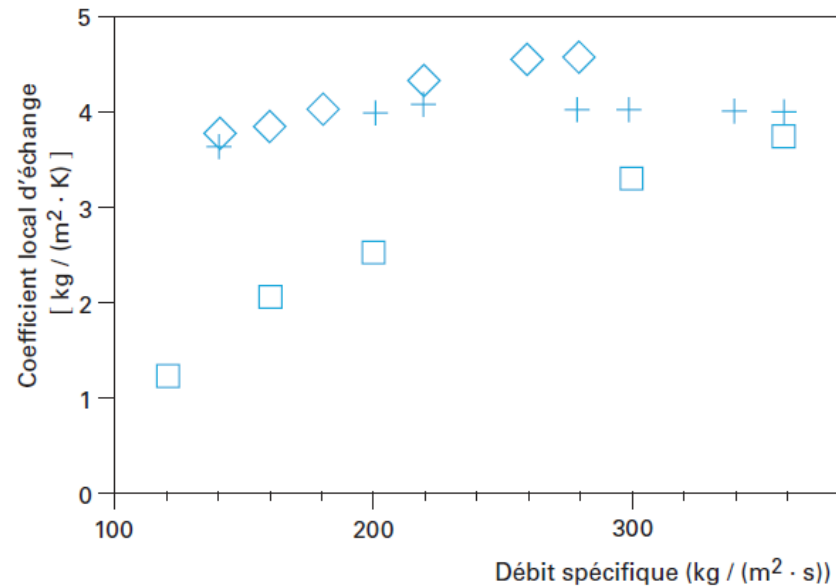
Intensification de l'ébullition



Huile : Mobil SHC 234
Température de saturation : 7°C

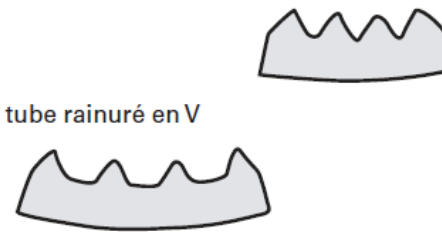
Influence des rainures

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



□ tube lisse + tube rainuré en W

◇ tube rainuré en V



Température de saturation : 10 °C

Nanotubes de carbone (paroi)

