



Open Archive Toulouse Archive Ouverte

OATAO is an open access repository that collects the work of Toulouse researchers and makes it freely available over the web where possible

This is a publisher's version published in: <https://oatao.univ-toulouse.fr/23329>

To cite this version:

Bonjour, Jocelyn and Colin, Catherine and Revellin, Rémi. *Ébullition* (2016). In: Les changements de phase solide-liquide-vapeur. Tome 2, Vaporisation, condensation, fusion, solidification. CNRS Éditions, Paris, 95-128. ISBN 978-2-271-07735-6

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository administrator: tech-oatao@listes-diff.inp-toulouse.fr

Chapitre 3

Ebullition

Jocelyn BONJOUR¹, Catherine COLIN², Rémi REVELLIN¹

3.1 EBULLITION EN VASE

3.1.1 Expérience de Nukiyama

C'est Nukiyama (1934) qui le premier a mis en évidence la courbe d'ébullition. Il l'a obtenue grâce à un dispositif expérimental comportant un fil de platine chauffé électriquement et immergé dans de l'eau. La densité de flux imposée est calculée à partir des mesures électriques et, la température du fil, supposée homogène dans une section, est déduite de la mesure de la résistance du fil. Cette courbe est représentée sur la Fig. 3.1 dans le cas d'un système à densité de flux imposée. Dans le cas d'un système à température imposée, la courbe est représentée sur la Fig. 3.2.

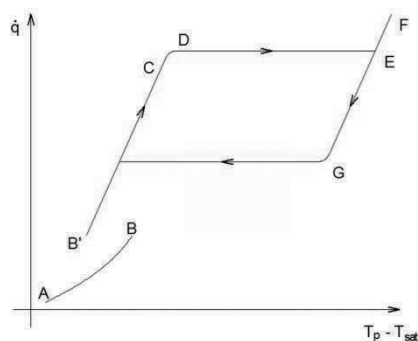


Fig. 3.1 – Courbe d'ébullition obtenue à flux imposé.

1. CETHIL – UMR5008 CNRS INSA – Université Lyon 1, Bât. Sadi Carnot – INSA de Lyon – 20 av. Albert Einstein – 69621 Villeurbanne Cedex, email : jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr, email : remi.revellin@insa-lyon.fr.

2. Institut de Mécanique des Fluides – Université de Toulouse – CNRS, Allée Camille Soula – 31400 Toulouse, email : colin@imft.fr.

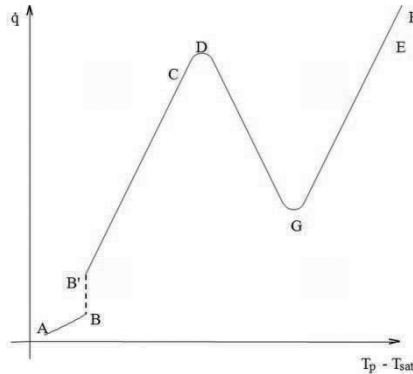


Fig. 3.2 – Courbe d'ébullition obtenue à température imposée.

Les différents points et régions caractéristiques de la courbe d'ébullition sont les suivants (Fig. 3.1) :

- La région AB est celle de la convection naturelle monophasique : aux très faibles densités de flux, la surchauffe de la paroi est trop faible pour activer l'ébullition. La chaleur dissipée par la paroi est transportée par convection jusqu'à l'interface liquide-vapeur et est évacuée par évaporation.

- Le saut de température BB' caractérise le phénomène d'hystérésis, qui traduit la différence de comportement du fluide selon que l'on décrit la courbe à flux croissant ou décroissant. En effet, à flux décroissant, des bulles peuvent se former pour des densités de flux plus faibles qu'à flux croissant, ce qui implique que l'échange thermique est meilleur et que la surchauffe est plus faible.

- Le point B' représente le point de départ de l'ébullition nucléée, qui apparaît lorsque la surchauffe de la paroi est suffisante pour que les bulles aient un rayon supérieur à leur rayon d'équilibre. En pratique, les premières bulles sont souvent des bulles d'air piégé dans les cavités naturelles de la surface.

- La zone d'ébullition nucléée s'étend du point B' au point C. Aux faibles flux, les bulles se trouvent sur des sites actifs aléatoirement répartis sur la surface. Aux plus forts flux, les bulles naissant sur des sites voisins peuvent se regrouper. On dit alors qu'elles coalescent. Ces phénomènes créent un brassage intense du fluide, permettant de le renouveler près de la paroi et ainsi d'obtenir de faibles surchauffes pour des densités de flux relativement élevées. Lorsqu'on observe l'ébullition, on peut constater que la taille des bulles et leur fréquence d'émission varient selon le flux. Aussi, différents auteurs ont identifié un certain nombre de régimes d'ébullition et ont réalisé une classification de ces derniers. Les travaux de Gaertner (1965) sont encore aujourd'hui considérés comme une référence dans ce domaine. Cet auteur a réalisé une étude photographique de l'ébullition nucléée saturée de l'eau sur des surfaces horizontales en platine et en cuivre. Il a observé quatre régimes pour la zone d'ébullition nucléée. Un schéma de la structure des bulles et de la courbe d'ébullition associée est représenté sur la Fig. 3.3. Gaertner (1965) a effectué un certain nombre de remarques concernant chaque régime :

- Pour le régime des bulles discrètes, les bulles sont suffisamment éloignées les unes des autres pour ne pas interagir entre elles. Leur diamètre, typiquement d'environ 3 mm pour l'eau, correspond grossièrement à la valeur calculée grâce à la corrélation de Fritz (1935) :

$$d_d = 0,0146 \theta \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (3.1)$$

où θ est l'angle de contact du liquide sur la paroi, exprimé en degrés.

Ces bulles montent vers la surface libre et l'agitation qu'elles créent reste modérée. En augmentant la densité de flux, le nombre des bulles et leur fréquence d'émission croissent, augmentant également l'agitation du fluide. En revanche, leur diamètre reste en moyenne constant. Cette zone représente environ 8 % de la variation de flux jusqu'au flux critique sur la courbe d'ébullition nucléée. En augmentant suffisamment la densité de flux, on atteint la première transition (7 % de la variation de flux). Des bulles émises successivement d'un même site coalescent pour former des colonnes de vapeur. De même, des bulles générées par des sites proches peuvent coalescer pour donner naissance à des masses de vapeur de petite taille en forme de champignon. Cependant, des bulles discrètes existent encore en nombre non négligeable. Ensuite apparaît la zone des masses de vapeur (39 % de la variation du flux). Dans ce cas, les masses sont attachées à la surface par de nombreuses tiges situées sur les sites actifs. La taille de ces masses de vapeur peut atteindre plusieurs centimètres. Enfin, Gaertner a introduit un dernier régime : la seconde zone de transition (46 % de la variation du flux) correspondant au changement de pente de la courbe, bien que la forme et les tailles des masses de vapeur soient proches de celles caractéristiques du régime précédent. L'auteur suppose que cette différence de comportement est due au fait que le liquide présent entre les tiges des masses de vapeur est complètement évaporé.

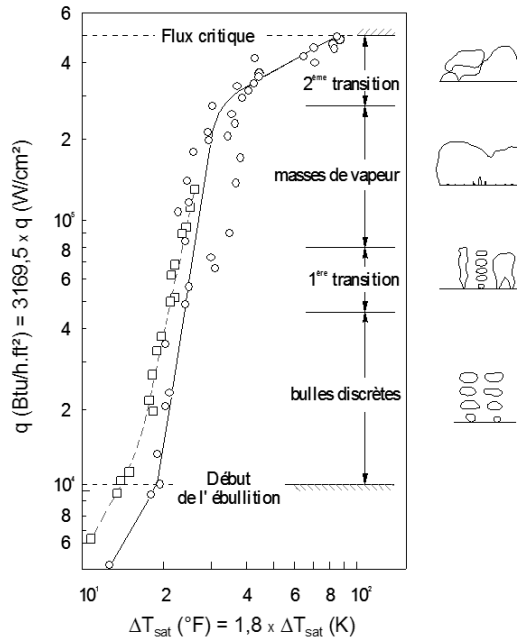


Fig. 3.3 – Courbe d'ébullition et régimes identifiés par Gaertner (1965) lors de l'ébullition en vase d'eau.

– Lorsque l'on atteint la valeur maximale de densité de flux transmise en ébullition nucléée (appelée densité de flux critique), c'est le flux critique (point C). La génération de vapeur est telle que le liquide ne mouille plus correctement la paroi. Celle-ci est recouverte d'un film de vapeur et sa température augmente brutalement jusqu'au point E. La transition CE est également nommée "première crise d'ébullition" ou encore "burnout" car la température atteinte au point E peut parfois dépasser la température de fusion du matériau.

– A partir du point E, si on augmente encore la densité de flux, l'ébullition est dite pelliculaire ou en film (zone EF). L'échange thermique a lieu par convection et conduction à travers la couche de vapeur. De plus, les températures sont telles que le rayonnement participe aux échanges thermiques.

– Une fois le film de vapeur établi, il peut rester stable pour des densités de flux inférieures à la densité de flux critique (zone EG, Fig. 3.1). Le point G représente la seconde crise d'ébullition ou encore point de Leidenfrost.

Dans le cas où la température de la paroi est imposée, il existe un régime supplémentaire (zone CD, Fig. 3.2) nommé régime de transition ou ébullition en film partiel. Le film de vapeur est instable et formé de masses de vapeur qui disparaissent, se détachent et se reforment aléatoirement, laissant une surface plus ou moins grande au liquide pour mouiller la paroi. Quand on augmente la température de la paroi, la surface moyenne occupée par le liquide pour mouiller la paroi diminue, ce qui implique que la densité de flux évacuée soit réduite.

3.1.2 Ébullition nucléée : aspects dynamiques et thermiques

3.1.2.1 Croissance des bulles de vapeur près de surfaces chauffées

Le mécanisme de croissance des bulles de vapeur près d'une paroi chauffée dans une couche limite thermique est plus complexe qu'au sein d'un liquide à cause de la non-sphéricité de la bulle et du gradient de température. Les deux régimes de croissance inertielle et thermique, classiquement décrits pour une bulle au sein d'un liquide, sont également observés. Le processus de croissance de la bulle est représenté sur la Fig. 3.4 (Van Carey, 1992).

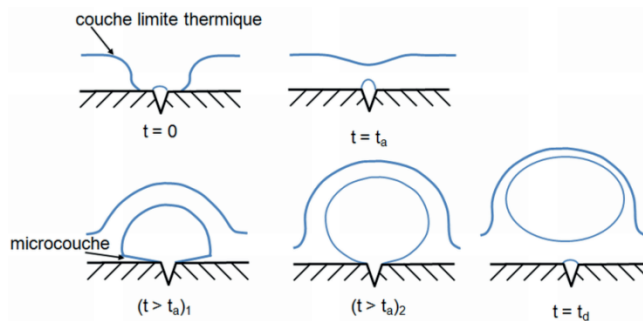


Fig. 3.4 – Cycle de croissance d'une bulle (d'après Van Carey, 1992).

Juste après le départ d'une bulle, le liquide à la température T_0 entre en contact avec la surface chauffée à la température $T_p > T_{sat}(p_0)$. Pendant un intervalle de temps assez court (temps d'attente t_a), la couche limite thermique se rétablit et aucune bulle ne croît. Puis la croissance de la bulle démarre, l'énergie thermique nécessaire pour vaporiser le liquide à l'interface vient du liquide adjacent surchauffé pendant le temps d'attente t_a . La surchauffe du liquide à l'interface est très forte et le transfert de chaleur n'est pas le mécanisme limitant. La croissance est contrôlée par l'inertie du liquide. Pendant cette phase de croissance, la bulle a une forme hémisphérique et une fine microcouche de liquide subsiste entre l'interface et la paroi chauffée. Ce film liquide est aussi appelé microcouche d'évaporation. Le transfert de chaleur par conduction à travers ce film conduit à une vaporisation du liquide à l'interface. Ce film de liquide peut être complètement évaporé près de la cavité quand la croissance de la bulle commence, conduisant à une forte élévation de la température de surface. La surchauffe du liquide adjacent diminue lorsque la bulle croît. La température de l'interface est à $T_{sat}(p_0)$, puis augmente lorsque l'on s'éloigne de l'interface et diminue de nouveau vers la température ambiante T_0 . Au cours de la croissance, le transfert de chaleur devient le mécanisme limitant de la croissance, l'inertie du liquide a une faible

influence et la bulle a une forme plus sphérique. D'après Cooper et Lloyd (1969), la bulle a une forme hémisphérique tant que l'inertie du liquide est supérieure à la force de tension superficielle :

$$\rho_l \left(R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right) \geq \frac{2\sigma}{R} \quad (3.2)$$

Les facteurs favorisant la croissance inertielle sont : une importante surchauffe de la paroi, un flux imposé important, une surface avec de très petites cavités, un angle de contact très faible (liquide très mouillant), une faible chaleur latente de vaporisation, un système à faible pression (faible masse volumique de la vapeur). De nombreux travaux analytiques concernant la croissance diffusive (régime thermique) d'une bulle de vapeur près d'une paroi chauffée ont été publiés. Certains auteurs (Mikic et Rohsenow, 1969) considèrent que l'évaporation se produit sur toute la surface de la bulle. Dans d'autres modèles, c'est l'évaporation de la micro-couche de liquide situé au pied de la bulle qui contribue principalement à la croissance de la bulle. Ces deux approches sont développées dans les paragraphes suivants.

Croissance des bulles près des parois chauffées : évaporation sur le dôme

Mikic et Rohsenow (1969) ont traité le problème de la croissance diffusive comme un processus de conduction instationnaire monodimensionnel composé de deux parties. Pendant le temps d'attente $-t_a < t < 0$, ils supposent que la conduction instationnaire dans le liquide vérifie les équations suivantes :

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} = a_l \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} \quad (3.3)$$

où a_l est la diffusivité thermique du liquide et comme conditions aux limites $T_l(y, -t_2) = T_0$; $T_l(0, t) = T_0$ et pour $-t_2 < t < 0$, $T_l(0, t) = T_p$.

La solution à cette équation s'écrit :

$$T_l(y, t) = T_0 + (T_p - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{a_l(t+t_a)}} \right) \quad (3.4)$$

Dans la seconde partie de la croissance, seule la condition aux limites en $y = 0$ est modifiée : $T_l(0, t) = T_{sat}(p_0)$, ce qui conduit à la solution :

$$T_l(y, t) = T_0 + (T_p - T_0) \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{a_l(t+t_a)}} \right) - (T_p - T_{sat}) \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{a_l t}} \right) \quad (3.5)$$

On relie le taux de transfert de chaleur et le taux de vaporisation (ou le taux de croissance de la bulle) :

$$\rho_v L_v \frac{dR}{dt} = \frac{1}{4\pi R^2} \int_S \lambda_l \left(\frac{dT}{dn} \right) ndS \quad (3.6)$$

puis on intègre ceci pour obtenir une expression du rayon de la bulle en fonction du temps :

$$R(t) = \frac{2Ja\sqrt{3\pi a_l t}}{\pi} \left[1 - \frac{T_p - T_0}{T_p - T_{sat}} \left(\left(1 + \frac{t_a}{t} \right)^{1/2} \right) - \left(\frac{t_a}{t} \right)^{1/2} \right] \quad (3.7)$$

$$\text{avec } Ja = \frac{\rho_l c_{pl}(T_p - T_{sat}(p_0))}{\rho_v L_v}$$

À l'aide d'un raisonnement sur la surchauffe minimale nécessaire à l'amorce de la croissance, Mikic et Roshenow (1969) proposent l'expression suivante pour le temps d'attente :

$$t_a = \frac{1}{4a_l} \frac{r_c^2}{\left[\operatorname{erfc}^{-1} \left(\frac{T_{sat} - T_0}{T_p - T_0} + \frac{2\sigma T_{sat}}{(T_p - T_0)r_c \rho_v L_v} \right) \right]^2} \quad (3.8)$$

où r_c représente le rayon de la cavité.

Croissance des bulles de vapeur près de surfaces chauffées : évaporation de la microcouche

Dans les premiers instants de la croissance, la bulle a une forme hémisphérique, la vitesse à l'interface est très grande. La condition d'adhérence à la paroi conduit au piégeage d'une microcouche de liquide de quelques microns sous la bulle (Fig. 3.5). Des modèles analytiques du transport dans la microcouche ont été proposés par Cooper et Lloyd (1969) et Van Stralen *et al.* (1975). Cette microcouche a été également mise en évidence expérimentalement par des techniques d'interférométrie (Jawureck, 1969 ; Koffman et Plesset, 1983).

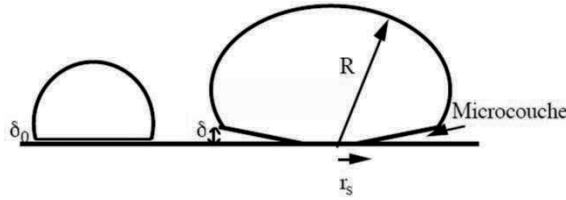


Fig. 3.5 – Croissance d'une bulle hémisphérique par évaporation de la microcouche.

Cooper et Lloyd considèrent la microcouche comme une couche limite visqueuse engendrée par le mouvement de l'interface de la bulle en croissance. Un gradient de vitesse s'établit entre la paroi et l'interface, et les auteurs supposent la microcouche suffisamment fine pour que l'écoulement de liquide à l'intérieur puisse être considéré comme plan. La pression est supposée uniforme dans la microcouche et à l'interface microcouche/vapeur plane. Pour une bulle sphérique dont la croissance est de la forme $R = C_1 t^n$, on obtient l'épaisseur initiale de la microcouche $\delta_0(r) = C_2 \sqrt{v_l t_c}$, où t_c est l'instant où le ménisque atteint la position r tel que : $t_c = (r/C_1)^{1/n}$, et C_2 une constante empirique égale à 0,8 dans le modèle. Les résultats expérimentaux obtenus par les mêmes auteurs aboutissent à une valeur de C_2 comprise entre 0,5 et 1. Sur la Fig. 3.5, le rayon r_s est celui de la tache sèche sous la bulle, correspondant à une évaporation complète de la microcouche à cet endroit. Le flux de chaleur transmis par conduction à travers la microcouche sert à vaporiser celle-ci :

$$\rho_l L_v \frac{d\delta}{dt} = -\lambda_l \left(\frac{T_p - T_{sat}}{\delta} \right) \text{ soit } \delta_0^2 - \delta^2 = 2\lambda_l \frac{T_p - T_{sat}}{\rho_l L_v} (t - t_c) = C_3 (t - t_c) \quad (3.9)$$

En remplaçant t_c par sa valeur, il vient :

$$\delta = \left(\frac{C_2^2 v_l + C_3}{C_1^{1/n}} \right)^{1/2} \left(r^{1/n} - \frac{C_3}{C_2^2 v_l + C_3} R^{1/n} \right)^{1/2} = \left(\frac{C_2^2 v_l + C_3}{C_1^{1/n}} \right)^{1/2} \left(r^{1/n} - r_s^{1/n} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

Cooper et Lloyd ont poursuivi leur raisonnement pour extraire deux lois d'évolution du rayon de la bulle, selon que la conduction est soit limitante dans le liquide (ce qui est le cas usuel) ou dans la paroi, et pour $n = 1/2$:

$$R(t) = \frac{2Ja\sqrt{v_l t}}{C_2 Pr \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{Ja}{C_2^2 Pr} \right)} \approx \frac{2,5}{Pr} Ja\sqrt{v_l t} \quad \text{pour } \lambda_p \gg \lambda_l \quad (3.11)$$

$$R(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p c_{pp}}{\lambda_l \rho_l c_{pl}}} Ja\sqrt{v_l t} \quad \text{pour } \lambda_p \ll \lambda_l$$

Van Stralen *et al.* (1975) utilisent l'expression de l'épaisseur de la couche limite thermique δ obtenue par l'analyse de Pohlhausen en écoulement laminaire en fonction de la position x à l'aval :

$$\frac{\delta}{x} = 3,012 \left(\frac{Ux}{v_l} \right)^{-1/2} Pr^{-1/3} \quad (3.12)$$

L'épaisseur initiale δ_0 de la couche limite thermique au rayon r est calculée en prenant $U = dR/dt$ la vitesse de croissance de l'interface :

$$\frac{\delta_0}{x} = 3,012 \left(\frac{v_l r}{dR/dt} \right)^{1/2} Pr^{-1/3} \quad (3.13)$$

On suppose que le rayon varie en t^m ($R = bt^m$), puis à l'aide d'un bilan thermique reliant l'évaporation de la microcouche à la conduction dans celle-ci, on trouve $m = 1/2$ et on obtient :

$$R(t) = 0,470 Ja Pr^{-1/6} \sqrt{a_l t} \quad (3.14)$$

D'autres analyses ont été produites en considérant que la croissance est due simultanément à l'évaporation de la microcouche et du dôme (ou d'une portion du dôme). Ceci est notamment important lorsque le diamètre de la bulle est inférieur à l'épaisseur de la couche limite thermique sur la paroi. On se référera à ce sujet aux travaux de Cooper et Vijuk (1970) ou de Buyevich et Webbon (1996).

3.1.2.2 Diamètre des bulles au détachement et fréquence de détachement

Diamètre des bulles

Les transferts thermiques en ébullition nucléée sont liés au diamètre des bulles d_d au moment de leur détachement et à leur fréquence de formation ou de détachement f . La période τ nécessaire pour former une bulle est la somme d'un temps d'attente et d'un temps de croissance de la bulle jusqu'au diamètre d_d :

$$\tau = \frac{1}{f} = \tau_a + \tau_{R(t)=d_d/2} \quad (3.15)$$

La fréquence de détachement est ainsi directement liée au diamètre de détachement des bulles.

Le taux de croissance et la forme de la bulle dépendent de la surchauffe à la paroi, du flux de chaleur, de l'angle de contact, des propriétés thermophysiques du fluide, etc. Il existe dans la littérature une quantité importante de corrélations pour prédire le diamètre des bulles au détachement, basées sur des données expérimentales obtenues par vidéo rapide. La dispersion entre les données expérimentales est néanmoins considérable et les corrélations proposées n'ont qu'un très faible caractère prédictif. Un résumé de ces corrélations est donné par Cole et Shulman (1966) ou Van Carey (1992).

La littérature fournit un certain nombre de modèles mécanistiques basés sur le bilan des forces agissant sur la bulle selon la forme que les auteurs retiennent pour celle-ci : force d'Archimède, force de tension superficielle qui maintient le pied de la bulle en contact avec la paroi, force d'inertie du liquide exercée sur la bulle, force de traînée qui s'oppose au mouvement relatif de la bulle, etc.

En absence d'écoulement du liquide, le critère de détachement est souvent obtenu à partir d'un bilan entre la force de tension superficielle et la force d'Archimède, lorsque la croissance des bulles n'est pas trop rapide et que l'on peut négliger les forces d'inertie. Ce type de bilan conduit à l'expression développée par Fritz (1935) (cf. (3.1)).

Dans le cas de la croissance très rapide de petites bulles, les effets d'inertie du liquide peuvent devenir plus importants que les effets de tension superficielle. C'est le cas dans l'étude menée par Zeng *et al.* (1993) où les forces prises en compte pour le détachement de la bulle sont les forces de flottabilité et d'inertie du liquide, la force de tension superficielle étant négligeable devant la force d'inertie du liquide. Zeng *et al.* (1993) supposent également que la croissance de la bulle peut être représentée par une loi du type $R(t) = K.t^n$ et obtiennent l'expression :

$$d_d = 2 \left[\frac{3}{4} \frac{K^{2/n}}{g} \left(n(n-1) + \frac{3}{2} C_s . n^2 \right) \right]^{n/(2-n)} \quad (3.16)$$

où C_s est une constante empirique destinée à prendre en compte l'influence de la paroi. Elle est évaluée à 20/3 à partir d'un ensemble de 190 expériences en ébullition en vase. L'exposant n est compris entre 0,2 et 0,4 pour l'ensemble des résultats.

Fréquence de détachement

De nombreuses corrélations existent également pour prédire la fréquence de détachement des bulles, mais leur caractère prédictif n'a pas été prouvé. Certains auteurs proposent des lois où la fréquence est inversement proportionnelle à d_d . Ivey (1967). D'autres montrent que la relation $f(d_d)$ dépend du régime de croissance :

$$f^n d_d = \text{Constante} \quad (3.17)$$

avec $n = 2$ pour une croissance en régime inertiel et $n = 1/2$ pour une croissance en régime diffusif.

D'une manière plus générale la fréquence de formation des bulles peut être déterminée à partir de l'équation (3.15). Le temps de croissance des bulles τ_c est le temps auquel les bulles se détachent.

Si la loi d'évolution du rayon de la bulle est de la forme $R(t) = Kt^n$ et en utilisant le modèle de Hsu et Westwater (1960) pour estimer le temps d'attente τ_a , la fréquence de formation des bulles s'écrit :

$$f = \frac{1}{\tau_a + \tau_c} \quad (3.18)$$

avec :

$$\tau_c = \left(\frac{d_d}{2K} \right)^{1/n} \quad \text{et} \quad \tau_a = \frac{1}{4a_l} \left[\frac{r_c}{\operatorname{erfc}^{-1} \left(\frac{T_{sat} - T_0}{T_p - T_0} + \frac{2\sigma T_{sat}}{(T_p - T_0)r_c \rho_v L_v} \right)} \right]^2 \quad (3.19)$$

Pour la croissance diffusive, Mikic et Rohsenow utilisent leur modèle de prédiction du taux de croissance des bulles dans un champ de température non uniforme pour évaluer les temps d'attente et de croissance. Ils obtiennent la relation suivante pour la fréquence au détachement :

$$f^{1/2} d_d = \frac{d_d}{\sqrt{\tau_a + \tau_c}} = \frac{4}{\pi} Ja \sqrt{3\pi a_l} \left(\left(\frac{\tau_a}{\tau_a + \tau_c} \right)^{1/2} + \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_a + \tau_c} \right)^{1/2} - 1 \right) \approx 0,83 Ja \sqrt{\pi a_l} \quad (3.20)$$

3.1.2.3 Transferts de chaleur en ébullition nucléée

L'analyse des différents facteurs influençant l'ébullition montre qu'il est impossible de mettre au point une corrélation ne prenant en compte que les propriétés du fluide. Aussi, la littérature ne fournit pas de modèle général pour la prédiction du coefficient de transfert. Cependant, la relation entre la densité de flux et la surchauffe de la paroi est fréquemment donnée sous la forme :

$$\Delta T_{sat} = \psi \dot{q}^m \quad (3.21)$$

où ψ et m sont des variables fonctions des caractéristiques de la surface et des propriétés du fluide.

Le coefficient d'échange h s'écrit alors :

$$h = \frac{\dot{q}}{\Delta T_{sat}} = \frac{1}{\psi} \dot{q}^{(1-m)} \quad (3.22)$$

ψ et m sont parfois présentés sous forme adimensionnelle par analogie avec la convection monophasique. Dans ce cas, le diamètre de détachement de la bulle selon la corrélation de Fritz d_d (3.1) est souvent utilisé comme longueur caractéristique pour calculer les nombres de Nusselt et de Reynolds :

$$Nu = \frac{h d_d}{\lambda_l} = \frac{\dot{q} d_d}{\lambda_l \Delta T_{sat}} \quad (3.23)$$

$$Re = \frac{\dot{m}_v d_d}{\mu_l} = \frac{\dot{q} d_d}{L_v \mu_l} \quad (3.24)$$

où \dot{m}_v est la vitesse massique de la vapeur.

La corrélation de Rohsenow (1973) utilise ces nombres adimensionnels ainsi que le nombre de Prandtl et s'écrit, sous sa forme générale :

$$Nu = \frac{1}{C_{sf}} Re^{1-n} Pr^{-m} \quad (3.25)$$

Dans cette équation, C_{sf} et n sont des constantes caractéristiques du couple paroi-fluide. La combinaison des trois équations précédentes permet de présenter cette corrélation sous la forme usuelle :

$$\frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{L_v} = C_{sf} \left(\frac{\dot{q}}{\mu_l L_v \sqrt{g(\rho_l - \rho_v)}} \right)^n \left(\frac{\mu_l c_{pl}}{\lambda_l} \right)^{1+m} \quad (3.26)$$

Rohsenow indique qu'en règle générale, $n = 1/3$ et $m = 0,7$ sauf pour l'eau pour laquelle $m = 0$. Cet auteur a également proposé des valeurs de la constante C_{sf} pour un certain nombre de couples paroi-fluide, dont quelques valeurs sont données dans le Tableau 3.1. De nombreux chercheurs ont ensuite publié des résultats expérimentaux et identifié la valeur de C_{sf} adaptée à leurs expériences.

| Couple paroi - fluide | C_{sf} |
|------------------------|----------|
| nickel - eau | 0,006 |
| platine - eau | 0,013 |
| cuiivre poli - eau | 0,013 |
| laiton - eau | 0,006 |
| acier inoxydable - eau | 0,008 |
| chrome - benzène | 0,01 |
| chrome - n-pentane | 0,015 |
| chrome - éthanol | 0,0022 |
| chrome - isopropanol | 0,0025 |
| chrome - n-butanol | 0,003 |

Tableau 3.1 – Valeurs de la constante C_{sf} de la corrélation de Rohsenow selon la nature du fluide et de la paroi.

Dans le monde de l'ingénierie, cette corrélation est largement utilisée pour une estimation rapide des coefficients d'échange, car elle ne fait intervenir qu'une seule constante empirique. On sait toutefois que le calcul de la surchauffe à partir de la densité de flux conduit à des écarts avec l'expérience acceptables (de l'ordre de 25 %), mais que les écarts sur la densité de flux calculée à partir de la surchauffe peuvent être beaucoup plus importants et atteindre 100 %.

La corrélation développée par Cooper (1984) est également fréquemment utilisée. Elle comporte la pression réduite du fluide, sa masse molaire \tilde{M} et la rugosité de la paroi R_p . Toutes les grandeurs doivent être exprimées en unités fondamentales du système SI, à l'exception de la rugosité, qui doit être exprimée en μm :

$$\frac{\dot{q}^{1/3}}{\Delta T_{sat}} = 55 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{0,12-0,21 \log_{10} R_p} \left(-\log_{10} \left(\frac{p}{p_{crit}} \right) \right)^{0,55} \tilde{M}^{-0,5} \quad (3.27)$$

Ratiani et Shekriladze (1972) ont proposé une corrélation validée pour différents fluides (eau, métaux liquides, fluides organiques et frigorigènes), dont l'intérêt est de faire intervenir le rayon moyen des sites de nucléation actifs r_c . Les auteurs recommandent toutefois d'adopter une valeur de $20 \cdot 10^{-6}$ m si ce rayon est inconnu :

$$\frac{hr_c}{\lambda_l} = 0,7 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\dot{q} \rho_v L_v r_c^2}{\lambda_l \sigma T_{sat}} \right)^{0,7} \left(\frac{\sigma \rho_l c_{pl} T_{sat}}{\rho_v^2 L_v^2 r_c} \right)^{0,25} \left(\frac{r_c \rho_l \sqrt{p_{sat}(v_v - v_l)}}{\mu_l} \right)^{0,25} \quad (3.28)$$

La littérature est abondante en matière de corrélations pour le transfert de chaleur par ébullition en vase. On peut citer la corrélation de Forster et Zuber (1955), qui est relativement comparable à celle de Rohsenow, mais pour laquelle ce sont le rayon d'équilibre de la bulle r^* et sa vitesse de croissance qui sont pris comme grandeurs caractéristiques pour le nombre de Reynolds, tandis que le groupe

$2\sigma / (p_v - p_{sat})$ est pris comme dimension caractéristique pour le nombre de Nusselt. D'autres corrélations ont été proposées par exemple par Bier *et al.* (1976), Stephan et Abdelsalam (1980), Gorenflo (1988) ou encore par Westwater *et al.* (1989).

3.1.3 Crise d'ébullition

La densité de flux critique est la densité de flux qui provoque une brutale augmentation de la température de la paroi lors du passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film. Ce saut de température ne doit pas être confondu avec le début de la seconde zone de transition (Gaertner, 1965 ; Unal *et al.*, 1993) qui se traduit par un changement de pente de la courbe d'ébullition par rapport à la région d'ébullition nucléée pleinement développée (Fig. 3.3).

Généralement, on considère que le flux critique apparaît lorsque la génération de vapeur est très importante au niveau de la paroi, ce qui conduit à son assèchement. Une analyse des différents modèles de flux critique permet de mettre en évidence les mécanismes intervenant lors de son déclenchement. Ces modèles peuvent être regroupés en deux catégories.

Le premier type de modèle suppose qu'aux forts flux le nombre de sites de nucléation actifs est si important que des bulles voisines ou leurs tiges coalescent, ce qui implique que la surface est totalement recouverte de vapeur. Cette vapeur constitue une résistance thermique qui empêche le bon refroidissement de la paroi. Ces modèles font donc apparaître une relation entre la densité de sites actifs et la distance entre ceux-ci. Pour des bulles jointives recouvrant une surface S , la densité de sites actifs vaut :

$$\frac{N}{S} = \frac{1}{d_d^2} \quad (3.29)$$

Le critère d'apparition du flux critique peut donc s'écrire :

$$\frac{N}{S} = \frac{K}{d_d^2} \quad (3.30)$$

où K est une variable valant l'unité quand les bulles se touchent. Il a cependant été établi que, dans la pratique, K est inférieur à 1 lors de l'apparition du flux critique.

Les modèles appartenant à la seconde catégorie sont basés sur la notion d'instabilité hydrodynamique et sont décrits plus en détail dans les paragraphes suivants.

3.1.3.1 Modèles de Kutateladze (1950), de Zuber (1959) et de Lienhard et Dhir (1973)

Kutateladze (1950) et Zuber (1959) ont proposé deux modèles permettant de prédire la densité de flux critique sur de « grandes » surfaces horizontales. Les deux modèles sont basés sur l'hydrodynamique de la vapeur quittant la paroi. A partir des équations régissant les écoulements de la vapeur et du liquide, Kutateladze a défini des nombres sans dimension pertinents pour proposer une corrélation sous la forme :

$$\dot{q}_{crit} = KL_v \rho_v \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.31)$$

De son côté, Zuber a tout d'abord analysé des observations visuelles effectuées par Westwater, puis il a indiqué qu'à partir du flux critique (ainsi qu'en ébullition en film), le liquide ne mouille jamais

la paroi. La vapeur est éjectée du film au cours « d'explosions » aléatoirement situées sur la paroi et, à ce moment, le liquide s'approche de la paroi. Une seconde « explosion » se produit alors, repoussant l'avancée du liquide avant qu'il ne touche la paroi. Bien que l'emplacement des explosions soit aléatoire, Zuber considère une configuration géométrique fixe (Fig. 3.6) où les colonnes de vapeur (chapelets de vapeur, jets de vapeur, « vapour jets ») correspondant aux explosions sont espacées d'une longueur d'onde λ_z comprise entre les valeurs critiques de longueur d'onde caractéristique d'une instabilité de Taylor :

$$2\pi \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} < \lambda_z < 2\pi\sqrt{3} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \quad (3.32)$$

Zuber considère ensuite que le rayon des jets est égal à un quart de la distance inter jet.

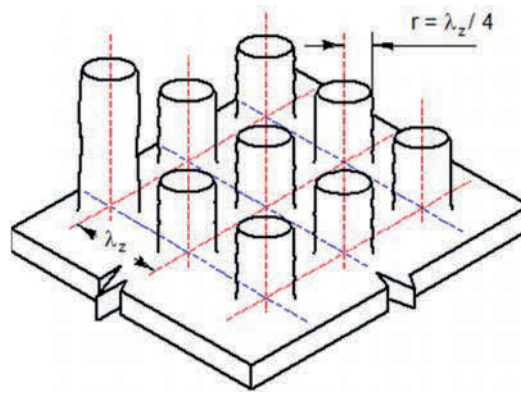


Fig. 3.6 – Distribution géométrique des colonnes de vapeur pour le modèle de flux critique de Zuber.

Il suppose de plus que le flux critique se produit lorsque la vitesse de la vapeur atteint une vitesse critique. Cette vitesse critique correspond au déclenchement d'une instabilité de Kelvin-Helmoltz qui affecte les colonnes de vapeur. Compte tenu de l'expression de la longueur d'onde de Kelvin-Helmoltz :

$$\lambda_H = \frac{2\pi\sigma(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l\rho_v(u_l - u_v)^2} \quad (3.33)$$

et en considérant que la masse volumique de la vapeur est négligeable devant celle du liquide, si bien que la vitesse du liquide est négligeable devant celle de la vapeur, on obtient la vitesse critique :

$$u_v = \left(\frac{\sigma}{\rho_v} \frac{2\pi}{\lambda_H} \right)^{1/2} \quad (3.34)$$

En maintenant l'hypothèse que la vitesse du liquide est beaucoup plus faible que celle de la vapeur, on relie le débit de la vapeur et la vitesse de celle-ci, à l'aide d'un simple raisonnement géométrique relatif à la disposition et au diamètre des jets de vapeur et en admettant enfin que $\lambda_H = \pi\lambda_z / 2$. Il vient alors :

$$\dot{q}_{crit} = \frac{\pi}{16} u_v \rho_v L_v \quad (3.35)$$

soit, compte tenu des bornes inférieure et supérieure de λ_z :

$$0,118L_v\rho_v\left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right]^{\frac{1}{4}} < \dot{q}_{crit} < 0,157L_v\rho_v\left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.36)$$

Zuber fixe finalement la constante pour représenter au mieux un ensemble de données expérimentales et adopte :

$$\dot{q}_{crit,Z} = \frac{\pi}{24}L_v\rho_v\left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.37)$$

Lienhard et Dhir (1973) proposent une modification de ce modèle en faisant l'hypothèse que λ_H est égale à la longueur d'onde la plus dangereuse de l'instabilité de Rayleigh-Taylor (plus fort taux de croissance) :

$$\lambda_H = \lambda_z = 2\pi\sqrt{3}\left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{1/2} \quad (3.38)$$

ce qui conduit à :

$$\dot{q}_{crit} = 0,149L_v\rho_v\left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.39)$$

Lienhard et Dhir (1973) ou encore Ded et Lienhard (1972) ont montré l'importance de la géométrie de la surface chauffée utilisée (Fig. 3.7). En effet, dans la plupart des expériences les surfaces ont une dimension finie L (diamètre de tube, largeur de plaque, etc.), qui est un paramètre important dans la prédiction du flux de chaleur maximum. Les corrélations pour le flux critique pour des surfaces de dimensions finies sont écrites sous la forme :

$$\dot{q}_{crit} / \dot{q}_{crit,Z} = f(L / L_b) \text{ avec } L_b = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{1/2} \quad (3.40)$$

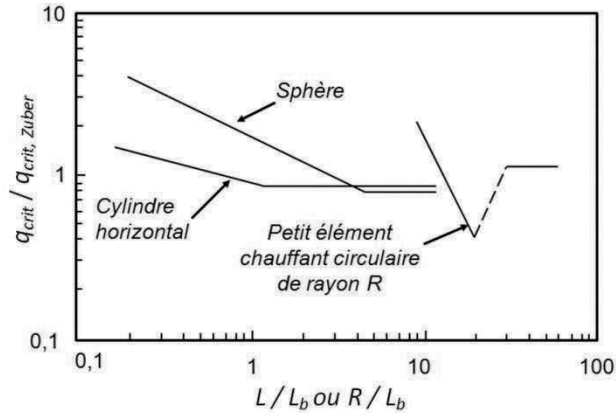


Fig. 3.7 – Variation du flux critique avec la taille de la surface chauffée.

3.1.3.2 Modèle de Haramura et Katto

Haramura et Katto (1983) supposent, qu'aux forts flux de chaleur, de petits jets de vapeur alimentés par les sites de nucléation d'une surface chauffée horizontale, apportent de la vapeur à une grosse bulle (Fig. 3.8). Cette bulle de vapeur se détache sous l'action des forces de flottabilité lorsqu'elle a atteint une taille suffisante. Les auteurs supposent que l'épaisseur du film de liquide séparant ces grosses bulles et la paroi chauffée est faible de sorte que des instabilités de Kelvin-Helmholtz ne se développent pas aux interfaces des jets et du liquide. L'épaisseur du film est supposée égale à $\lambda_H / 4$. La condition de flux critique ou flux maximal est obtenue lorsque la macrocouche de liquide sous la bulle s'évapore complètement avant que la bulle ne se détache. Si on appelle τ la période de détachement des champignons de vapeur, on obtient :

$$\dot{q}_{crit} = \left(1 - \frac{S_{jet}}{S_t} \right) \frac{\lambda_H}{4} \frac{\rho_l L_v}{\tau} \quad (3.41)$$

où S_t est la surface totale de la plaque chauffée et S_{jet} , la surface occupée par les jets de vapeur.

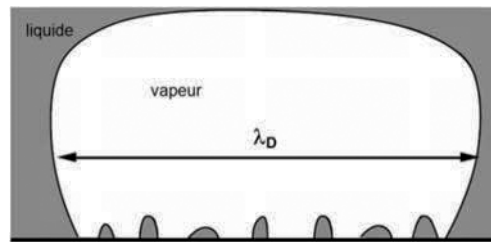


Fig. 3.8 –Macrocouche de liquide sous un champignon de vapeur.

La période de détachement des bulles des poches de vapeur est donnée par la relation suivante :

$$\tau = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/5} \left[4 \left(\frac{11}{16} \rho_l + \rho_v\right) \frac{1}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{3/5} \dot{V}^{1/5} \quad \text{avec} \quad \dot{V} = \frac{\lambda_d^2 \dot{q}_{crit}}{\rho_v L_v} \quad (3.42)$$

\dot{V} est le taux de croissance volumique d'une poche de vapeur (le volume de la poche est $V = \dot{V}t$), Les grosses bulles sont supposées avoir une largeur λ_d , longueur d'onde la plus dangereuse,

$\lambda_d = 2\pi\sqrt{3} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{1/2}$. La longueur d'onde de Helmholtz peut s'exprimer :

$$\lambda_H = \frac{2\pi\sigma(\rho_l + \rho_v)}{\rho_l \rho_v} \left[\frac{\rho_v L_v}{\dot{q}_{crit}}\right]^2 \left(\frac{S_{jet}}{S_t}\right)^2 \quad (3.43)$$

Haramura et Katto obtiennent finalement la relation suivante pour le flux maximum :

$$\dot{q}_{crit} = \left(\frac{\pi^4}{2^{11}3^2}\right)^{1/16} \left(\frac{S_{jet}}{S_t}\right)^{5/8} \left(1 - \frac{S_{jet}}{S_t}\right)^{5/16} \left[\frac{\rho_l / \rho_v - 1}{\left(\frac{11}{16} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right) + 1\right)^{3/5}}\right]^{5/16} L_v \rho_v \left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right]^{1/4} \quad (3.44)$$

Ils montrent que cette relation est en accord avec celle de Zuber à condition de choisir l'expression suivante pour le rapport de la section des jets de vapeur sur la surface de la plaque chauffée :

$$\left(\frac{S_{jet}}{S_t}\right) = 0,584 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,2} \quad (3.45)$$

Dans tous ces modèles un certain nombre d'hypothèses sont peu justifiables. Notamment, dans celui de Haramura et Katto l'épaisseur du film sous les grosses bulles est supposée très mince alors que les observations par visualisation rapide montrent que ces bulles sont alimentées par des gros et longs jets de vapeur, suggérant ainsi que la couche de liquide puisse être constamment renouvelée. Ceci remet sérieusement en doute les hypothèses faites dans ce modèle. Le relativement bon accord avec les données expérimentales vient du fait que cette corrélation a la même forme que celle de Zuber et que le mécanisme principal qui provoque le piégeage et la vaporisation du liquide à la paroi est une instabilité de Kelvin-Helmholtz. Les prédictions obtenues avec ces modèles sont raisonnables ($\pm 20\%$) pour l'eau, les hydrocarbures, les fluides cryogéniques et les réfrigérants, mais pour les métaux liquides, où les mécanismes de conduction-convection sont certainement importants, les écarts entre les mesures et les prédictions sont considérables.

3.1.4 Transferts de chaleur dans les autres régimes d'écoulement

3.1.4.1 Ébullition en film

L'ébullition en film est observée lorsque la paroi chauffée est intégralement recouverte d'un film de vapeur. En raison de la faible conductivité thermique de la vapeur, la surchauffe de la paroi est généralement de l'ordre de plusieurs centaines de kelvins. Le coefficient d'échange thermique peut être prédit à l'aide de deux familles de modèles dont les résultats sont très voisins : la première approche, proposée par Bromley (1950), est comparable à la théorie de la condensation en film laminaire (théorie de Nusselt). Elle est classiquement utilisée pour les cylindres horizontaux. La seconde approche, introduite par Berenson (1962), reprend le concept d'instabilités hydrodynamiques développé par Zuber (1959) pour la description du flux critique. Elle est généralement utilisée pour des plaques planes.

Pour un cylindre de diamètre D , le modèle de Bromley (1950) conduit à l'expression du coefficient d'échange :

$$h_{film} = 0,62 \left(\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) g L_v^*}{D \mu_v \Delta T_{sat}} \right)^{1/4} \quad (3.46)$$

avec $L_v^* = L_v + 0,34 c_{pv} \Delta T_{sat}$ où le second terme correspond à la surchauffe de la vapeur. La constante 0,62 a été choisie pour représenter au mieux les données expérimentales, sachant que les développements théoriques conduisent à une constante égale à 0,728 sous l'hypothèse d'une contrainte de cisaillement nulle à l'interface et à 0,512 si le liquide est supposé au repos autour du film de vapeur :

$$h_{film} = 0,425 \left(\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) g L_v^*}{\lambda_{RT} \mu_v \Delta T_{sat}} \right)^{1/4} \quad (3.47)$$

où λ_{RT} est la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor :

$$\lambda_{RT} = 2\pi \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \quad (3.48)$$

Pour ce modèle, les propriétés thermophysiques du liquide et de la vapeur sont calculées respectivement à T_{sat} et à $(T_p + T_{sat})/2$. Ce modèle a été modifié pour être étendu à d'autres géométries comme des tubes horizontaux ou des parois planes verticales (Breen et Westwater, 1962) ou des cylindres verticaux (Hsu et Westwater, 1960).

Ces deux modèles sont sensiblement équivalents. Ils sont néanmoins limités aux cas où la surchauffe de la paroi est suffisamment faible car ils ne prennent pas en compte les transferts radiatifs. Au-delà d'une température de l'ordre de 300 °C, la contribution du rayonnement au flux total transféré devient significative. Dans ce cas, Bromley (1950) propose d'appliquer une pondération entre le coefficient d'échange thermique pour l'ébullition en film et le coefficient d'échange radiatif :

$$h_t = h_{film} \left(\frac{h_{film}}{h_t} \right)^{1/3} + h_{rad} \approx h_{film} + 0,75 h_{rad} \quad (3.49)$$

$$\text{avec } h_{rad} = \frac{\sigma(T_p^4 - T_{sat}^4)}{\left(\frac{1}{\varepsilon_p} + \frac{1}{\varepsilon_l} - 1\right)(T_p - T_{sat})},$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzman ($5,67 \cdot 10^8 \text{ W m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$), ε_p l'émissivité de la paroi et ε_l l'émissivité du liquide (généralement considérée comme égale à 1).

3.1.4.2 Ébullition de transition et flux de chaleur minimal

Le régime d'ébullition de transition ne peut être atteint que par chauffage à température imposée (D-G sur la courbe de Nukiyama, Fig. 3.2). C'est un régime très perturbé où il y a contact intermittent entre les poches de vapeur et le liquide à la paroi (Berenson, 1961). Aucune modélisation adéquate n'est disponible actuellement. Pour ce régime on peut se contenter d'une interpolation entre les deux points de fonctionnement extrêmes \dot{q}_{crit} et \dot{q}_{min} correspondant au flux critique et au flux thermique minimum (point de Leidenfrost). Le point de Leidenfrost (du nom du physicien allemand qui l'a décrit pour la première fois en 1756) correspond au flux minimal pour lequel le film de vapeur est stable. En dessous de cette valeur, le flux est trop faible pour assurer une production de vapeur suffisante et empêcher le contact du liquide avec la paroi. D'un point de vue pratique chacun a eu l'occasion d'observer le mouvement d'une goutte d'eau échappée sur une plaque chauffante. La chaleur est transmise par conduction à travers le film de vapeur et par rayonnement. Sous l'effet de la tension superficielle, la goutte adopte une forme sphéroïdale justifiant le terme « d'état sphéroïdal », quelquefois également employé pour désigner ce phénomène.

Berenson (1962) a développé un modèle analytique pour prédire le flux thermique minimum sur une plaque horizontale :

$$\dot{q}_{min} = 0,09 \rho_v L_v \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{(\rho_l + \rho_v)^2} \right]^{1/4} \quad (3.50)$$

3.2 EBULLITION CONVECTIVE

Les écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur sont rencontrés dans nombreux domaines industriels, tels que les échangeurs de chaleur, au cœur des réacteurs nucléaires pour leur refroidissement, dans la pétrochimie, dans les échangeurs de climatisation ou bien encore dans les systèmes de refroidissement de l'électronique de puissance. Dans un écoulement diphasique, deux phases s'écoulent et coexistent en même temps : la phase liquide et la phase vapeur. Chaque phase ayant sa propre vitesse, on peut définir le glissement comme le rapport entre la vitesse de la phase vapeur et celle de la phase liquide. Le glissement entre les phases est directement lié au taux de vide. La configuration géométrique de ces deux phases peut varier, on la qualifie de régime d'écoulement. On peut observer des régimes à bulles, annulaire, intermittent, etc. Des phénomènes physiques propres à chaque régime d'écoulement (force de gravité dominante ou non devant les forces de surface, coalescence de bulles, conduction dans le film liquide, convection, frottements interfaciaux ou pariétaux, courbure des interfaces liquide/vapeur, etc.) sont les conséquences des transferts d'énergie, de masse et de quantité de mouvement.

3.2.1 Relations fondamentales

Considérons un écoulement diphasique liquide-vapeur dans un tube de diamètre D , de longueur L , chauffé uniformément par une densité de flux de chaleur modérée \dot{q} .

Le débit massique surfacique appelé également vitesse massique est défini par la relation suivante :

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{A} \quad (3.51)$$

où \dot{M} est le débit massique du fluide et A la section droite du canal.

Le titre en vapeur à l'équilibre thermodynamique se définit à partir des relations fondamentales de la thermodynamique :

$$x = \frac{\dot{M}_v}{\dot{M}_v + \dot{M}_l} = \frac{h - h_l}{h_v - h_l} \quad (3.52)$$

A partir du premier principe de la thermodynamique, en négligeant l'effet de vaporisation instantanée dû aux frottements, la compressibilité de la vapeur et la variation d'énergie cinétique, la variation du titre en vapeur sur la longueur Δz du tube chauffé s'écrit :

$$\Delta x = \frac{4\dot{q}}{\dot{m}L_v D} \Delta z \quad (3.53)$$

On peut définir le taux de vide (fraction de vide) de plusieurs manières : ponctuel, linéique, surfacique et volumique. Le taux de vide surfacique est le plus pertinent pour ce chapitre et s'écrit :

$$\alpha_v = \frac{A_v}{A} \quad (3.54)$$

avec A_v l'aire de la section droite occupée par la phase vapeur.

Enfin, le glissement de vitesses entre les phases correspond au rapport entre la vitesse de la phase vapeur et celle de la phase liquide et s'écrit :

$$S = \frac{u_v}{u_l} \text{ avec } u_v = \frac{\dot{m}x}{\rho_v \alpha_v} \text{ et } u_l = \frac{\dot{m}(1-x)}{\rho_l (1-\alpha_v)} \quad (3.55)$$

ρ_v et ρ_l sont respectivement les masses volumiques de la vapeur et du liquide.

3.2.2 Différents régimes de l'ébullition convective

Écoulement vertical

Considérons un tube vertical chauffé uniformément sur toute sa longueur avec un flux de chaleur modéré et des conditions de liquide sous-refroidi en entrée. La Fig. 3.9 illustre les différents régimes d'écoulement rencontrés le long du tube. Ces écoulements sont caractérisés par une forte évolution longitudinale de leur structure due à une constante augmentation du titre en vapeur.

Tant que le liquide est chauffé en dessous de sa température de saturation et que la température de paroi reste inférieure à la température requise pour qu'il y ait nucléation (Onset of Nucleate Boiling),

il n'y a pas création de vapeur. Le transfert de chaleur se fait par convection dans un écoulement de liquide monophasique.

Lorsque la température de paroi atteint une valeur suffisante, il y a activation de sites de nucléation. Les bulles de vapeur sont formées à la paroi dans une zone où la température du liquide est légèrement supérieure à la température de saturation. Lorsque ces bulles se détachent, elles migrent dans le cœur de l'écoulement qui est à une température inférieure à la température de saturation et se re-condensent. C'est le régime d'ébullition nucléée sous-refroidie ou sous-saturée.

Le long de l'écoulement, la température au cœur du fluide augmente jusqu'à atteindre en moyenne la température de saturation T_{sat} . La vapeur générée à la paroi est présente dans la zone centrale de l'écoulement. Il est usuel de choisir comme origine des titres en vapeur ($x = 0$) le début de l'ébullition nucléée saturée. La température à cœur du liquide n'atteint T_{sat} qu'à une certaine distance en aval du point $x = 0$.

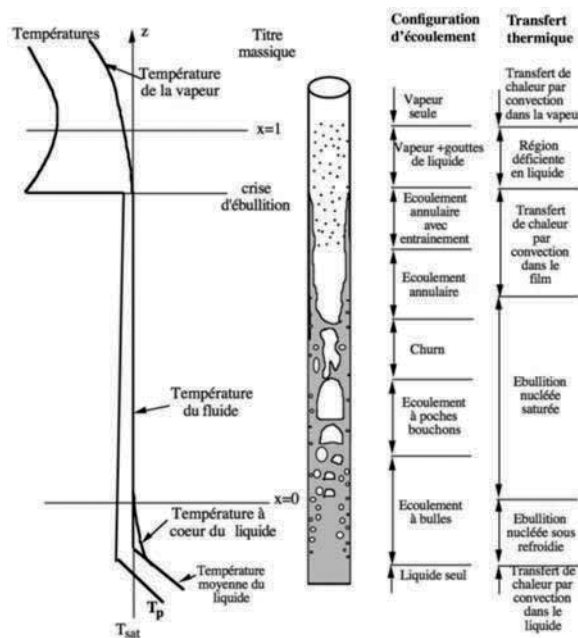


Fig. 3.9 – Régimes d'écoulement en tube vertical en ébullition convective (chauffage de la paroi à flux imposé, d'après Collier, 1980).

Les bulles coalescent jusqu'à atteindre des tailles comparables au diamètre du tube. L'écoulement est alors formé d'une succession de poches de vapeur et de bouchons de liquide.

Lorsque le titre en vapeur augmente, apparaît alors un régime chaotique, appelé écoulement bouillonnant ou « churn flow », c'est un régime de transition vers l'écoulement annulaire. Cette dislocation est directement liée à une augmentation de la vitesse de la vapeur.

En écoulement annulaire, le liquide forme un film à la paroi et la vapeur se trouve dans un noyau central. Lorsque la différence de vitesse entre le liquide et la vapeur devient très importante des vagues se forment à la surface du film par instabilités de Kelvin-Helmholtz et des gouttelettes de liquide sont arrachées à l'interface. Au niveau des transferts thermiques, on passe d'un régime d'ébullition à un régime d'évaporation. L'épaisseur du film de liquide sur la surface chauffée devient si mince que la conductivité thermique effective est suffisante pour que le liquide près de la paroi chauffée n'atteigne

plus la température nécessaire à la nucléation. La chaleur est transportée de la paroi par convection forcée à travers le film jusqu'à l'interface avec la vapeur où il y a évaporation du film de liquide.

Pour une certaine valeur du titre en vapeur, il y a évaporation complète du film de liquide, c'est la zone d'assèchement, aussi appelée « dry out », qui s'accompagne d'une très forte augmentation de la température de la paroi, lorsque le chauffage s'effectue à flux thermique imposé. Après l'assèchement de la paroi, se produit un écoulement de vapeur transportant des gouttelettes de liquide. Puis les gouttelettes s'évaporent et on observe un écoulement monophasique de vapeur sèche.

L'observation des différents régimes de l'ébullition convective dépend du titre en vapeur, mais également du flux thermique imposé à la paroi ou de la température de surchauffe. Sur la Fig. 3.10, les différents régimes observés sont représentés pour un flux thermique imposé à la paroi. L'évolution suivie par le système se fait sur une ligne horizontale.

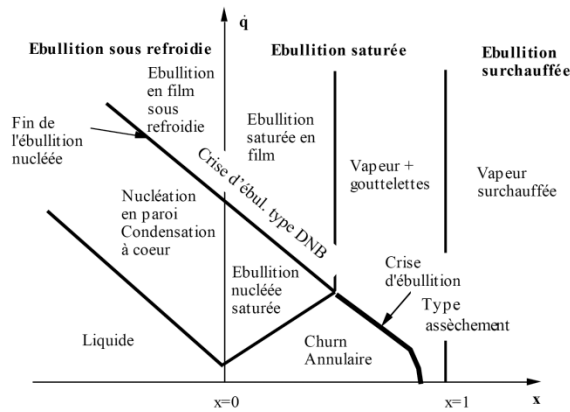


Fig. 3.10 – Régimes d'ébullition pour un flux imposé.

A faible flux, l'évolution est typiquement celle observée sur la Fig. 3.9. Lorsque le flux augmente, l'ébullition nucléée démarre alors que la température du liquide à cœur est bien inférieure à la température de saturation. Puis, l'ébullition devient saturée et on peut observer l'arrêt de l'ébullition nucléée et un passage à un régime d'ébullition en film, puis à un écoulement à gouttelettes après évaporation du film liquide. A très fort flux, l'ébullition en film existe dès l'entrée de la conduite, on n'observe plus d'ébullition nucléée. L'assèchement de la paroi est brutal, on parle alors de crise d'ébullition. Lorsque cet assèchement conduit à une destruction de la paroi à cause d'une température trop élevée, on parle de « burn out ».

Pour une paroi maintenue à une température constante, les régimes d'écoulements sont similaires avec en plus un régime d'ébullition de transition comme en ébullition en vase. Pour une température trop basse, il peut aussi ne pas y avoir de nucléation en paroi.

Écoulement horizontal

Considérons un tube horizontal chauffé uniformément sur toute sa longueur avec une densité de flux de chaleur modérée et des conditions de liquide sous-refroidi en entrée. En écoulement horizontal, la gravité a tendance à rendre l'écoulement dissymétrique. Pour de faibles vitesses massiques, de l'ordre de $100 \text{ kg m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, l'écoulement est stratifié, le liquide s'écoulant dans la partie inférieure du tube et la vapeur sur la partie supérieure. La gravité a également un effet notable sur l'assèchement. En écoulement annulaire le film de liquide est plus fin sur la partie supérieure du tube, ce qui conduit à un assèchement précoce de cette zone. L'assèchement de la paroi se déroule donc graduellement du haut vers le bas du tube le long du canal (Fig. 3.11).

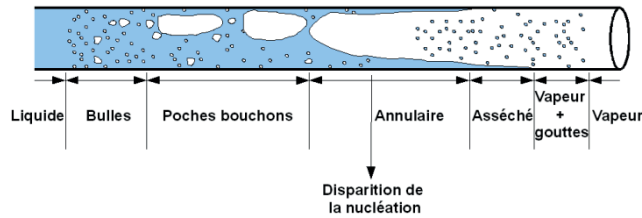


Fig. 3.11 – Régimes d'écoulement en tube horizontal en ébullition convective de liquide.

L'ensemble des écoulements peuvent être synthétisés à l'aide d'une carte de configuration. La carte d'écoulements de Kattan, Thome et Favrat (1998), modifiée par Wojtan et Thome (2005 a) est représentée sur la Fig. 3.12. Si on se déplace le long du canal chauffé, le titre en vapeur passe de 0 (liquide saturé) à 1 (vapeur saturée). A une vitesse massique constante de $300 \text{ kg m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, les régimes d'écoulement rencontrés sont les suivants : bouchons, intermittent, annulaire, asséché, puis à gouttelettes dispersées. Les courbes en pointillés correspondent à l'évolution du coefficient de transfert de chaleur et seront expliquées ultérieurement.

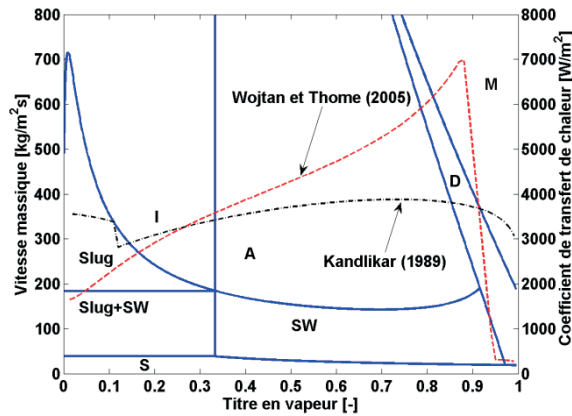


Fig. 3.12 – Carte d'écoulement et coefficient de transfert de chaleur pour du R134a s'écoulant dans un tube de 10 mm soumis à une densité de flux de 10 kW m^{-2} , pour une température de saturation de 10°C et une vitesse massique de $300 \text{ kg m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. I : Intermittent, A : Annulaire, SW : stratifié à vagues, S : stratifié, Slug : bouchons, D : assèchement, M : gouttelettes dispersées.

L'évolution des écoulements liquide-vapeur en régime d'ébullition convective est régie par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie des phases liquide et vapeur. Ces équations sont détaillées dans le chapitre « Approche multi-échelle et phénomènes de transport en changement de Phase ». La résolution de ces équations nécessite l'introduction de lois de fermeture pour le flux de chaleur en paroi lorsque celui-ci n'est pas connu, pour le taux de vide et pour les frottements pariétaux.

En ébullition convective comme en ébullition en vase, la relation entre la densité de flux de chaleur à la paroi \dot{q} et la surchauffe (différence de température $T_p - T_{sat}$) dépend du régime d'ébullition. Dans la suite du document, on présentera un certain nombre de modélisations et de corrélations pour estimer les échanges thermiques en paroi dans ces différents régimes.

3.2.3 Déclenchement de l'ébullition

Lorsque du liquide sous refroidi à une température T_L inférieure à la température de saturation T_{sat} pénètre dans un tube chauffé modérément, sur une certaine longueur, on observera un écoulement monophasique. Dans cette zone, le transfert thermique est calculé à l'aide de la corrélation classique de Dittus-Boelter (1930) :

$$Nu = \frac{h_l D}{\lambda_l} = 0,023 \left(\frac{\dot{m} D}{\mu_l} \right)^{0,8} Pr^{1/3} \quad (3.56)$$

pour un écoulement avec une vitesse massique \dot{m} . La densité de flux de chaleur à la paroi est calculée en fonction du coefficient d'échange convectif h_l :

$$\dot{q} = h_l (T_p - T_l(z)) \quad (3.57)$$

La densité de flux de chaleur permet de chauffer le liquide de sa température d'entrée T_{le} jusqu'à la température de saturation.

Lorsque la température de paroi atteint une valeur suffisante, il y a déclenchement de l'ébullition nucléée. De nombreuses méthodes semi-empiriques ont été utilisées pour prédire l'apparition de l'ébullition.

Bergles et Rohsenow (1964) développent un modèle basé sur les arguments semi-théoriques de Hsu (1961) pour déterminer le départ de l'ébullition nucléée. Ils proposent la relation suivante :

$$\dot{q}_{eb} = 5,30 p^{1,156} \left[1,80 (T_p - T_{sat}) \right]^{2,41} / (p^{0,0234}) \quad (3.58)$$

Il s'agit d'une relation dimensionnelle dans laquelle la température, la pression et la densité de flux de chaleur sont exprimées respectivement en °C, kPa et W/m^2 . Ce modèle a été validé sur une large gamme de pressions p comprises entre 100 et 10 000 kPa, pour des surfaces qui possèdent des cavités activables de tailles variées.

Sato et Matsumura (1964) partant d'une analyse similaire proposent la relation suivante :

$$\dot{q}_{eb} = \frac{\lambda_l \rho_v L_v}{8 \sigma T_{sat}} \left[T_p - T_{sat} \right]^2 \quad (3.59)$$

Un peu plus tard, Forst et Dzakowic (1967) ont analysé l'influence du nombre de Prandtl pour des liquides différents et proposent la relation suivante :

$$\dot{q}_{eb} = \frac{\lambda_l \rho_g L_v}{8 \sigma T_{sat}} \left[T_p - T_{sat} \right]^2 Pr^2 \quad (3.60)$$

Cette relation est en bon accord avec un grand nombre de données expérimentales pour de nombreux fluides (eau, hydrocarbures, mercure, fluides cryogéniques), s'il y a suffisamment de sites de nucléation activables. Elle est notamment utilisée dans le code NEPTUNE.

3.2.4 Ebullition nucléée sous-refroidie ou sous-saturée

A partir du moment où l'ébullition est déclenchée ($z = z_{eb}$) et jusqu'à ce que la température moyenne du liquide atteigne la température de saturation ($z = z_{sat}$), on est dans le domaine de l'ébullition sous-saturée (Fig. 3.13).

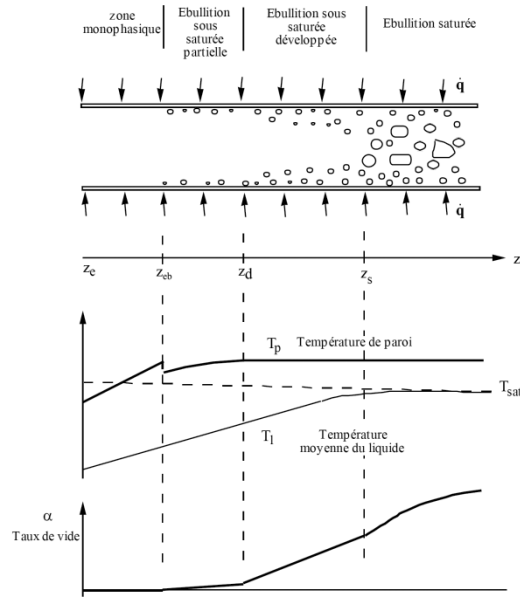


Fig. 3.13 – Evolutions du taux de vide et de la température en ébullition sous-saturée.

On peut distinguer deux régimes différents d'ébullition sous-saturée. Dans une première partie, les bulles sont formées à la paroi et se recondensent sur place sans se détacher et rejoindre la zone centrale du tube. C'est le régime d'ébullition sous-saturée partielle dans lequel le transfert thermique est contrôlé par la convection et par la nucléation des bulles. Le taux de vide reste très faible et les bulles sont localisées à la paroi. Au fur et à mesure que le tube est chauffé, la température au cœur de l'écoulement augmente. Les bulles ne se recondensent pas directement à la paroi, elles se détachent et se recondensent dans les zones sous-refroidies de l'écoulement. C'est la zone d'ébullition sous-saturée développée ($z > z_d$) où le taux de vide commence à avoir une valeur significative. C'est à partir de cette zone que vont apparaître les changements importants sur le taux de vide et le frottement pariétal.

3.2.4.1 Ébullition sous-saturée partielle

En régime d'ébullition sous-saturée partielle, la densité de flux totale est souvent décomposée en une contribution due à la convection de l'écoulement de liquide \dot{q}_l et une densité de flux due à la nucléation \dot{q}_{nucl} . Cette approche a été proposée par Rohsenow (1962) et validée expérimentalement par Hino et Ueda (1985) :

$$\dot{q} = \dot{q}_l + \dot{q}_{nucl} \quad \text{avec} \quad \dot{q}_l = h_l (T_p - T_l(z)) \quad (3.61)$$

Dans la modélisation de la densité de flux \dot{q}_{nucl} , Rohsenow suppose que la densité de flux est principalement due à la croissance et au détachement des bulles qui augmentent l'échange convectif au sein du liquide :

$$\dot{q}_{nucl} = \mu_l L_v \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} Pr^{-5} \left[\frac{c_{pl}(T_p - T_{sat})}{C_{sf} L_v} \right]^3 \quad (3.62)$$

Le coefficient C_{sf} dépend des propriétés du fluide et de la paroi (Tableau 3.1).

De nombreuses autres corrélations existent dans la littérature, basées sur une superposition des coefficients d'échanges de chaleur en convection forcée h_l et en ébullition nucléée h_{nucl} de la forme :

$$h = \left(h_l^p + h_{nucl}^p \right)^{\frac{1}{p}} \quad (3.63)$$

avec par exemple $p=2$ pour Kutateladze (1961) et $p=3$ pour Steiner et Taborek (1992).

Dans le régime d'ébullition fortement sous-saturée, le taux de vide est extrêmement faible, mais la présence des bulles dans la zone proche de la paroi modifie le frottement pariétal. Elles peuvent soit agir comme des rugosités lorsqu'elles sont attachées à la paroi, soit modifier la production de turbulence dans la zone proche paroi.

3.2.4.2 Ébullition sous-saturée développée

L'ébullition sous-saturée développée est observée pour $z > z_d$ (Fig. 3.13), après l'apparition significative de la vapeur. En ébullition convective sous-saturée développée, il est souvent supposé que la densité de flux est identique à celle observée en ébullition en vase, le rôle de la convection du liquide devenant faible. Si on souhaite connaître le taux de vide dans cette région, il est possible de calculer le titre en vapeur par un bilan d'enthalpie sur la phase liquide et de déterminer une relation entre le taux de vide et le titre en vapeur (Levy, 1967).

Des modèles phénoménologiques plus récents prédisant la densité de flux de chaleur à la paroi ont été développés pour toute la zone d'ébullition sous-saturée. Dhir (1998) identifie trois mécanismes de transferts de chaleur principaux (Fig. 3.14) :

- par évaporation sous la bulle (flux \dot{q}_E) ;
- par conduction instationnaire due à l'arrivée périodique du liquide froid lors du départ ou du effondrement des bulles (flux \dot{q}_{CI}) ;
- par convection forcée du liquide hors des zones d'influence des bulles (flux \dot{q}_l).

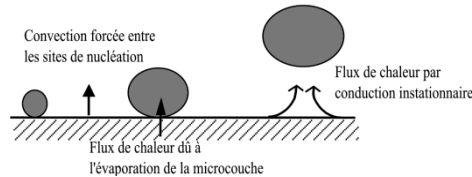


Fig. 3.14 – Différents modes de transfert de chaleur en ébullition en vase.

En ébullition sous-saturée, la bulle émerge de la couche limite thermique, d'autres modes de transfert sont alors à prendre en compte comme la recondensation au sommet de la bulle.

Une modélisation phénoménologique est proposée par Judd et Hwang (1976) en ébullition en vase et Kurul et Podowski (1990) en ébullition convective. Elle repose sur la décomposition du flux de chaleur en trois contributions :

$$\dot{q} = \dot{q}_l + \dot{q}_{CI} + \dot{q}_E \quad (3.64)$$

Kurul et Podowski considèrent que, sur la portion de surface recouverte par les bulles A_b , le flux de chaleur est échangé successivement par évaporation de la microcouche pendant la croissance des bulles et par conduction instationnaire après le départ des bulles. Sur la portion complémentaire de la surface, le flux de chaleur échangé entre la paroi et le fluide est dû à la convection forcée. La portion

de surface recouverte par les bulles est exprimée en fonction du rayon des bulles au détachement R_d , de la densité de sites activés n_c et d'une constante K comprise entre 1 et 2 : $A_b = K\pi R_d^2 n_c$.

Le flux de chaleur par convection entre les sites de nucléation peut être estimé en convection forcée par la corrélation de Dittus-Boetler et multiplié par $(1 - A_b)$.

Le flux de chaleur dû à la conduction instationnaire est calculé par la corrélation de Han et Griffith (1965):

$$\dot{q}_{CI} = K\pi R_d^2 n_c \dot{q}_b = 2\sqrt{\pi\rho_l c_{pl}\lambda_l} KR_d^2 \sqrt{f_b} n_c (T_p - T_l) \quad (3.65)$$

où f_b est la fréquence d'émission des bulles, \dot{q}_b le flux de chaleur élémentaire après le départ d'une bulle. La densité de flux de chaleur transférée par évaporation de la microcouche correspond à l'énergie nécessaire pour former les bulles de vapeur :

$$\dot{q}_E = \rho_v L_v \frac{4}{3} \pi R_d^3 n_c f_b \quad (3.66)$$

Une telle modélisation nécessite la connaissance du diamètre des bulles au détachement (estimé par un bilan de forces ou par la corrélation d'Unal (1976) dans le modèle de Kurul et Podowski, 1990), de la fréquence de formation des bulles (Mikic et Rohsenow, 1969) et de la densité de sites activés. Le rayon de détachement R_d des bulles peut être calculé à l'aide d'un bilan de forces ou d'un bilan thermique comme dans la corrélation d'Unal (1976) valable en écoulement sous-refroidi et faisant intervenir les propriétés de la paroi ρ_p , λ_p et c_{pp} :

$$R_d = \frac{1,21 \cdot 10^5 p^{0,709} a}{\sqrt{b\phi}} \quad \text{avec} \quad a = \frac{T_p - T_{sat}}{2\rho_v L_v} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p c_{pp}}{\pi}} ; \quad b = \frac{T_{sat} - T_l}{2(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l})} \quad \text{et} \quad \phi = \max\left(1; \left(\frac{U_l}{0,61}\right)^{0,47}\right) \quad (3.67)$$

Kurul et Podowski utilisent dans leur modèle la fréquence de formation des bulles proposée par Ceumern et Lindenstjerna (1977) et l'expression de la densité de sites de nucléation de Lemmert et Chwala (1977) :

$$f = \sqrt{\frac{2g(\rho_l - \rho_v)}{2\rho_l R_d}} ; \quad n_{nucl} = [210(T_p - T_{sat})]^{1,8} \quad (3.68)$$

De nombreuses autres corrélations existent dans la littérature pour calculer les diamètres et fréquences de détachement (Carey, 1992) et les densités de sites activés (Kocamustafaogullari et Ishii, 1983).

Lorsque la température de paroi est connue, la densité de flux de chaleur peut être calculée directement. Dans la plupart des applications cependant, la densité de flux de chaleur est imposée et l'équation (3.64) permet de calculer la température de paroi de manière itérative. Des modèles plus élaborés (Basu *et al.*, 2005) permettent de prendre en compte le glissement et la coalescence des bulles sur la paroi. Notons que l'utilisation de modèles mécanistes est indispensable lorsque l'on souhaite faire un calcul local d'écoulements bouillants sous-refroidis. Ce sont en effet les seuls modèles capables de calculer la production de vapeur en paroi, condition limite nécessaire à la résolution des équations.

3.2.5 Ebullition saturée

Lorsque la température moyenne du liquide atteint la température de saturation, on est dans la zone d'ébullition saturée. Dans les systèmes industriels, si on veut éviter de fortes températures de

paroi ou les faibles flux associés au régime d'ébullition en film de vapeur, la vaporisation doit avoir lieu à surchauffe ou densité de flux thermique faible ou modérée (typiquement inférieur à 40 kW.m^{-2}). Pour cette raison, les évaporateurs opèrent souvent dans ces conditions. Le transfert de chaleur en ébullition convective saturée est dû à deux phénomènes, éventuellement couplés : l'ébullition nucléée et l'évaporation en film. Ainsi, quand le régime d'écoulement annulaire est atteint, le transfert de chaleur par convection à travers le film de liquide peut directement vaporiser le liquide à l'interface liquide-vapeur. Pour une température de paroi donnée, l'ébullition nucléée peut disparaître.

3.2.5.1 Disparition de la nucléation en paroi

L'ébullition nucléée disparaît dès que la température de paroi devient inférieure à celle donnée par la corrélation de Forst et Dzakowic :

$$T_p - T_{sat} = \frac{q}{h} < \left(\frac{8\sigma q T_{sat}}{\lambda_l \rho_g h_{lg}} \right)^{0,5} Pr_l \quad (3.69)$$

où h est le coefficient d'échange convectif entre le film de liquide et la paroi chauffée.

3.2.5.2 Coefficients d'échange convectif en ébullition saturée

Écoulement vertical

Une des corrélations les plus utilisées en ébullition saturée pour un écoulement vertical est celle de Chen (1966) qui postule que le transfert de chaleur en ébullition convective saturée est la somme d'une contribution due à la nucléation (h_{nucl}) et d'une contribution due à la convection dans le liquide (h_l). Le coefficient d'échange convectif global s'écrit :

$$h = S \cdot h_{nucl} + F \cdot h_l \quad (3.70)$$

où F et S sont des facteurs d'amplification et de pondération. Le coefficient d'échange dû à la convection de la phase liquide est donné par la corrélation de Dittus et Boelter avec un nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante du liquide :

$$h_l = 0,023 \frac{\lambda_l}{D} \left(\frac{\dot{m}(1-x)D}{\mu_l} \right)^{0,8} Pr^{1/3} \quad (3.71)$$

Le nombre de Prandtl correspond à la phase liquide. X_{tt} est le paramètre de Martinelli pour un écoulement turbulent de liquide et de vapeur défini par la relation suivante :

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \quad (3.72)$$

Le facteur d'amplification F est donné par :

$$F(X_{tt}) = 1 \quad \text{pour } X_{tt}^{-1} \leq 0,1 \quad \text{et } F(X_{tt}) = 2,35 \left[0,213 + \frac{1}{X_{tt}} \right]^{0,736} \quad \text{pour } X_{tt}^{-1} > 0,1 \quad (3.73)$$

Le coefficient d'échange dû à la nucléation est calculé à partir de la corrélation de Forster et Zuber (1955) pour l'ébullition en vase :

$$h_{nucl} = 0,00122 \left[\frac{\lambda_l^{0,79} c_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} L_v^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right] (T_p - T_{sat})^{0,24} (p_{sat}(T_p) - p_l)^{0,75} \quad (3.74)$$

$p_{sat}(T_p) - p_l$ est calculé à partir de la relation de Clapeyron, et le facteur d'atténuation S par la relation suivante :

$$S = 1 / \left[1 + 2,53 \cdot 10^{-6} \left(\frac{D\dot{m}(1-x)}{\mu_l} F(X_{tt})^{1,25} \right)^{1,17} \right] \quad (3.75)$$

Connaissant \dot{m} et x , on peut calculer h_l , X_{tt} , puis F et S et enfin h . Ce calcul est fait par itérations sur la température de paroi T_p .

D'autres corrélations sont basées sur des lissages de données expérimentales.

Schrock et Grossman (1959) ont lissé des données obtenues pour un écoulement bouillant d'eau en tube vertical et ont obtenu la corrélation suivante avec h_l donné par la relation (3.71) :

$$h = 7,39 \cdot 10^3 h_l \left[\frac{\dot{q}}{\dot{m}L_v} + 0,00015 \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,66} \right] \quad (3.76)$$

Gungor et Winterton (1986) proposent la corrélation suivante à partir de données en tube vertical pour de l'eau, de l'éthylène glycol et différents fluides synthétiques (R11, R12, R22, R113, R114) :

$$h = h_l \left[1 + 3000 \left(\frac{\dot{q}}{\dot{m}L_v} \right)^{0,86} + \left(\frac{x}{1-x} \right)^{3/4} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,41} \right] \quad (3.77)$$

Plus récemment Kandlikar (1989) a effectué un lissage d'un très grand nombre de données expérimentales en écoulements vertical et horizontal et propose une corrélation faisant intervenir le nombre d'ébullition Bo et le nombre de Froude Fr :

$$h = h_l \left[C_1 C_0^{C_2} (25 \cdot Fr)^{C_5} + C_3 Bo^{C_4} F_k \right] \quad (3.78)$$

$$\text{avec } C_0 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_l}} ; \quad Bo = \frac{\dot{q}}{\dot{m}L_v} ; \quad Fr = \frac{\dot{m}^2}{\rho_l^2 g D}$$

Les constantes C_1 à C_5 et F_K sont reportées dans le Tableau 3.2 et le Tableau 3.3.

| | $C_0 < 0,65$ Région convective | $C_0 > 0,65$ Région de l'ébullition nucléée |
|-------|-----------------------------------|--|
| C_1 | 1,1360 | 0,6683 |
| C_2 | -0,9 | -0,2 |
| C_3 | 667,2 | 1058 |
| C_4 | 0,7 | 0,7 |
| C_5 | 0,3 | 0,3 |

$C_5 = 0$ pour les tubes verticaux et les tubes horizontaux quand $Fr > 0,04$

Tableau 3.2 – Constantes utilisées dans l'équation (3.78).

| Fluide | F_K |
|--------|-------|
| Eau | 1,00 |
| R-11 | 1,30 |
| R-12 | 1,50 |
| R-13B1 | 1,31 |
| R-22 | 2,20 |
| R-113 | 1,30 |
| R-114 | 1,24 |
| R-152a | 1,10 |
| Azote | 4,70 |

Tableau 3.3 – Valeurs de la constante F_K pour les différents fluides.

Les prédictions de ces différentes corrélations sont comparées sur la Fig. 3.15. On remarque que pour le régime convectif correspondant à des titres supérieurs à 0,3 et au régime annulaire, les corrélations de Chen et Kandlikar donnent des valeurs proches et supérieures aux deux autres corrélations. Pour le régime convectif correspondant à des titres supérieurs à 0,3 et au régime d'écoulement annulaire, les différents modèles donnent des valeurs très proches. En revanche, pour les faibles titres massiques correspondant au régime d'ébullition nucléée, les écarts entre les différents modèles augmentent largement.

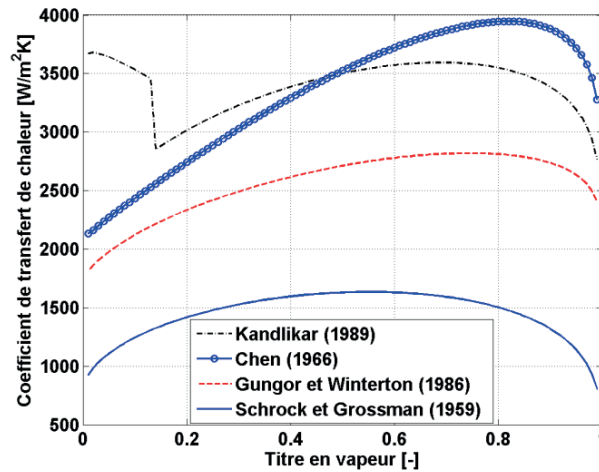


Fig. 3.15 – Comparaison des prédictions du coefficient d'échange convectif en ébullition convective verticale pour du R22 s'écoulant dans un tube de 10 mm soumis à une densité de flux de 10 kW.m^{-2} , pour une température de saturation de 10 °C et une vitesse massique de $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Exemple d'application

Calculons le coefficient de transfert de chaleur à $x = 0,5$ à l'aide de la corrélation de Chen (1966) pour les conditions de la Fig. 3.15. La température de la paroi est estimée à $12,63 \text{ °C}$. Un calcul ultérieur permettra de vérifier cette hypothèse. Les propriétés du R22 sont les suivantes : $\lambda_l = 0,09 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\mu_l = 0,00019371 \text{ Pa.s}$, $\mu_v = 0,00001179 \text{ Pa.s}$, $\text{Pr} = 2,5743$, $\rho_l = 1\,246,7 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_v = 28,82 \text{ kg.m}^{-3}$, $L_v = 19\,6690 \text{ J.kg}^{-1}$, $\sigma = 0,010219 \text{ N.m}^{-1}$, $c_{pl} = 1\,199,3 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Le coefficient d'échange liquide h_l peut facilement être calculé à l'aide de l'équation (3.71) et il vaut $366,4 \text{ W m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Le paramètre de Martinelli vaut $X_{tt} = 0,2$ et le coefficient d'amplification $F(X_{tt}) = 7,89$. Le coefficient de pondération S est alors égal à $0,352$. Avec l'équation de Clapeyron, on calcule la différence de pression, qui dans notre cas est égale à $52652,1 \text{ Pa}$. Ce calcul a été réalisé en assumant les propriétés de la paroi comme étant égales à celles de la vapeur. Cette hypothèse est valable tant que la surchauffe reste raisonnable. Ensuite, on calcule le coefficient d'échange dû à la nucléation à l'aide de l'équation (3.74). Ce dernier vaut $1801,7 \text{ W m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Finalement le coefficient d'échange diphasique est calculé et sa valeur est égale à $3525,1 \text{ W m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

La dernière étape consiste à vérifier la valeur de la température de paroi. Calculons cette dernière à l'aide de la relation de Newton :

$$T_p = \frac{\dot{q}}{h} + T_{sat} = 12,63 \text{ °C}$$

La température de paroi est donc vérifiée. Si cela n'avait pas été le cas, la nouvelle valeur de température calculée à partir de la loi de Newton aurait servi pour l'itération suivante. En moyenne 3 à 4 itérations suffisent pour la convergence du calcul.

Écoulement horizontal

Comme précisé plus haut, la méthode de prédiction de Kandlikar (1989) peut être utilisée pour un écoulement horizontal. Sur la Fig. 3.12 est représenté le coefficient de transfert de chaleur calculé à partir de cette méthode pour du R134. Le coefficient F_k a été choisi égal à celui proposé pour le R22 puisque les propriétés entre ces deux fluides sont assez proches. On peut observer une discontinuité à $x = 0,12$ qui correspond à un changement de valeur du coefficient C_0 .

Cependant, le modèle le plus général pour prédire le coefficient de transfert de chaleur dans des tubes horizontaux est celui de Wojtan et Thome (2005 b). Cette méthode de prédiction est basée sur la différenciation des régimes d'écoulement grâce à la vitesse massique et au titre en vapeur. En modifiant le modèle thermique de Kattan, Thome et Favrat (1998) développé originellement pour du R134a, du R123, du R502, du R402A et du R404A, Wojtan et Thome (2005 b) ont développé un modèle de transfert de chaleur pour du R22, du R410A et du R407C en optimisant le calcul de l'angle d'assèchement. Pour les régimes annulaires, intermittent et à bouchons, l'angle d'assèchement est égal à zéro. Pour les régimes stratifiés à vagues et stratifiés à vagues + bouchons, une relation, résultat d'une moyenne quadratique, est donnée. De plus les auteurs ont présenté un modèle pour les régimes asséchés et à gouttelettes dispersées à partir de l'équation de Groeneveld (1973). La carte d'écoulement et l'évolution du coefficient de transfert de chaleur sont présentées sur la Fig. 3.12 pour du R134a. Le coefficient de transfert de chaleur augmente de manière continue jusqu'au régime asséché (D) où sa chute est observée.

3.2.6 Flux critique

Les mécanismes conduisant à l'apparition du flux critique sont encore mal connus à l'heure actuelle malgré le nombre impressionnant d'expériences réalisées et de corrélations proposées.

Pour des flux de chaleur ou des surchauffes de paroi faibles et modérés, les régimes d'écoulements sont ceux observés sur la Fig. 3.9. L'écoulement atteint des titres massiques élevés et est presque toujours annulaire, lorsque qu'apparaît l'assèchement de la paroi (Fig. 3.10). On passe d'un écoulement annulaire avec arrachage de gouttelettes à un écoulement de vapeur contenant des gouttelettes de liquide qui vont se vaporiser. Dans ce cas on ne parle pas réellement de crise d'ébullition mais plutôt d'assèchement de la paroi.

Par contre lorsque la densité de flux de chaleur ou la surchauffe de la paroi sont importantes, la crise d'ébullition peut apparaître pour des titres massiques beaucoup plus faibles, voire négatifs (ébullition sous-refroidie). Elle se produit de manière beaucoup plus violente et soudaine. Elle correspond généralement à un arrêt de la nucléation (Fig. 3.10) et le régime d'écoulement annulaire n'est plus observé. En écoulement à bulles par exemple, il y a une production importante de vapeur à la paroi, les bulles coalescent, piégeant le liquide qui se vaporise au niveau de la microcouche. L'assèchement de la paroi peut également se produire en écoulement à poches et bouchons quand il y a vaporisation du film liquide tombant entourant la poche de gaz en écoulement vertical.

Ces deux scénarii montrent que la crise d'ébullition peut apparaître de différentes manières selon la valeur du flux de chaleur et de la surchauffe, selon qu'elle se produit au cours de l'ébullition sous-saturée ou saturée.

Dans les années 60, l'Académie des Sciences Russe a réalisé un grand nombre d'expériences sur le flux critique (Van Carey, 1992) et a montré qu'en ébullition sous-saturée le flux critique dépend du diamètre du tube D , du débit massique surfacique \dot{m} , de la pression p et de la sous-saturation $T_{sat} - T_l$. En ébullition saturée, le flux critique dépend de D , \dot{m} , p et du titre massique x comme le montrent les résultats de la Fig. 3.16. En régime sous-refroidi, le flux critique augmente avec le flux de masse à cause du transport convectif. En ébullition saturée, le flux critique a tendance à diminuer quand \dot{m} augmente. En régime annulaire, l'augmentation de vitesse du fluide a tendance à promouvoir l'arrachage des gouttelettes de liquide et donc à accélérer l'assèchement de la paroi.

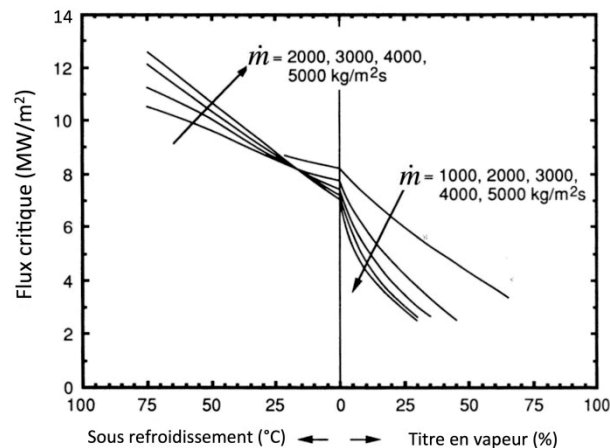


Fig. 3.16 – Prédiction des conditions de flux critique pour de l'eau à 29 bar (données de l'Académie des Sciences Russe, d'après van Carey, 1992).

De nombreux articles de synthèse existent dans la littérature. Ils reprennent les résultats expérimentaux et proposent des comparaisons des différents modèles et corrélations (Boyd, 1983, Groeneveld *et al.*, 1996, Tong et Tang, 1997, Celata et Mariani, 1999, Kandlikar, 2001). Le but ici n'est pas de donner une liste de corrélations que le lecteur pourra trouver dans les articles de synthèses mais plutôt de citer un ou deux modèles et d'essayer de décrire les mécanismes physiques identifiés dans le cas de l'assèchement de la paroi et de la crise d'ébullition du type DNB.

3.2.6.1 Assèchement de la paroi

Parmi toutes les corrélations obtenues pour le flux critique, on citera celle de Katto et Ohno (1984) qui a été établie à partir d'un grand nombre d'expériences sur les fluides différents (eau, ammoniac, benzène, éthanol, hydrogène, azote, potassium et R12, R21, R22, R113), des longueurs de tube

comprises entre 0,01 et 8,80 m, des diamètres de tubes entre 1 et 38 mm et des rapports de masses volumiques ρ_v/ρ_l entre 0,0003 et 0,41. La densité de flux thermique critique \dot{q}_{crit} est évaluée à partir de l'équation suivante :

$$\dot{q}_{crit} = \dot{q}_0 \left(1 + K \frac{h_l (T_{sat}) - h_l (T_{le})}{L_v} \right) \quad (3.79)$$

Les valeurs de \dot{q}_0 et K sont calculées par l'algorithme suivant en notant l la longueur du tube, L_v la chaleur latente de vaporisation et \dot{m} le débit massique surfacique :

$$\gamma = \frac{\rho_v}{\rho_l} ; We = \frac{\dot{m}^2 l}{\rho_l \sigma}$$

$$C = 0,25 \text{ pour } l/D < 50$$

$$C = 0,25 + 0,0009 \left[\left(\frac{l}{D} \right) - 50 \right] \text{ pour } 50 < l/D < 50 \quad C = 0,34 \text{ pour } l/D > 50$$

$$\dot{q}_{01} = C \dot{m} L_v We^{-0,043} (D/l)$$

$$\dot{q}_{02} = 0,1 \dot{m} L_v \gamma^{0,133} We^{-1/3} (1 + 0,0031(l/D))^{-1}$$

$$\dot{q}_{03} = 0,098 \dot{m} L_v \gamma^{0,133} We^{-0,433} \left(\frac{(l/D)^{0,27}}{1 + 0,0031(l/D)} \right)$$

$$\dot{q}_{04} = 0,0384 \dot{m} L_v \gamma^{0,6} We^{-0,173} \left(\frac{1}{1 + 0,28 We^{-0,233} (l/D)} \right)$$

$$\dot{q}_{05} = 0,234 \dot{m} L_v \gamma^{0,513} We^{-0,433} \left(\frac{(l/D)^{0,27}}{1 + 0,0031(l/D)} \right)$$

$$K_1 = \frac{1,043}{4C We^{-0,043}} \quad K_2 = \frac{5}{6} \frac{0,0124 + D/l}{\gamma^{0,133} We^{-1/3}} \quad K_3 = 1,12 \frac{1,52 We^{-0,233} + D/l}{\gamma^{0,6} We^{-0,173}}$$

pour $\gamma < 0,15$ alors :

$$\text{si } \dot{q}_{01} < \dot{q}_{02} \text{ alors } \dot{q}_0 = \dot{q}_{01} \text{ sinon } \dot{q}_0 = \min(\dot{q}_{02}, \dot{q}_{03})$$

$$K = \max(K_1, K_2)$$

pour $\gamma \geq 0,15$ alors :

$$\text{si } \dot{q}_{01} < \dot{q}_{05} \text{ alors } \dot{q}_0 = \dot{q}_{01} \text{ sinon } \dot{q}_0 = \min(\dot{q}_{04}, \dot{q}_{05})$$

$$\text{si } K_1 > K_2 \text{ alors } K = K_1 \text{ sinon } K = \max(K_2, K_3)$$

L'erreur quadratique moyenne par rapport aux valeurs expérimentales est d'environ 20 %. Cette corrélation est probablement moins performante pour l'eau que d'autres corrélations spécialement proposées pour ce fluide (Bowring, 1972), mais elle a l'avantage de pouvoir être utilisée de manière plus générale.

Notons qu'il existe également des modèles pour les écoulements annulaires prédisant l'amincissement du film de liquide à la paroi par vaporisation, jusqu'à sa disparition complète conduisant à l'assèchement de la paroi. Ces modèles tiennent compte de l'entraînement et du redépôt

des gouttelettes de liquide arrachées au film. Ils sont basés sur deux équations de transport pour la phase liquide (une pour le film et l'autre pour les gouttelettes) et une équation de transport de la phase gazeuse et ce pour la masse, la quantité de mouvement et l'enthalpie. On peut citer les modèles développés par Whalley *et al.* (1974). Dans cette approche, il est nécessaire d'avoir une modélisation adaptée du taux d'entraînement et du redépôt des gouttelettes, ainsi que du frottement interfacial (Govan *et al.*, 1988).

3.2.6.2 Crise d'ébullition du type DNB « Departure from Nucleate Boiling »

La crise d'ébullition du type DNB est beaucoup plus délicate à prédire. Plusieurs mécanismes physiques responsables de son apparition ont été décrits dans la littérature.

Le premier mécanisme (Fig. 3.17 a) est associé à la formation de tache sèche sous le pied de la bulle suite à une évaporation de la microcouche. Lorsque la température de paroi sous la tache sèche devient supérieure à la température de Leidenfrost, la paroi ne peut plus être remouillée par le liquide. Les expériences réalisées par Theofanous *et al.* (2002) montrent qu'il s'agit d'un phénomène très local contrôlé par l'hydrodynamique et la rupture de la microcouche de liquide en contact avec la paroi.

Le deuxième mécanisme (Fig. 3.17 b) identifié par Tong et Hewitt (1972) est observé pour des faibles sous-refroidissements. L'accumulation de bulles en paroi limite le transfert turbulent entre la couche de bulles et le cœur liquide sous-refroidi. La crise d'ébullition se produit lorsque le liquide froid ne peut plus atteindre la paroi. En considérant un taux de compactage maximum de bulles ellipsoïdales en proche paroi, le flux critique apparaît pour un taux de vide de 0,82 (Weisman et Pei, 1983).

Le troisième scénario (Fig. 3.17 c) proposé par Lee et Mudamar (1988) et Celata *et al.* (1999) se produit pour des faibles sous-refroidissements avec présence de bulles assez grosses en proche paroi. Ces bulles émergent de la couche de liquide surchauffé en paroi et se recondensent. Leur taille est contrôlée par un équilibre entre l'évaporation en proche paroi et la recondensation à l'extérieur de la couche surchauffée. Lorsque le flux de chaleur augmente, l'épaisseur de la couche surchauffée grandit et peut englober totalement la bulle qui va s'étendre sur la paroi. L'apparition du flux critique est postulée lorsque l'épaisseur de la couche de liquide surchauffée calculée par la loi logarithmique sur la température est égale au diamètre de la bulle de vapeur à son détachement de la paroi.

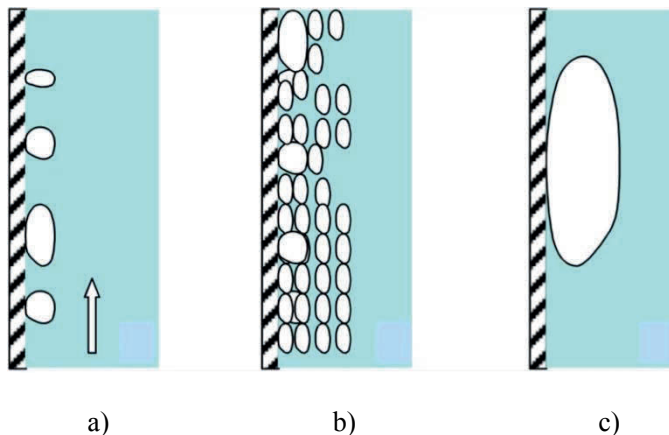


Fig. 3.17 – Différents mécanismes conduisant à la crise d'ébullition.

Malgré le nombre important d'études sur le flux critique, les mécanismes décrits sont encore mal compris. La complexité du phénomène physique rend illusoire le développement de modèles analytiques simples. La plupart des méthodes proposées pour prédire le flux critique sont basées sur des corrélations établies à partir de résultats expérimentaux.

3.2.7 Régimes d'écoulement à l'aval de la crise d'ébullition

A l'aval de la crise de l'ébullition, on peut observer différents régimes. Pour un chauffage à température de paroi imposée uniquement, on observera le régime d'ébullition de transition, correspondant à une nette diminution de la densité de flux. Pour les chauffages de paroi à flux imposé, on observera soit le régime annulaire inverse pour des chauffages importants, soit l'écoulement dispersé à gouttelettes pour des chauffages modérés.

3.2.7.1 Ébullition en film, écoulement annulaire inverse

L'ébullition en film ou écoulement annulaire inverse apparaît à l'aval de la crise d'ébullition lorsque le flux de chaleur ou la surchauffe de la paroi sont importants.

Pour l'ébullition en film sur une surface verticale, Leonard *et al.* (1978) suggèrent que la distance entre les crêtes et les ventres des vagues se formant à la surface du film est égale à la longueur d'onde de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz λ_H définie par :

$$\lambda_H = 2\pi \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2}$$

Cette longueur d'onde est remplacée dans la relation établie par Bromley (1960) donnant le coefficient d'échange convectif h en ébullition en vase :

$$h = 0,62 (\lambda)^{1/4} \quad (3.80)$$

Pour décrire l'écoulement annulaire inverse, on peut également utiliser un modèle à deux fluides. Si on considère que le frottement interfacial est nul, le résultat obtenu est similaire à celui de Nusselt pour la condensation en film. On considère que le film de vapeur démarre à la cote z_{CHF} où se produit le flux critique :

$$h = 0,62 \left[\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) L_v}{\mu_v (T_p - T_{sat})(z - z_{CHF})} \right]^{1/4} \quad (3.81)$$

3.2.7.2 Régimes d'écoulement dispersé à gouttelettes

Pour les flux de chaleur ou surchauffe faibles et modérés, on observe à l'aval de la crise d'ébullition après assèchement de la paroi un écoulement de vapeur pouvant être plus ou moins surchauffé et transportant des gouttelettes de liquide qui se vaporisent. Différents mécanismes de transfert de chaleur jouent un rôle dans l'évaporation des gouttelettes :

- le transfert convectif de la paroi vers la vapeur et de la vapeur vers les gouttelettes,
- l'évaporation des gouttelettes impactant la paroi ou se situant dans les zones de vapeur surchauffée,
- le transfert radiatif de la paroi vers les gouttelettes et la vapeur.

On distingue deux types de modèles d'évaporation de gouttelettes selon que l'on suppose qu'il y a équilibre thermodynamique des deux phases ou non. L'hypothèse d'équilibre thermodynamique est valable uniquement lorsqu'il y a une vitesse relative importante entre les deux phases qui permet un transfert convectif rapide.

Dougall et Rohsenow (1963) proposent la relation suivante issue d'un modèle homogène et supposant l'équilibre thermodynamique entre phases, pour prédire le transfert thermique de la paroi à la phase vapeur :

$$Nu_v = \frac{h_v D}{\lambda_v} = 0,023 \left[\left(\frac{\dot{m} D}{\mu_v} \right) \left(x + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1-x) \right) \right]^{0,8} Pr_{v,T_{sat}}^{0,4} \quad (3.82)$$

Le nombre de Prandtl de la vapeur est évalué à la température de saturation.

De manière analogue, Groeneveld (1973) propose la corrélation suivante basée sur un lissage de données expérimentales :

$$Nu_v = \frac{h_v D}{\lambda_v} = a \left[\left(\frac{\dot{m} D}{\mu_v} \right) \left(x + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1-x) \right) \right]^{-b} Pr_{v,T_p}^c Y^d ; Y = 1 - 0,1 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right)^{0,4} (1-x)^{0,4} \quad (3.83)$$

Pour les écoulements en tube circulaire, $a = 0,00109$, $b = 0,989$, $c = 1,41$ et $d = -1,15$.

D'autres modèles semi-théoriques (Bennett *et al.*, 1962) permettent de calculer l'évolution de la température de la vapeur et de la taille des gouttelettes en écrivant que le flux de chaleur à la paroi sert à chauffer la vapeur et à vaporiser les gouttelettes de liquide.

3.3 CONCLUSION

Les différents régimes de l'ébullition en vase et de l'ébullition convective ont été passés en revue et quelques modèles pour la prédiction des coefficients d'échange ont été présentés. Cette revue est loin d'être exhaustive. De très nombreux modèles et corrélations existent pour le régime d'ébullition nucléée, mais la dispersion au niveau des résultats est très grande. Les recherches s'orientent actuellement vers des modèles mécanistes basés sur la décomposition du flux de chaleur, ces modèles étant destinés à fournir des lois de paroi pour les codes de calculs diphasiques eulériens. Le flux critique a également fait l'objet de nombreuses études. Si le mécanisme d'assèchement de la paroi en ébullition convective est relativement bien compris, ce n'est pas le cas pour la crise d'ébullition du type « Departure from Nucleate Boiling » qui représente un enjeu crucial en terme de sécurité des dispositifs industriels.