



TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR

LES FOCUS
TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR



GÉNIE NUCLÉAIRE

THERMOHYDRAULIQUE DES RÉACTEURS À EAU SOUS PRESSION

Décembre / 2021



**TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR**

Réf. : **BN3050 V2**

Date de publication :
10 mars 2018

Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression

Cet article est issu de : **Énergies | Génie nucléaire**

par **Christophe HERER**

Mots-clés

sûreté | écoulement
diphase |
thermohydraulique | taux de
vide

Résumé La chaleur produite dans le cœur d'un réacteur nucléaire est transférée au fluide du circuit primaire. Dans les générateurs de vapeur, le circuit primaire échange cette chaleur en vaporisant l'eau du circuit secondaire. Il est nécessaire d'évacuer une certaine quantité d'énergie à l'extérieur. Ces exemples relèvent tous de phénomènes analysés par la thermohydraulique, à savoir l'hydraulique avec transfert de chaleur et possible changement de phase (condensation ou ébullition). Cet article traite des domaines d'application de la thermohydraulique. Les notions nécessaires pour le dimensionnement et pour les analyses de sûreté des réacteurs à eau sous pression sont explicitées.

Keywords

safety | two-phase flows |
thermal hydraulics | void
fraction

Abstract Heat generated in the core of a nuclear power plant is transferred to a fluid in a primary cooling circuit. This heat serves to vaporize water in the secondary circuit to generate steam. The second law of thermodynamics tells us that some heat has to be dumped. These examples are typical of thermal hydraulics applications, i.e. hydraulics with heat transfer and possible phase change (boiling and condensation). This article presents some fundamentals of thermal hydraulics. Basics for design and safety analyses of pressurized water reactors are presented.

Pour toute question :

Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :
infos.clients@teching.com

Par téléphone :
00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **23/12/2021**

Pour le compte : **7200106152 - éditions ti // céline BLONBOU // 92.170.153.116**

© Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression

par **Christophe HERER**

Ingénieur chargé d'expertises

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Fontenay-aux-Roses, France

Avec la participation de Tony Glantz (IRSN) pour la rédaction des sous-sections 3.4 et 5.2.

1. Notions élémentaires	BN 3 050v2 - 2
1.1 Diamètre hydraulique	— 2
1.2 Valeurs moyennes et maximales des paramètres	— 2
2. Caractérisation de l'état du fluide	— 3
2.1 État énergétique	— 3
2.2 Grandeurs diphasiques	— 5
2.3 Régimes d'écoulements	— 7
3. Modélisations	— 9
3.1 Démarche proposée et hypothèses associées	— 9
3.2 Modèle homogène à l'équilibre (HEM)	— 9
3.3 Modèle à dérive de flux	— 9
3.4 Modèles à deux fluides	— 11
4. Corrélations spécifiques	— 11
4.1 Grandeurs thermohydrauliques et incertitudes	— 12
4.2 Évaluation du taux de vide	— 12
4.3 Évaluation des pertes de charge	— 14
4.4 Évaluation du débit critique	— 23
4.5 Transfert thermique	— 26
5. Sûreté des REP	— 33
5.1 Crise d'ébullition	— 33
5.2 Accident de perte de réfrigérant du circuit primaire (APRP)	— 38
6. Conclusion	— 42
7. Glossaire	— 42
8. Sigles, notations et symboles	— 42
Pour en savoir plus	Doc. BN 3 050v2

La thermohydraulique est l'étude du transfert de la chaleur couplé à l'hydraulique des écoulements, avec la prise en compte d'une masse volumique variable résultant par exemple de l'échauffement ou du refroidissement du fluide. Cependant, l'aspect le plus complexe demeure le changement de phase et le traitement d'écoulements diphasiques eau-vapeur. Dans un réacteur à eau pressurisée, l'eau du circuit primaire a un double rôle de caloporteur et de modérateur. Outre les enjeux de la maîtrise des transferts d'énergie et donc des températures dans les systèmes et composants d'un réacteur à eau sous pression, sa température ou la quantité de vapeur présente a un impact primordial sur la réactivité et donc la neutronique du cœur.

La thermohydraulique s'intéresse à l'état du fluide, à son mode de circulation et aux échanges thermiques dans le réacteur, dans les situations normales

d'exploitation, d'incidents et d'accidents y compris les plus graves afin que les critères de sûreté se trouvent respectés en toutes circonstances.

Les méthodes et modèles présentés dans cet article constituent les principes de base pour permettre de mieux appréhender les problèmes liés à la mécanique des fluides avec échange de chaleur ou en écoulement à deux phases (liquide et vapeur). On adoptera une approche empirique, les modèles théoriques et équations sont du domaine des ouvrages spécialisés. Ces modèles empiriques sont principalement issus de l'hydraulique en charge et de la thermique dans les conduites de section circulaire. Cet exposé n'a pas vocation à couvrir l'ensemble des connaissances, notamment les phénomènes liés à l'analyse des accidents graves ne sont pas abordés. On trouvera dans cet article une introduction aux phénomènes physiques, à leur interprétation et à leur modélisation.

1. Notions élémentaires

1.1 Diamètre hydraulique

Une des spécificités de l'industrie nucléaire et du réacteur à eau sous pression (REP) réside, en particulier, dans des géométries complexes dans le cœur, la cuve et l'ensemble des composants du réacteur où l'eau s'écoule dans un milieu confiné mais ouvert dans lequel les échanges transverses sont importants.

Une approche simplifiée communément utilisée dans l'hydraulique (par rapport à la mécanique des fluides) considère des écoulements unidirectionnels dans des conduites circulaires. Afin d'utiliser pour toute géométrie d'écoulement les résultats de l'hydraulique établis en conduite circulaire, on utilise la formulation de Chézy qui détermine un diamètre hydraulique D_h équivalent prenant en compte la surface de passage du fluide A et le périmètre mouillé \mathcal{P} . Chézy propose la relation simple :

$$D_h = 4 A / \mathcal{P} \quad [m] \quad (1)$$

Si le concept du diamètre hydraulique est acceptable, son application, et notamment avec la relation (1), introduit des erreurs et des incertitudes supplémentaires dans les modèles utilisés. Ces erreurs et incertitudes peuvent être réduites par la détermination d'une relation pour le diamètre hydraulique plus spécifique et adaptée à une géométrie donnée.

Dans le cœur d'un REP, en fonctionnement nominal, la vitesse du fluide est à direction privilégiée verticale ascendante le long des assemblages de combustible. Le combustible est constitué de barreaux cylindriques à section circulaire (de 9,5 mm de diamètre le plus souvent et exclusivement sur le parc français). Usuellement, on définit une surface caractéristique, dénommée « sous-canal », qui soit suffisamment petite pour représenter la physique mais compatible avec les capacités de modélisation et de simulation numérique. Une telle surface, (illustrée à la figure 1 dans le cas d'assemblages de combustible à pas carré caractéristique des réacteurs à eau sous pression à l'exception des réacteurs de conception soviétique et des réacteurs à eau lourde) représente la surface comprise entre 4 crayons (sous-canal dit « typique ») ou 3 crayons et le tube-guide (sous-canal dit « tube-guide »).

La section de passage A et le périmètre mouillé \mathcal{P} dépendent du type de sous-canal considéré :

– pour un sous-canal « typique » :

$$A = \text{pas}^2 - \pi D^2 / 4 \quad \text{et} \quad \mathcal{P} = \pi D$$

– pour un sous-canal « tube-guide » :

$$A = \text{pas}^2 - \frac{\pi}{16} (3D^2 + D_{tg}^2) \quad \text{et} \quad \mathcal{P} = \frac{\pi}{4} (3D + D_{tg})$$

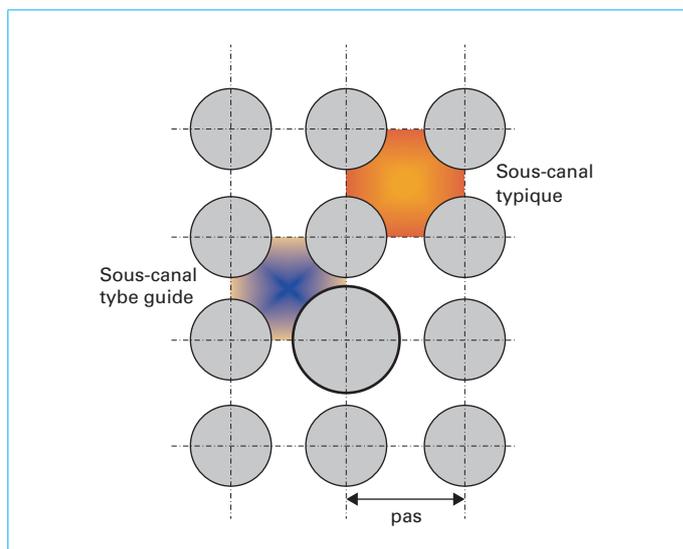


Figure 1 – Surface élémentaire dite « sous-canal »

Exemple 1

Soient $D = 9,5$ mm et $D_{tg} = 12,45$ mm avec un pas de 12,6 mm.

Surface de passage

- sous canal « typique » : $A = 87,88$ mm²
- sous canal « tube-guide » : $A = 75,16$ mm²

Périmètre mouillé

- sous canal « typique » : $\mathcal{P} = 29,85$ mm
- sous canal « tube-guide » : $\mathcal{P} = 32,16$ mm

Diamètre hydraulique

- sous canal « typique » : $D_h = 11,78$ mm
- sous canal « tube-guide » : $D_h = 9,35$ mm

Pour un assemblage entier (carré de 214 mm de côté avec 264 crayons, 24 tubes-guide et un tube d'instrumentation de même diamètre), la surface de passage est de 0,02404 m², le périmètre mouillé vaut 8,86 mètres ; ce qui donne un diamètre hydraulique équivalent de 10,86 mm.

1.2 Valeurs moyennes et maximales des paramètres

Les caractéristiques de fonctionnement relatives au circuit primaire définissent les paramètres moyens. À partir des valeurs moyennes, des valeurs maximales enveloppes sont estimées à l'aide de facteurs multiplicatifs établis en fonction du type de réac-

teur. Les valeurs moyennes (cf. exemple 2) ne prennent pas en compte les hétérogénéités dans le cœur. D'une part la puissance n'est pas distribuée également dans le cœur, d'autre part l'insertion des barres de commande modifie ces distributions. Radialement, on définit le facteur d'élévation d'enthalpie $F_{\Delta H}$, rapport de l'élévation d'enthalpie du canal considéré à l'élévation d'enthalpie moyenne. Axialement, la puissance est distribuée suivant des formes variables en fonction de l'épuisement du combustible et de la position des grappes de régulation. Une forme usuellement adoptée, permettant d'englober de nombreuses situations, suit une loi en cosinus. Cependant, pour certains transitoires de fonctionnement, d'autres distributions axiales de puissance, non symétriques (avec un *axial offset* non nul) sont considérées.

Les ordres de grandeurs des débits et vitesses dans les différents composants d'un réacteur sont facilement évalués à l'aide des caractéristiques de fonctionnement. Le débit volumique dans la cuve du réacteur est celui en provenance de toutes les boucles froides (sur le parc en France trois boucles pour les réacteurs 900 MWe, 4 pour les réacteurs de puissance supérieure ou égale à 1 300 MWe). Cependant une petite partie de ce débit (environ 5 %) contourne le cœur soit directement par le haut vers le dôme, soit dans le cloisonnement ou encore dans les tubes-guide des assemblages combustible. Du fait de la loi de la conservation de la masse, c'est le débit massique qui est conservé constant dans tout le circuit. Les valeurs moyennes de débit massique qui passe dans un assemblage ou dans un tube de GV permettent de calculer les vitesses massiques moyennes ; rapport du débit massique à la section de passage. La vitesse massique est une grandeur plus adaptée à la thermohydraulique que la vitesse moyenne, usuellement utilisée en hydraulique, qui, dans le cas d'un écoulement à masse volumique variable, n'est pas constante tout au long de l'écoulement. La vitesse massique, notée G , est le produit de la vitesse U du fluide par sa masse volumique ρ et permet de vérifier, en écoulement monodimensionnel permanent, l'équation de conservation de la masse ($\rho U = \text{constante}$).

On évalue aussi la puissance moyenne, la puissance linéique moyenne et le flux surfacique moyen d'un crayon d'assemblage combustible à partir du nombre total d'assemblages dans le cœur et du nombre de crayons combustible dans un assemblage.

Exemple 2

On utilise les valeurs du palier 1 450 MWe [1] et les grandeurs thermodynamiques du tableau 1 à 15,5 MPa, 292,2 °C et 329,6 °C.

Le débit nominal par pompe dans une boucle est de 24 500 m³/h dans un réacteur à 4 boucles. Le débit dans la cuve est de 98 000 m³/h (20 199 kg/s) soit 93,6 kg/s dans chacun des 205 assemblages constituant le cœur (avec une température d'entrée de 292,2 °C et 95 % du débit passant effectivement dans les assemblages). Dans un des 5 599 tubes d'un générateur de vapeur (GV), le débit massique est de 0,902 kg/s. À ce débit correspond une « vitesse massique » moyenne (rapport du débit à la surface de passage) de 4 035 kg/m².s, dans un tube de GV de 16,87 mm de diamètre intérieur. La vitesse massique moyenne dans un assemblage est du même ordre de grandeur (3 894 kg/m².s) avec une surface de passage dans un assemblage de 0,24 m² (cf. exemple 1). Dans un GV, entre l'entrée (329,6 °C) et la sortie (292,2 °C) d'un tube, la vitesse moyenne passe de 6,18 à 5,44 m/s. La vitesse moyenne de l'eau dans un assemblage est de 5,25 m/s en entrée et de 5,97 m/s en sortie.

La puissance moyenne d'un crayon combustible est de 78 529 W sachant que 4 250 MW – thermiques – sont générés par les 205 assemblages qui contiennent chacun 264 crayons.

On définit la puissance moyenne linéique q' comme la puissance moyenne par unité de longueur. La hauteur active étant de 4 267 mm, on obtient :

$$q' = 78,53/4,27 = 18,40 \text{ kW/m} = 184 \text{ W/cm}$$

La densité de puissance, ou flux de chaleur moyen φ , est la puissance du crayon rapportée à l'unité de surface (produit de la hauteur active et du périmètre du crayon) soit :

$$\varphi = 18,40/\pi D = 616,65 \text{ kW/m}^2 = 61,7 \text{ W/cm}^2$$

2. Caractérisation de l'état du fluide

2.1 État énergétique

2.1.1 Enthalpie du fluide

L'enthalpie d'une substance pure est fonction de deux variables thermodynamiques. Par exemple, considérant la température T et la pression P , on écrit :

$$dh = c_p dT + (1 - \beta) \frac{dP}{\rho}$$

avec $\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$ le coefficient de dilatation volumique isobare exprimé en K⁻¹.

À pression constante, le second terme s'annule et l'augmentation de la température T_1 à T_2 d'une unité de masse d'eau se traduit par une augmentation de l'enthalpie h suivant :

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p dT \quad [\text{J/kg}] \quad (2)$$

avec $c_p(P, T)$ la capacité thermique massique à pression constante, exprimée en J/(kg.K),

h exprimée en J/kg.

Si la plage de variation de température est limitée, en prenant la valeur moyenne de la capacité massique, cette expression se simplifie selon :

$$\Delta h \approx \bar{c}_p \Delta T \quad [\text{J/kg}] \quad (3)$$

Cette simplification n'est valable que si l'évolution de température ne passe pas par la température de saturation, en raison des grandes variations des valeurs de la capacité thermique entre la phase liquide et vapeur. Si le fluide atteint la température de saturation, il peut devenir diphasique. Les grandeurs thermodynamiques de chacune des deux phases ne sont alors plus fonction que d'une seule variable ; la présence d'une phase supplémentaire ayant fait perdre un degré de liberté à l'eau qui est alors à saturation.

Lorsque $h(P, T)$ atteint la valeur de l'enthalpie à saturation $[h_f^{\text{sat}}(T = T_{\text{sat}})]$ ou $[(h_g^{\text{sat}} P = P_{\text{sat}})]$, il y a potentiellement passage d'une fraction de masse de l'eau de l'état liquide à l'état vapeur. Ce passage requiert une quantité d'énergie supplémentaire, l'enthalpie (chaleur latente) de vaporisation notée h_{lv} (en J/kg) avec :

$$h_{lv} = h_g^{\text{sat}} - h_f^{\text{sat}} \quad [\text{J/kg}] \quad (4)$$

Notons aussi qu'il y a relation biunivoque entre p_{sat} et T_{sat} . Des tables [2] fournissent les grandeurs thermodynamiques de l'eau tant à l'état monophasique (liquide ou vapeur) qu'à saturation. Cette configuration cesse d'exister au-delà du point critique (22,06 MPa ou 374 °C).

Dans le domaine de fonctionnement du réacteur, les principales grandeurs thermodynamiques ont les valeurs indiquées dans les tableaux 1 et 2.

Tableau 1 – Grandeurs thermodynamiques de l’eau liquide

Pression [MPa]	Température [°C]	Enthalpie [kJ/kg]	Coefficient de dilatation [10^{-3} K^{-1} relation (126)]	Masse volumique [kg/m^3]	Viscosité dynamique [$\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$]
15,5	292,2	1 296	2,585	742	91,6
15,5	329,6	1 514	4,774	653	76,3
7,3	229,5	989	1,622	832	117

Tableau 2 – Grandeurs thermodynamiques de l’eau à saturation

Pression [MPa]	Température de saturation [°C]	Masse volumique liquide [kg/m^3]	Masse volumique vapeur [kg/m^3]	Enthalpie liquide [kJ/kg]	Enthalpie vapeur [kJ/kg]	Tension de vapeur σ [N/m]
2,0	212,4	850	10,0	908,6	2 798	0,03483
7,3	288,7	734	38,3	1 283	2 769	0,01697
10,0	311,0	688	55,5	1 408	2 725	0,01186
15,5	344,8	594	102	1 630	2 596	0,004669

Les tables d’eau [2] sont maintenant disponibles sous de nombreuses formes numériques, soit avec des applications Internet ou smartphone, des logiciels ou encore des bibliothèques de programmes.

2.1.2 Bilan enthalpique

Le premier principe de la thermodynamique est établi à partir de la conservation de l’énergie (cf. [BE8005] ou [24]). Dans un système ouvert représenté schématiquement à la figure 2, on peut écrire, en supposant les variations d’énergies cinétique et potentielle négligeables devant la chaleur et le travail échangé par le système avec l’extérieur

$$\Delta H = W + Q \quad [J]$$

Dans le cas où il n’y a pas d’échange de travail, par exemple entre l’entrée et la sortie du fluide primaire dans le cœur ou le générateur de vapeur, alors la relation précédente se simplifie selon :

$$m\Delta h = Q \quad [J]$$

soit par unité de temps :

$$\dot{m}\Delta h = \dot{Q} \quad [W]$$

La quantité de chaleur par unité de temps \dot{Q} correspond à la puissance échangée entre le système et l’extérieur, ce raisonnement étant aussi valable si cet échange se fait avec un échange de travail.

Pour un système échangeant une puissance Π avec l’extérieur, le bilan enthalpique relie la variation d’enthalpie à la puissance échangée selon :

$$\Delta h = \frac{\Pi}{\dot{m}} \quad [J/kg] \quad (5)$$

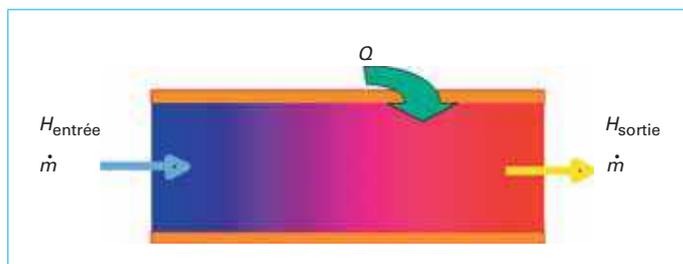


Figure 2 – Bilan enthalpique avec transfert de chaleur et sans travail échangé

À noter que s’il n’y a pas de changement de phase et pour des écarts de température limités, le bilan enthalpique peut se simplifier comme suit : $\Delta h \approx c_p \Delta T$.

Exemple 3 : débit primaire

En prenant comme hypothèse, à une pression de 15,5 MPa, une température d’entrée du cœur de 295 °C et une température de sortie de 329 °C,

$$h(295;15,5) = 1310,6 \text{ kJ/kg}$$

$$h(329;15,5) = 1510,4 \text{ kJ/kg}$$

Si la puissance thermique nominale est de 4 300 MW (thermiques) alors le débit nominal sera :

$$\dot{m} = \dot{Q} / [h(329;15,5) - h(295;15,5)] = \frac{4\,300\,000}{199,8} = 21\,521 \text{ kg/s}$$

À l’inverse, si les températures sont mesurées en entrée et sortie du GV, en l’absence de perte thermique dans le GV, la connaissance de la puissance thermique du GV permet de déduire le débit primaire passant dans le GV.

Exemple 4 : besoin en eau d'une centrale

Dans un cycle thermodynamique, une quantité importante d'énergie est perdue à la source froide ; dans le cas d'un circuit ouvert qui évacue cette énergie directement à la source froide (océan par exemple), on peut calculer le débit nécessaire au condenseur suivant la relation suivante intégrant le rendement η du cycle thermodynamique.

Puissance électrique et puissance thermique sont reliés selon :

$$\Pi_e = \eta \Pi_{th}$$

La puissance perdue à la source froide Π_p est la puissance totale (thermique) moins la puissance électrique :

$$\Pi_p = \Pi_{th} - \Pi_e = (1 - \eta) \Pi_{th} = \frac{1 - \eta}{\eta} \Pi_e$$

En utilisant la relation (3) pour évaluer la variation d'enthalpie au travers de la différence de température de l'eau de la source froide entre l'entrée et la sortie du condenseur :

$$\dot{m} \cong (1 - \eta) \Pi_{th} / [c_p \Delta T] \quad [\text{kg/s}]$$

Pour une augmentation de la température issue de la source froide de 10 °C, le c_p peut être pris constant égal à 4,18 kJ/kg K. Pour une centrale produisant une puissance de 1 400 MW avec un rendement de 33 %, le débit provenant de la source froide est alors :

$$\dot{m} = 2,03 \times 1\,400\,000 / [4,18 \times 10] = 68\,000 \text{ kg/s}$$

soit environ 68 m³/s.

2.1.3 Titre thermodynamique à l'équilibre

L'enthalpie est une grandeur thermodynamique extensive, elle est proportionnelle à la masse, à la différence de la pression ou de la température, grandeurs intensives. Lorsque l'enthalpie d'une unité de masse de liquide est inférieure à l'enthalpie à saturation (toujours donnée dans les tables d'eau par unité de masse), le liquide est dit sous-saturé. L'augmentation de la température du liquide ou la diminution de sa pression le porte à saturation. Tout apport d'énergie complémentaire entraîne alors une vaporisation : le fluide est saturé diphasique (figure 3).

Ces étapes sont résumées ci-dessous, pour une unité de masse du fluide :

- fluide à l'état monophasique liquide sous-saturé : $h < h_1^{sat}$
- fluide saturé diphasique : $h \geq h_1^{sat}$ et $h \leq h_{1v}^{sat}$
- fluide à l'état de vapeur surchauffée : $h > h_{1v}^{sat}$

À saturation, on a alors :

$$h = h_1^{sat} + \chi (h_{1v} - h_1^{sat}) \quad [\text{J/kg}] \quad \text{avec} \quad 0 < \chi < 1.$$

ou encore :

$$\chi = \frac{h - h_1^{sat}}{h_{1v} - h_1^{sat}} \quad [-] \quad (6)$$

χ est appelé le titre thermodynamique à l'équilibre, avec l'hypothèse que les phases liquide et vapeur sont toutes deux à la température de saturation.

C'est en fait une hypothèse assez forte et non vérifiée dans les transitoires. Le titre thermodynamique à l'équilibre permet d'évaluer le potentiel énergétique et le taux de passage du fluide de l'état liquide à l'état vapeur.

2.2 Grandeurs diphasiques

La description complète de l'écoulement requiert des informations tridimensionnelles dépendantes du temps et de l'espace. Les écoulements diphasiques se caractérisent par des moyennes tem-

porelles et spatiales (voir par exemple [3] [4]) liées aux grandeurs diphasiques locales définies ci-après pour des écoulements permanents à une direction. Nous décrivons ici des expressions simplifiées des différentes variables utilisées pour caractériser les écoulements diphasiques. Il s'agit de déterminer la proportion relative des phases, la vitesse, la pression et l'état énergétique de chaque phase. Au contraire de présentations plus théoriques où l'on considère des grandeurs tridimensionnelles avec des phases indifférenciées, les grandeurs monodimensionnelles introduites par la suite caractérisent préférentiellement la vapeur (ou le gaz), repérée par l'indice « v », par rapport au liquide (indice « l »), sans opérateurs de moyenne temporelle ou spatiale, approche moins rigoureuse mais qui a le mérite de la simplicité.

2.2.1 Proportion des phases : taux de vide (taux de présence de la phase vapeur) et qualité

Le titre thermodynamique à l'équilibre est issu d'un bilan énergétique. Cependant sa connaissance ne donne qu'une évaluation grossière de la présence effective de vapeur dans le liquide. Deux grandeurs supplémentaires permettent de définir un peu plus précisément la présence des phases :

- la qualité statique (quelquefois en thermodynamique appelé titre massique en vapeur) x_{st} , rapport de la masse en phase vapeur à la masse totale de fluide ;
- le taux de présence de la phase vapeur α , souvent dénommé taux de vide, rapport entre le volume occupé par la phase vapeur au volume total occupé par le fluide :

$$x_{st} = m_v / (m_v + m_l) \quad [-] \quad (7)$$

$$\alpha = V_v / (V_v + V_l) \quad [-] \quad (8)$$

Dans les écoulements diphasiques en conduite à une direction, le taux de présence de la phase vapeur, dénommé par la suite taux de vide α , peut être défini comme un rapport de surfaces, rapport de la section courante occupée par la phase vapeur à la surface totale de la section.

On obtient alors les relations suivantes (les surfaces sont notées A pour *area* afin de ne pas provoquer de confusion avec S pour *slip* introduit ultérieurement)

$$\alpha = A_v / (A_v + A_l) = A_v / A \quad [-] \quad (9)$$

La masse volumique moyenne est alors définie comme étant :

$$\rho_{2\phi} = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad [\text{kg/m}^3] \quad (10)$$

2.2.1.1 Débits et vitesses

Cependant si la vapeur occupe une proportion α du volume total, cela est insuffisant pour connaître le débit de vapeur, lié à la vitesse de l'écoulement. Le taux de débit volumique de vapeur β , rapport du débit volumique de vapeur au débit total, est une caractéristique supplémentaire de l'écoulement :

$$\beta = Q_v / (Q_v + Q_l) = Q_v / Q = (1 - Q_l) / Q \quad [-] \quad (11)$$

On définit le facteur d'écoulement C comme :

$$C = \alpha / \beta \quad [-] \quad (12)$$

La vitesse moyenne de l'écoulement est le rapport du débit volumique à la surface de passage. Dans un écoulement diphasique à une direction, la vitesse moyenne de chaque phase correspond donc au rapport du débit de la phase considérée à la surface de passage occupée par la phase. Le taux de vide α étant par extension le rapport de la surface occupée par la phase vapeur à

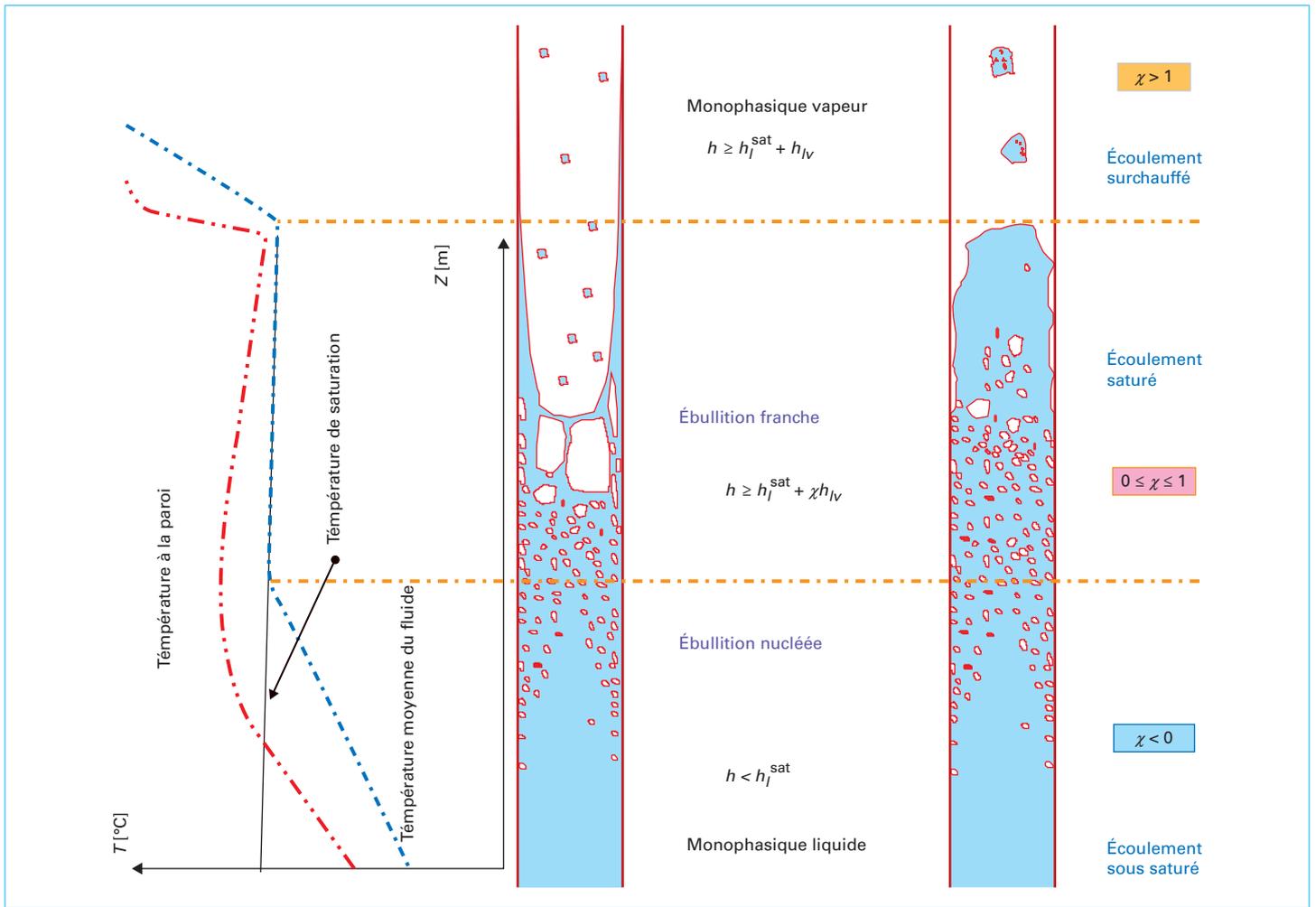


Figure 3 – Écoulement dans un tube chauffé

la surface totale, on en déduit alors pour chaque phase, les vitesses moyennes respectives de la vapeur et du liquide :

$$U_v = Q_v / (\alpha A) \quad [\text{m/s}] \quad (13)$$

$$U_l = Q_l / [(1 - \alpha) A] \quad [\text{m/s}] \quad (14)$$

La vitesse « superficielle » (appelée aussi flux volumique) représente le rapport du débit volumique à la surface totale, grandeurs « virtuelles » qui permettent de s'affranchir de la connaissance du taux de vide selon :

$$j_v = Q_v / A = (\beta Q) / A = \alpha U_v \quad [\text{m/s}] \quad (15)$$

$$j_l = Q_l / A = (1 - \alpha) U_l \quad [\text{m/s}] \quad (16)$$

Le débit volumique étant rapporté à la surface totale, la relation suivante est toujours valable :

$$j = j_v + j_l = Q / A = \frac{j_v}{\beta} \quad [\text{m/s}] \quad (17)$$

Le produit du débit volumique et de la masse volumique forme le débit massique qui, conformément à la loi de conservation de la masse, est constant tout au long de l'écoulement :

$$\dot{m} = \rho Q \quad [\text{kg/s}] \quad (18)$$

Et l'on peut former aussi les relations relatives à chaque phase selon :

$$\dot{m}_v = \rho_v Q_v = \rho_v A j_v \quad [\text{kg/s}] \quad (19)$$

$$\dot{m}_l = \rho_l Q_l = \rho_l A j_l \quad [\text{kg/s}] \quad (20)$$

Un écoulement à masse volumique variable (et donc particulièrement un écoulement diphasique) est donc susceptible d'avoir de larges variations de débit volumique et en conséquence de vitesse de chaque phase.

On peut introduire la notion de qualité pour évaluer les débits massiques vapeur et liquide selon :

$$x = \dot{m}_v / \dot{m} = \dot{m}_v / (\dot{m}_v + \dot{m}_l) \quad [-] \quad (21)$$

$$(1 - x) = \dot{m}_l / \dot{m} = \dot{m}_l / (\dot{m}_v + \dot{m}_l) \quad [-] \quad (22)$$

Cette notion peut être reliée à la définition de la qualité statique (ou titre massique en vapeur) x_{st} mais prend en compte l'aspect dynamique de l'écoulement. En écoulement permanent et lorsque les vitesses du liquide et de la vapeur sont identiques, les valeurs de la qualité « x » et du titre massique en vapeur « x_{st} » peuvent être considérées comme identiques. Il convient de souligner la différence de définition entre termes débitants (liés aux débits massiques) et statiques (liés aux masses). Cependant, afin de ne pas alourdir l'exposé et les relations proposées par la suite, nous ne

singularisons pas les grandeurs par des indices relatifs au caractère statique ou débitant de leur définition.

L'enthalpie du mélange s'écrit alors :

$$h = xh_v + (1 - x)h_l \quad [\text{kJ/kg}] \quad (23)$$

La « vitesse massique moyenne » de deux phases G , introduite à la section 1, comme le rapport du débit massique à la surface de passage s'écrit aussi :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} = \alpha \rho_v U_v + (1 - \alpha) \rho_l U_l = \rho_v j_v + \rho_l j_l \quad [\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}] \quad (24)$$

Les vitesses massiques de chaque phase suivent les expressions :

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} = \frac{\rho_v j_v}{\rho_v j_v + \rho_l j_l}$$

$$G_v = xG \quad \text{et, avec (19),} \quad G_v = \rho_v j_v \quad [\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}] \quad (25)$$

$$G_l = (1 - x)G \quad \text{et} \quad G_l = \rho_l j_l \quad [\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}] \quad (26)$$

2.2.2 Glissement entre phases

L'écoulement chauffé s'accélère car sa masse volumique diminue (typiquement au cours de la traversée du cœur en raison de l'apport d'énergie au fluide). À débit massique constant, la masse volumique diminue donc la vitesse augmente pour respecter la loi de conservation de la masse. En cas d'ébullition, la phase vapeur, moins dense, acquiert plus de vitesse que la phase liquide. La poussée d'Archimède (relative à la masse volumique très différente entre les phases liquide et vapeur), le gradient de pression et la plus forte résistance à la paroi de la phase liquide participent également à l'accélération de la phase vapeur. L'écoulement présente alors une phase vapeur ayant une vitesse différente (le plus souvent supérieure) de celle de la phase liquide.

Le glissement noté S (conformément au terme anglais *slip ratio*) est défini comme étant le rapport de la vitesse de la phase vapeur à celle de la phase liquide :

$$S = U_v / U_l \quad [-] \quad (27)$$

avec $S \geq 1$ dans une très large majorité des cas et pour un taux de vide significativement non nul.

Les relations entre vitesses (13) et (14), débits massiques (19) et (20), qualité (21) et (22) permettent d'établir la relation :

$$S = \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{x}{1 - x} \frac{\rho_l}{\rho_v} \quad [-] \quad (28)$$

En remarquant qu'avec les relations (11) et (12), on obtient l'égalité :

$$C - \alpha = \alpha \frac{Q_l}{Q_v}$$

alors

$$S = \frac{1 - \alpha}{C - \alpha} \quad [-] \quad (29)$$

Au fur et à mesure que le fluide s'approche du point critique (22 MPa ou 374 °C), les caractéristiques de ses phases liquide et vapeur deviennent de plus en plus proches. S tend vers 1 quand le fluide s'approche de son point critique.

2.2.3 Relation entre qualité et titre

Des relations (6) et (23), on peut relier le titre thermodynamique à l'équilibre χ et la qualité x dans le cas de présence simultanée

des phases liquide et vapeur. De plus si l'on suppose ces phases, toutes les deux, à la température de saturation, les enthalpies vapeur et liquide de la relation (23) sont alors les enthalpies à saturation. Cependant, si le titre χ est défini tant en écoulement sous saturé ($\chi < 0$) ou surchauffé ($\chi > 1$), les valeurs respectives de la qualité sont imposées en écoulement sous-saturé ou surchauffé (respectivement $x = 0$ et $x = 1$). Une qualité négative n'a pas de sens physique (ce qui indiquerait une masse négative) mais un titre négatif indique le degré de sous-saturation. Plus le titre sera négatif, plus le liquide sera éloigné de la saturation. Dans le même ordre d'idée, une qualité supérieure à 1 n'a pas de sens (l'intégralité du fluide ayant été vaporisée) tandis qu'un titre supérieur à 1 indique le degré de surchauffe de la vapeur.

La relation (28) permet de relier le taux de vide à la qualité selon :

$$\alpha = \frac{1}{1 + S \frac{1 - x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (30)$$

ou

$$x = \frac{\frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha}{1 + \alpha \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} S - 1 \right)} \quad (31)$$

Ces égalités impliquent la connaissance du glissement, qui est abordé dans la section suivante.

Exemple 5

Pour une qualité de 0,1 (10 % du débit masse en phase vapeur), le taux de vide vaut entre 0,3 (pour un glissement de 1,5 et une pression de 15,5 MPa) et 0,7 (pour un glissement de 1,0 et une pression de 7,0 MPa). La vapeur occupe donc entre 30 à 70 % du volume total. Plus la pression est basse (et donc plus le rapport des masses volumiques liquide et vapeur est élevé) plus le volume occupé par la vapeur est important. La variation du glissement (ici 1,0 ou 1,5) intervient dans des proportions moindres. Les évolutions sont données à la figure 4.

2.3 Régimes d'écoulements

Outre le volume occupé par la vapeur, il est nécessaire de connaître sa répartition dans l'écoulement, d'autant plus dans une démarche qui consiste à moyenniser les grandeurs.

En circulation verticale ascendante, on distingue principalement les écoulements (figure 5) :

- à bulles (*bubble*) ;
- à bouchons ou poches (*slug*) ;
- agité (*churn*) ;
- annulaire (*annular*).

Pourront s'ajouter des formes additionnelles (annulaire dispersé, brouillard) ou spécifiques aux écoulements horizontaux (ondulé, stratifié...), mais les conditions pour lesquelles l'écoulement suit tel ou tel régime dépendent de la géométrie et des paramètres de l'écoulement (notamment les débits massiques et volumiques de chaque phase et la pression). De nombreuses cartes ont été établies (voir par exemple [5] ou [BE8236]), à partir d'expériences sur des écoulements adiabatiques diphasiques eau-air principalement en conduite circulaire de petit diamètre, mais aussi quelques expériences eau-vapeur. On trouve aussi des corrélations empiriques qui délimitent les frontières de différents régimes d'écoulement. Elles n'ont qu'une valeur indicative car correspondant rarement aux conditions exactes recherchées. En écoulement diabatique (avec chauffage), les frontières entre les régimes d'écoulement sont encore plus imprécises. L'apparition de bulles de vapeur en paroi chauffante et leur migration vers le centre de l'écoulement font que l'écoulement n'est pas développé.

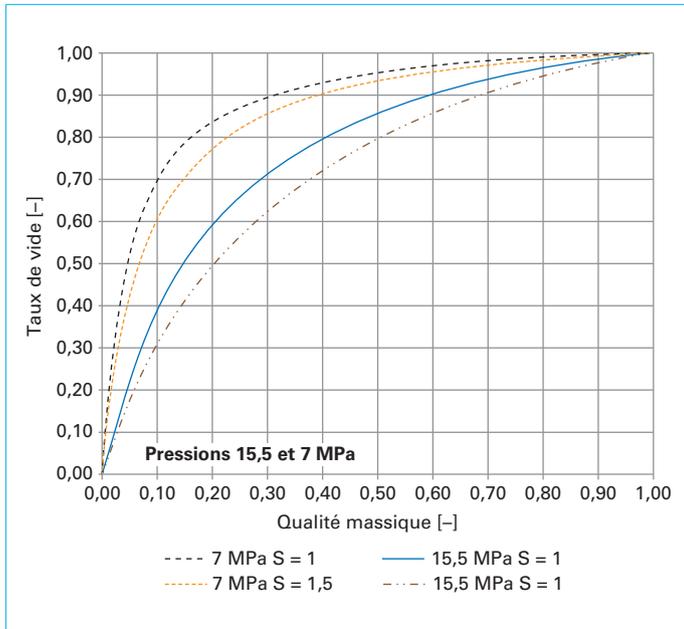


Figure 4 – Évolution du taux de vide en fonction de la qualité pour deux valeurs de glissement et deux valeurs de pression

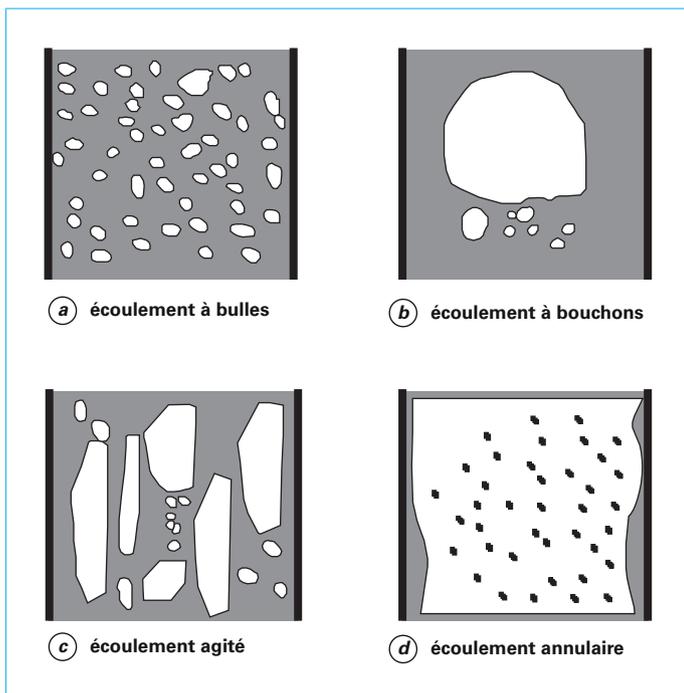


Figure 5 – Régimes d'écoulements liquide-gaz

Comme indiqué au paragraphe 2.1.3, l'équilibre thermodynamique est rarement vérifié. En outre les informations sur les incertitudes sont manquantes.

Cependant, l'identification du régime d'écoulement est rarement indissociable du choix des modèles à utiliser et de la fiabilité des évaluations qui en résultent. La démarche consiste donc à essayer en premier lieu le modèle correspondant au régime le

plus probable, puis à vérifier la cohérence des résultats obtenus et leur conservatisme par comparaison avec le test des autres régimes possibles. À titre indicatif, pour un taux de vide inférieur à 0,20, on peut raisonnablement considérer un écoulement à bulles. Un écoulement annulaire est probable pour des valeurs du taux de vide supérieures à 0,80.

L'analyse devient encore plus complexe dans le cas où les deux phases s'écoulent dans des directions opposées (contre-courant) :

- dans des écoulements verticaux, lorsque la phase vapeur s'élève tandis que la phase liquide tente de descendre. L'engorgement, ou remontée du liquide (en anglais *flooding*) se produit lorsque la vitesse superficielle du gaz est trop importante et le liquide ne peut plus s'écouler à contre-courant. La situation inverse, retombée du liquide ou en anglais *flow reversal*, étant aussi possible ;
- dans conduites horizontales ou inclinées, des relations sont proposées [6] [7] pour déterminer les conditions d'établissement de tels régimes d'écoulement.

Pour des écoulements verticaux dans des conduites circulaires de diamètre compris dans les limites de 2 à 40 fois l'échelle de Laplace

$$\text{soit } 2 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} < D < 40 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}$$

la corrélation de Wallis établie en 1961, relativement simple à mettre en œuvre, relie les vitesses superficielles adimensionnelles des deux phases selon :

$$\sqrt{j_v^*} + m\sqrt{j_l^*} = C$$

avec $m = 1$ et $C = 1$ lorsque l'effet de la gravité est prépondérant par rapport à l'effet de la viscosité, et

$$j_v^* = \sqrt{\frac{\rho_v}{(\rho_l - \rho_v)gD}} j_v \text{ et } j_l^* = \sqrt{\frac{\rho_l}{(\rho_l - \rho_v)gD}} j_l$$

Les grandeurs C et m de la relation de Wallis ci-dessus peuvent évoluer selon les auteurs et sont généralement comprises entre 0,7 et 1.

Exemple 6

Pour un écoulement vertical eau-vapeur en conduite de 6 cm de diamètre, à 2 MPa, le débit massique ascendant de vapeur est de 0,120 kg/s, on cherche la valeur limite du débit liquide en dessous de laquelle le liquide ne peut descendre dans la conduite.

Pour $C = m = 1$, la valeur limite est égale à :

$$\sqrt{j_l^*} = \frac{C - \sqrt{j_v^*}}{m} = 1 - \sqrt{j_v^*}$$

Les propriétés physiques de l'eau à saturation sont les suivantes (tableau 2) :

$$\rho_v = 10,0 \text{ kg/m}^3 ; \rho_l = 850,0 \text{ kg/m}^3 ; \sigma = 0,0348 \text{ N/m.}$$

Les grandeurs thermohydrauliques suivantes sont calculées :

$$j_v = 4,226 \text{ m/s} ; j_v^* = 0,602$$

La relation avec $C = 1$ et $m = 1$ conduit à :

$$j_l^* = 0,050 \text{ d'où } j_l = 0,038 \text{ m/s et } \dot{m}_l = 0,092 \text{ kg/s.}$$

À noter que $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} = 0,0018 \text{ m}$ représente l'échelle de Laplace

$$\text{et } 2 < \frac{0,06}{0,0018} = 29 < 40.$$

Le diamètre $D = 0,06 \text{ m}$ est bien compris entre 2 et 40 fois l'échelle de Laplace.

3. Modélisations

3.1 Démarche proposée et hypothèses associées

Formellement, les écoulements de fluides multiphasiques suivent les relations de la mécanique des fluides. Pour mémoire, les relations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie (équations de Navier Stokes) peuvent s'écrire pour un fluide newtonien selon les relations simplifiées (32) données à titre d'illustration car comportant des hypothèses complémentaires. On trouvera dans [3] les équations complètes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\ \frac{D\rho \vec{u}}{Dt} &= \frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} \vec{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g} \\ \frac{D\rho h}{Dt} &= \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho h = -\nabla \cdot \vec{\phi} + q''' + \phi \end{aligned} \quad (32)$$

Au-delà de la complexité inhérente aux équations aux dérivées partielles et au couplage de la pression et des composantes de la vitesse, le traitement des écoulements turbulents fait apparaître, du fait de l'utilisation de moyennes temporelles, des termes supplémentaires (tenseur de Reynolds) pour lesquels des relations de fermeture sont indispensables [BE8157]. Dans le cas de coexistence de plusieurs phases, les interactions entre phases requièrent des relations de fermeture complémentaires, notamment relatives à la description des écoulements est le modèle à deux fluides (§ 3.4) mais qui demande des outils et moyens de calcul importants. Lorsque l'on ne recherche pas l'évaluation locale des paramètres et qu'une estimation en entrée/sortie est suffisante, des corrélations empiriques, associées la plupart du temps aux modèles présentés dans la suite, ont été établies (voir § 4). Ces corrélations permettent d'évaluer les ordres de grandeur sans imposer la mise en œuvre de moyens lourds.

Outre le recours aux moyennes temporelles des paramètres, une source importante d'imprécisions est relative aux moyennes spatiales. Pour le taux de vide, par exemple dans une conduite circulaire, les valeurs maximales peuvent se situer soit « près » de la paroi, soit au centre, selon le régime d'écoulement. Pour ce qui concerne la vitesse ou la température, on obtient des variations importantes entre la valeur « à la paroi » (nulle pour la vitesse), la valeur maximale et la valeur moyenne. Dans le cas d'écoulement diphasique, certains modèles font l'hypothèse d'un profil uniforme (vitesse moyenne sur toute la section) soit avec la vitesse de chaque phase identique (modèle HEM § 3.2) soit avec des vitesses différentes. Soit on postule un profil radial de vitesse, identique ou non pour les deux phases (modèle à dérive de flux, § 3.3).

Des configurations ou situations peuvent s'appuyer sur des hypothèses simplificatrices telles que :

- en écoulement stationnaire, les dérivées partielles par rapport au temps sont nulles lorsque l'écoulement est établi et stable ;
- les écoulements à direction privilégiée peuvent soit être considérés comme monodimensionnels, soit conduire à des équations simplifiées en ne considérant que les termes prédominants ;
- dans un système à plusieurs composants type eau-air, les transferts de masse entre les phases sont nuls. Dans un système à un composant eau-vapeur en écoulement adiabatique et en l'absence de forts gradients de pression, les transferts de masse peuvent être négligés ; titre, taux de vide et masse volumique peuvent alors considérés comme constants ;
- l'équilibre thermodynamique entraîne l'égalité entre la qualité et le titre thermodynamique et l'égalité entre les températures des deux phases à la température de saturation.

Quelles que soient les corrélations, lois de fermeture ou modèles utilisés, il convient d'avoir à l'esprit les hypothèses utilisées afin d'appréhender les limitations qui en découlent. Lois de fermeture et corrélations ne sont applicables que sur des domaines d'application limités, le plus souvent associés à des régimes d'écoulements spécifiques. En outre, il convient d'estimer les incertitudes associées à l'application des corrélations et lois de fermeture. Des corrélations plus complexes peuvent permettre de réduire les incertitudes au risque de n'être applicables que sur un domaine restreint, entraînant alors des erreurs importantes en cas d'application en dehors du domaine de validité.

3.2 Modèle homogène à l'équilibre (HEM)

En écoulement à direction privilégiée (vertical ascendant), les deux phases étant en équilibre thermodynamique et mécanique, le modèle homogène à l'équilibre (HEM) se révèle satisfaisant et particulièrement utile. Ce modèle correspond dans la littérature anglo-saxonne au sigle HEM (*Homogeneous Equilibrium Model*). Les hypothèses principales considèrent :

- des vitesses identiques pour les deux phases ;
- un profil de vitesse uniforme sur la section, seule alors la vitesse moyenne est considérée ;
- les deux phases sont à la même température correspondant à la température de saturation imposée par la pression locale.

Les vitesses des phases étant identiques, le glissement (27) est égal à 1 et la relation (30) se simplifie pour donner une relation directe entre la qualité (par hypothèse strictement identique au titre thermodynamique à l'équilibre χ) et le taux de vide :

$$\alpha_{\text{HEM}} = \sqrt{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad \text{avec} \quad x \approx \chi = \frac{h - h_l^{\text{sat}}}{h_v} \quad (33)$$

Avec cette expression, la relation (10) se simplifie et s'écrit :

$$v_{\text{HEM}} = \frac{1}{\rho_{\text{HEM}}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (34)$$

On obtient ainsi l'égalité :

$$\alpha_{\text{HEM}} = \frac{x \rho_{\text{HEM}}}{\rho_v}$$

Le modèle HEM permet alors de considérer tout écoulement diphasique comme un écoulement simple phase ayant des propriétés physiques particulières. La masse volumique étant définie (34), diverses expressions de la viscosité et de la conductivité thermique ont été proposées (ces expressions ne sont pas spécifiques au modèle HEM) et sont rassemblées dans [8] et [28]. Par analogie, on peut considérer les relations suivantes qui ont le mérite de converger vers les propriétés physiques des phases seules liquide ou vapeur lorsque le taux de vide tend respectivement vers zéro ou un :

$$\frac{1}{\mu_{2\phi}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (35)$$

$$\frac{1}{\lambda_{2\phi}} = \frac{x}{\lambda_v} + \frac{1-x}{\lambda_l} \quad (36)$$

Il est alors possible d'utiliser toutes les relations et corrélations établies en écoulement simple phase et notamment en conduite circulaire (voir [BE8161]) sans recourir à des lois de fermeture spécifiques.

3.3 Modèle à dérive de flux

L'approche de Zuber et Finlay [9] prend en compte d'une part des vitesses locales des phases différentes au travers de leur dif-

férence (et non plus de leur rapport comme dans l'expression (27)) et considère d'autre part un profil de vitesse non uniforme. Sur une section, les valeurs moyennes des paramètres, dans l'expression (37) f à titre de terme générique, sont notées :

$$\langle f \rangle = \frac{1}{A} \int f(r) dr \quad (37)$$

La vitesse de dérive locale modélise la différence entre la valeur locale de la vitesse de la phase vapeur U_v , relation (13), et de la vitesse superficielle (ou flux volumique) du mélange diphasique j , relation (17) :

$$d = U_v - j = \frac{j_v}{\alpha} - j \quad (38)$$

On en déduit la dérive de flux vapeur, c'est-à-dire le terme d_{fv} (*drift flux*) qui indique le « surplus » de vapeur (volumique) qui passe par rapport au mélange.

$$d_{fv} = \alpha d = j_v - \alpha j \quad (39)$$

De la même façon, la dérive de flux liquide d_{fl} peut être définie selon

$$d_{fl} = (1 - \alpha)d_l = (1 - \alpha) \left[\frac{j_l}{(1 - \alpha)} - j \right] = j_l - j + \alpha j = -j_v + \alpha j \quad (40)$$

et on obtient alors $d_{fv} = -d_{fl}$.

On définit la vitesse de dérive effective comme l'intégrale de la dérive de flux normalisé sur le taux de vide, la vitesse de dérive prend en compte les différences de vitesses entre les phases :

$$u_d = \frac{\langle \alpha d \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle d_{fv} \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_v \rangle}{\langle \alpha \rangle} - \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (41)$$

On définit le paramètre C_0 à partir des paramètres locaux de l'écoulement intégrés sur la section de passage A , C_0 prend en compte le profil de vitesse et de taux de vide dans la section :

$$C_0 = \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (42)$$

On obtient alors une relation entre le taux de vide, la vitesse de dérive et le paramètre C_0 selon :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_v \rangle}{\langle j \rangle C_0 + u_d} \quad (43)$$

Si la vitesse de dérive u_d est nulle, alors en utilisant l'expression (17), on remarque que le paramètre C_0 est l'inverse du paramètre d'écoulement C défini en (12).

Avec les relations (25) et (26), les opérateurs de moyenne ayant été supprimés pour faciliter la lisibilité de la relation, on peut écrire :

$$\alpha = x \sqrt{C_0 \left[x + (1 - x) \frac{\rho_v}{\rho_l} \right] + \frac{\rho_v u_d}{G}} \quad (44)$$

Il reste à déterminer les paramètres C_0 et u_d pour que cette expression soit entièrement explicitée. À partir des résultats d'essais, de nombreuses relations ont été proposées, certaines en fonction du régime d'écoulement, comportant aussi la valeur du taux de vide (ce qui demande des itérations et la convergence vers une valeur stable). La principale limitation réside dans le caractère monodimensionnel (en conduite ou tube par exemple) des conditions dans lesquelles ces relations ont été établies, on se réfère alors au modèle à dérive de flux à une dimension. Une comparaison exhaustive de huit modèles peut être trouvée dans [11]. Le modèle de Chexal-Lellouche [12] est considéré comme le plus précis tout en ayant le plus large domaine d'application ; ce modèle a ensuite été amélioré et est présent dans [13]. Les relations étant relativement complexes, le lecteur est invité à se reporter aux références citées, en accès libre sur Internet. Nous présentons quelques relations simples relatives au modèle à dérive de flux à une dimension pour calculer C_0 et u_d . Ces relations sont pro-

posées afin de pouvoir évaluer les ordres de grandeurs, il est cependant indispensable de vérifier les domaines d'applications de ces relations ainsi que les incertitudes qui sont associées à la détermination des valeurs. Le lecteur est invité pour cela à consulter les références citées.

Ishii [14] propose pour le paramètre d'écoulement C_0 :

$$C_0 = (1,2 - 0,2\sqrt{\rho_v/\rho_l})(1 - e^{-18\alpha}) \quad (45)$$

avec pour la dérive de flux

$$u_d = \sqrt{2 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4}} (1 - \alpha)^{1,75} \quad (46)$$

pour un écoulement à bulles et $\mu_l \gg \mu_v$

$$u_d = 0,35 \sqrt{\frac{Dg(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l}} \text{ pour un écoulement à bouchons} \quad (47)$$

$$u_d = \sqrt{2 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4}} \text{ pour un écoulement agité} \quad (48)$$

Maier et Coddington [15] comparent des modèles adaptés aux écoulements en grappe simulant un assemblage de REP et proposent des relations simples à partir de régressions linéaires sur les essais :

$$C_0 = 2,57 \cdot 10^{-3} \times p + 1,0062 \text{ avec } p \text{ (pression) en MPa} \quad (49)$$

$$u_d = G(6,7310^{-7} \times p^2 - 8,8110^{-5} \times p + 1,0510^{-3}) + (5,6310^{-3} \times p^2 - 1,2310^{-1} \times p + 8,0010^{-1}) \quad (50)$$

avec p en MPa et G en $\frac{kg}{m^2 \cdot s}$

Enfin, la corrélation de Bestion [16] est assez simple à mettre en œuvre et donne des résultats très satisfaisants, particulièrement dans les conditions des réacteurs à eau sous pression, et notamment dans le cœur.

$$C_0 = 1 \text{ et } u_d = 0,188 \sqrt{\frac{gD_h(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v}} \quad (51)$$

Exemple 7 : ordre de grandeur de C_0 et u_d

Pour l'eau et aux pressions de 20 et 100 bar, les valeurs des masses volumiques liquide et vapeur et de la tension superficielle sont données dans le tableau 2.

Certaines relations comportent de plus les valeurs du diamètre ou diamètre hydraulique équivalent, la vitesse massique ainsi que la valeur du taux de vide α (dans ce cas, il est nécessaire d'itérer jusqu'à convergence). Nous prendrons :

- D (ou D_h) = 0,005 et 0,5 m ;
- $G = 20$ et 2 000 $kg/m^2 \cdot s$.

Les valeurs du paramètre d'écoulement (tableau 3) sont proches de 1 et les valeurs de la vitesse de dérive sont données dans le tableau 4.

Tableau 3 – Paramètres d'écoulement C_0 (sans dimension)

Pression [MPa]	Ishii ($\alpha > 0,30$)	Maier-Coddington	Bestion
2	1,18	1,01	1
10	1,14	1,03	1

Tableau 4 – Vitesse de dérive (en m/s)

P [MPa] ; D [m] ; G [kg/m ² s]	« Ishii » (bouchons)	« Ishii » (agité)	Maier- Coddington	Bestion
2 ; 0,005 ; 20	0,077	0,200	0,594	0,381
2 ; 0,5 ; 20	0,771	0,200	0,594	3,808
2 ; 0,005 ; 2 000	0,077	0,200	2,330	0,381
2 ; 0,5 ; 2 000	0,771	0,200	2,330	3,808
10 ; 0,005 ; 20	0,074	0,158	0,138	0,141
10 ; 0,5 ; 20	0,743	0,158	0,138	1,407
10 ; 0,005 ; 2 000	0,074	0,158	0,606	0,141
10 ; 0,5 ; 2 000	0,743	0,158	0,606	1,407

3.4 Modèles à deux fluides

Dans le modèle à deux fluides, chaque phase est considérée séparément et décrite avec les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement (vectorielle) et de l'énergie avec des termes d'échange entre les deux phases, soit six équations couplées. On trouvera dans [4] ou [10] les équations constitutives de tels modèles. Une grande partie des modèles postulent l'équilibre des pressions mais certains auteurs proposent aussi d'introduire des pressions distinctes pour chaque phase. Les six équations permettent de déterminer six paramètres inconnus, à savoir la pression, les vitesses et températures (ou enthalpies) de chaque phase et le taux de vide. Cependant, sept relations de fermeture relatives au frottement visqueux et au transfert de chaleur dans chaque phase et au transfert de masse, quantité de mouvement et énergie entre phases sont nécessaires.

Des hypothèses complémentaires peuvent réduire le nombre de relations de fermeture à modéliser. Dans le modèle complet à deux fluides et six équations :

- l'équilibre thermodynamique relatif à chaque phase est postulé, par contre il peut y avoir un déséquilibre entre les deux phases, et donc des températures de chaque phase différentes, pouvant aussi être distinctes de la température de saturation correspondant à la pression locale. Une hypothèse simplificatrice postule alors que l'une des phases (ou les deux) est à la température de saturation ;

- les vitesses de chaque phase sont indépendantes. Si l'on impose des vitesses égales ou reliées par le glissement ou par un modèle de dérive, le nombre d'inconnues et de relations de fermeture se réduit. À noter que le modèle HEM revient à imposer températures et vitesses identiques, soit trois équations et trois inconnues (pression, vitesse, taux de vide) et deux relations de fermeture (pour la viscosité et le transfert thermique).

La prise en compte des écoulements hors équilibre et des interactions entre phases (par exemple l'écoulement de la vapeur surchauffée le long des crayons combustibles dans le cas d'une grosse brèche en phase de renoyage cf. 5.2.2) est une avancée significative de la qualité des outils de calcul par rapport aux modèles simplifiés, HEM notamment. Le modèle à deux fluides est bien approprié quand les deux fluides sont nettement différenciés, notamment lorsque leurs densités respectives sont très diffé-

rentes. C'est notamment le cas pour l'air avec un liquide ou l'eau avec sa vapeur (hors voisinage du point critique).

Une des limitations liées à l'utilisation de ce modèle réside dans l'indispensable opérateur de moyenne (temporelle et spatiale) associé à chaque paramètre. Ce sont donc les paramètres moyens de l'écoulement qui sont calculés. Si pour des modélisations à une dimension, une relativement bonne connaissance des phénomènes, obtenue à l'aide de nombreux supports expérimentaux, permet d'atteindre un niveau satisfaisant de modélisation pour élaborer les relations de fermeture, des efforts doivent encore être fournis pour certains transitoires ou dès que les phénomènes deviennent bi- ou tridimensionnels. D'autre part, il est apparu que le modèle à deux fluides et six équations pouvait manquer de précision lors de la simulation de certains types d'écoulements, comme par exemple dans le cas d'écoulement mixte annulaire/gouttes dans lequel le liquide s'écoulant en film en paroi se comporte différemment des gouttes se trouvant dans le cœur de l'écoulement vapeur. Afin de bien décrire ce type d'écoulement, une solution consiste à diviser la phase liquide en deux « sous-phases », chacune possédant son propre taux de vide, son enthalpie et sa vitesse. Cela revient à augmenter le nombre d'équations du modèle à deux fluides : on parle alors d'un modèle à deux fluides et neuf équations ou trois champs (bilans de masse, d'énergie et de quantité de mouvement soit trois équations pour un champ liquide monophasique, trois équations pour un champ vapeur et trois équations pour un champ gouttes).

On peut donc résumer l'évolution et le futur des outils de simulation appliqués aux écoulements en thermohydraulique :

- 1/ Simulation monodimensionnelle à trois équations avec équilibre thermique et mécanique (HEM) ;
- 2/ Simulation monodimensionnelle à quatre ou cinq équations avec description de certains déséquilibres thermique ou mécanique. Par exemple pour la conservation de la masse et ou l'énergie, une équation pour chaque phase avec échanges entre phase, et pour la quantité de mouvement une équation pour le mélange diphasique ;
- 3/ Simulation monodimensionnelle à six équations avec description des déséquilibres mécanique et thermique ;
- 4/ Prise en compte des gaz incondensables tels que l'air ou l'hydrogène (ajout d'équations complémentaires) ;
- 5/ Simulation bi- ou tridimensionnelle, avec simplification de certains termes, pour des composants du circuit primaire (downcomer de la cuve, cœur) ;
- 6/ Simulation complète tridimensionnelle à neuf équations ou plus (phase liquide, phase vapeur, phase dispersée).

Les avancées dans les outils de simulation ne sont pas forcément synonymes de gain en précision ou en robustesse (stabilité numérique) mais ont l'avantage d'être plus générales. Il faut de plus évoquer les développements associés à la prise en compte des incertitudes pour associer à la détermination des valeurs des paramètres d'intérêt un intervalle de confiance.

4. Corrélations spécifiques

La prise en compte des variations spatiales et temporelles des paramètres d'intérêts ne requiert pas obligatoirement le recours aux modèles locaux et ces variations peuvent être évaluées de façon macroscopique au travers de corrélations empiriques qui permettent de relier entre elles les grandeurs moyennes à l'équilibre (titre, qualité, température, enthalpie...). C'est l'objet des relations proposées dans cette section qui permettent d'estimer des ordres de grandeur. On ne cherche pas ici à faire un état de l'art des modèles et corrélations pouvant être utilisés mais à proposer des relations simples à mettre en œuvre. Ces relations sont cependant sujettes à des fortes incertitudes (de l'ordre de 20 % mais pouvant atteindre 50 %, voire 100 %). Il est donc recommandé de bien vérifier le domaine d'application (de validité) de ces relations et les incertitudes associées.

4.1 Grandeurs thermohydrauliques et incertitudes

La détermination des grandeurs thermohydrauliques ne se limite pas aux valeurs les plus probables mais impose d'évaluer les incertitudes ou les plages de valeurs possibles. Les sources d'incertitudes proviennent entre autres des hypothèses simplificatrices adoptées, des modèles sélectionnés et des incertitudes ou erreurs sur les variables d'entrée. Il convient alors de soigneusement vérifier si les hypothèses choisies sont pertinentes, de sélectionner les modèles adaptés au problème et d'identifier les plages de validité de ces modèles et les incertitudes associées. Ces informations ne sont pas toujours disponibles ou suffisamment documentées. Quelquefois difficilement justifiables, dans la mesure du possible, des recommandations ou ordres de grandeur seront associés aux corrélations présentées.

4.2 Évaluation du taux de vide

La relation (30) permet la détermination directe du taux de vide à partir de la qualité, la connaissance du glissement étant supposée. Si l'on se place dans les conditions d'équilibre thermodynamique, alors la qualité est identique au titre thermodynamique à l'équilibre défini dans la relation (6). À l'équilibre thermodynamique, qualité et titre thermodynamiques sont égaux pour des valeurs comprises entre 0 et 1 puisque le titre χ indique la fraction d'enthalpie de changement d'état cédée au fluide, donc la fraction de masse d'eau liquide passée à l'état vapeur. Une qualité négative n'a pas de sens physique (ce qui indiquerait une masse négative) mais un titre négatif indique le degré de sous-saturation. Plus le titre sera négatif, plus le liquide sera éloigné de la saturation. Dans le même ordre d'idée, une qualité supérieure à 1 n'a pas de sens (le fluide ayant été intégralement vaporisé) tandis qu'un titre supérieur à 1 indique le degré de surchauffe de la vapeur.

On se placera donc dans la plupart des cas dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique (les températures des deux phases étant toutes les deux égales à la température de saturation et on utilisera la relation entre taux de vide et titre, à saturation). Les aspects hors saturation seront abordés ensuite.

Rappelons que l'on propose d'évaluer la valeur moyenne (1D sur la section de passage) du taux de vide, et que notamment dans le cas d'un écoulement refroidi ou chauffé, le taux de vide peut varier sensiblement, en particulier au voisinage de la paroi échangeant avec l'extérieur.

4.2.1 Écoulement saturé

4.2.1.1 Écoulement à l'équilibre thermodynamique

Dans le cas d'équilibre thermodynamique, le taux de vide peut être calculé directement à partir du titre thermodynamique (par exemple évalué à l'aide d'un bilan enthalpique). Il faut cependant évaluer le glissement.

Zivi, Thom et Chilsom proposent des expressions très simples, la première adaptée aux écoulements annulaires sans entraînement (Zivi), les deux autres aux écoulements eau/vapeur :

$$S = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/3} \quad (\text{Zivi}) \quad (52)$$

$$S = 0,93 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,11} + 0,07 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,561} \quad (\text{Thom}) \quad (53)$$

$$S = \sqrt{1 - x \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)} \quad (\text{Chilsom})$$

Pour évaluer le taux de vide correspondant à un titre donné, pour une pression imposée, on calcule le glissement, les tables d'eau permettent la connaissance des masses volumiques liquide et vapeur à saturation, et la relation (30) relie taux de vide et titre ou qualité (dont les valeurs sont supposées identiques).

Il n'est pas indispensable de passer par l'évaluation du glissement pour relier le taux de vide à la qualité. Il est possible par exemple de relier le taux de vide et la qualité en utilisant le facteur d'écoulement C et en appliquant la relation :

$$\alpha = \frac{C}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{1-x}{x}} \quad (54)$$

C est le facteur d'écoulement pour lequel Bankoff propose l'équation suivante :

$$C = 0,71 + P \times 0,0145 \quad \text{avec } P \text{ en MPa}$$

Le facteur d'écoulement est semblable au paramètre d'écoulement C_0 du modèle à dérive de flux (cf. § 3.3). L'évaluation du taux de vide peut s'appuyer sur le modèle de taux de vide à partir de la relation (44) et d'expressions de la vitesse de dérive et du paramètre d'écoulement adaptées au type d'écoulement attendu.

La référence [17] présente et compare 68 relations permettant de calculer le taux de vide à partir de la qualité. Selon le degré de simplicité recherché, les paramètres d'écoulement (pression, vitesse, configuration), et la précision souhaitée, de nombreuses relations peuvent être choisies. Il est recommandé d'une part de vérifier la formulation des relations et d'autre part d'utiliser plusieurs relations afin d'établir une zone d'incertitude des valeurs obtenues ; l'incertitude obtenue n'a pas de justification formelle mais donne un ordre de grandeur des variations possibles.

Exemple 8

On présente aux figures 6, 7 et 8 les variations du taux de vide avec la qualité massique pour divers modèles avec dérive de flux (Ishii à bulles et à bouchons, Marcian et Coddington et Bestion), le modèle HEM et les modèles avec glissement de Zivi, Thom et Chilsom.

À 2 MPa, le taux de vide évolue très rapidement (figure 6a) et vaut, quels que soient les modèles, plus de 0,70 pour une qualité massique de 0,1. Applicable pour les écoulements annulaires, le modèle de Zivi s'écarte sensiblement des autres pour un taux de vide inférieur à 0,60 et n'est pas recommandé dans cette zone. Concernant les autres modèles, un zoom jusqu'à 1 % en qualité (figure 6b) permet de différencier les différents modèles, à qualité identique, les variations de taux de vide sont de 0,10 à 0,20 en valeur absolue.

La vitesse massique influence significativement les valeurs de taux de vide dans les modèles de dérive (dans une moindre mesure le modèle de Ishii à « bulles ») ; on remarque que les modèles proposés ne tendent pas vers un taux de vide de 1,00 pour une qualité massique de 1,00. Pour le modèle de Bestion, seul le domaine aux faibles vitesses massiques, à basse pression, et pour un grand diamètre est concerné.

Pour les modèles de dérive de flux, l'influence de la vitesse massique se limite aux relativement basses vitesses massiques ; le taux de vide tend vers une asymptote autour de 1 000 kg/m².s (figure 7).

Les modèles de Bestion et d'Ishii à « bouchons » sont aussi fonction du diamètre et son influence est limitée aux très faibles valeurs de qualité massique (figure 8).

4.2.1.2 Écoulement hors équilibre thermodynamique

Titre, qualité sont des notions particulièrement sujettes à confusion notamment parce qu'elles peuvent être interprétées comme des paramètres statiques (considérant le volume) ou dynamiques (considérant l'écoulement), relatives à des masses, des vitesses massiques ou des enthalpies, indépendamment des opérateurs de moyenne que l'on peut appliquer. L'évaluation de la quantité en masse de vapeur (qualité massique) est l'élément primordial du calcul de taux de vide, et quelles que soient les relations propo-

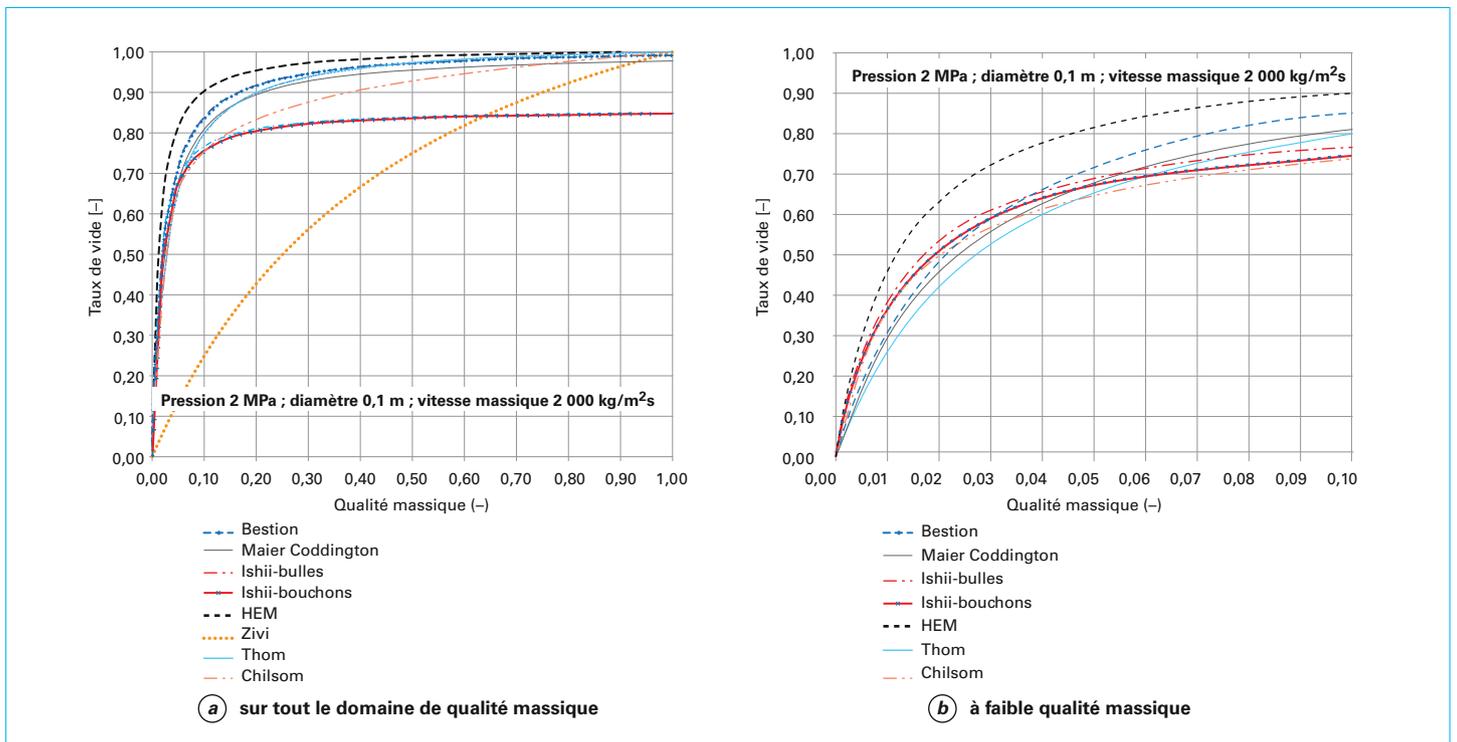


Figure 6 – Évolution du taux de vide en fonction de la qualité pour différents modèles (HEM, avec glissement et à dérive) à basse pression et vitesse massique moyenne

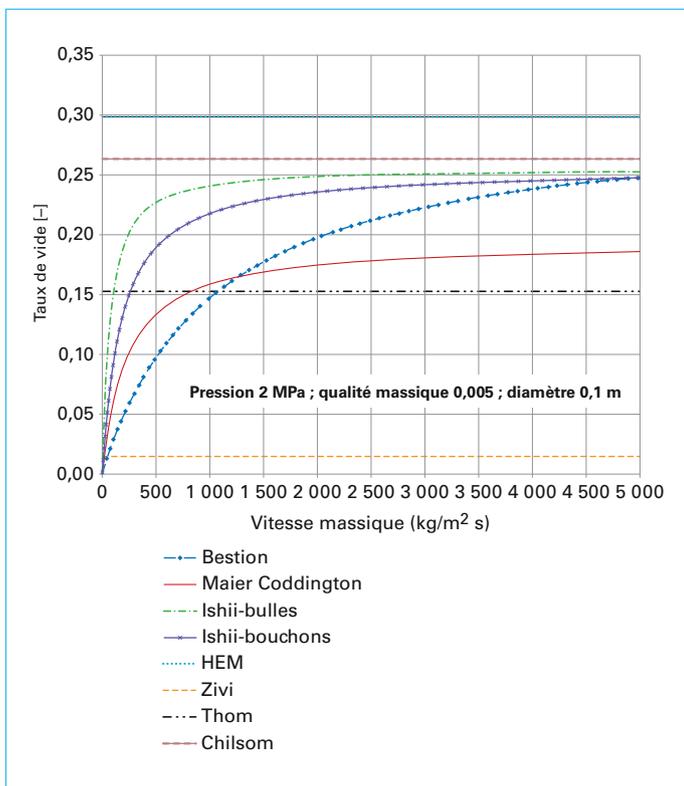


Figure 7 – Évolution du taux de vide en fonction de la vitesse massique pour différents modèles (HEM, avec glissement et à dérive) à basse pression et à très faible qualité massique

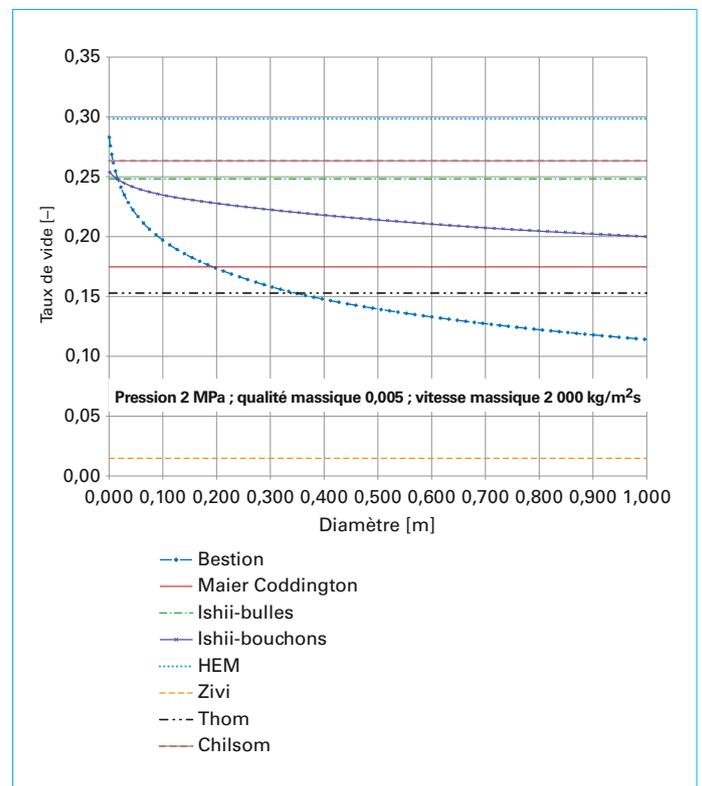


Figure 8 – Évolution du taux de vide en fonction du diamètre de la conduite pour différents modèles (HEM, avec glissement et à dérive) à basse pression et à vitesse massique moyenne

sées au paragraphe 4.2.1.1. L'approche consiste à évaluer la quantité en masse de vapeur avec la variable χ de la relation (6), à l'aide de l'enthalpie du mélange que l'on peut estimer avec un bilan enthalpique (cf. § 2.1.2) et les enthalpies à saturation déterminées par la pression. Cependant la vapeur peut être à une température plus élevée que la température de saturation et dans ce cas son enthalpie est supérieure à l'enthalpie vapeur à saturation donnée par les tables d'eau. Ce peut être le cas aussi pour la phase liquide, et les températures des deux phases peuvent aussi être différentes de la température de saturation. On peut donc généraliser la relation (6) et calculer un titre hors équilibre selon la relation ci-dessous en considérant non pas les enthalpies à saturation mais les enthalpies réelles des phases liquide et vapeur,

$$\chi_{he} = \frac{h - h_l(T_l)}{h_v(T_v) - h_l(T_l)} \quad [-] \quad (55)$$

Les enthalpies réelles sont des inconnues supplémentaires qui peuvent être calculées par exemple grâce au modèle à deux fluides (cf. § 3.4), ce qui impose une mise en œuvre de moyens de calcul bien plus importants que les relations proposées au paragraphe 4.2.1.1. Le calcul du titre hors équilibre (et donc du taux de vide en situation hors équilibre) ne peut donc être estimé à l'aide de relations simples.

4.2.2 Écoulement non saturé

On observe à la figure 3 la zone d'ébullition nucléée, depuis l'écoulement simple phase liquide jusqu'à l'écoulement en ébullition franche. Dans cette zone, des bulles de vapeur sont créées bien que l'enthalpie moyenne de l'écoulement ne soit pas à saturation (et que la température moyenne du fluide soit en dessous de la température de saturation). Dans une première zone, les bulles sont créées à la paroi (qui du fait du chauffage est à une température supérieure à la température moyenne du fluide), un peu plus en aval, ces bulles commencent à se détacher de la paroi mais coalescent au sein de l'écoulement. On peut donc identifier deux points remarquables :

- le point de début d'ébullition en paroi (ONB pour « *onset of nucleate boiling* » en anglais) ;
- le point d'apparition significative de vapeur (OSV pour « *onset of significant void* » en anglais), assimilable au point de détachement des bulles.

Les évolutions le long d'un tube chauffé du taux de vide, du titre thermodynamique et de la qualité peuvent être schématisées (figure 9). La puissance de chauffage est uniforme tout au long du tube et a été choisie telle que le titre évolue de -0,20 à 1,00 sur la hauteur (de l'entrée à 1,2 m). La qualité massique a été estimée, à titre illustratif, positive dès le point ONB et rejoint le titre thermodynamique en fin de longueur. Les évolutions du taux de vide à partir du titre thermodynamique à l'équilibre et de la qualité estimée peuvent être comparées.

Saha et Zuber [32] ont établi un critère assez simple qui définit les conditions pour lesquelles les bulles se détachent et de ce fait amènent à un taux de vide non nul (OSV). Lorsque la température moyenne de l'eau atteint une température limite T_{lim}^{SZ} , le taux de vide atteint une valeur significativement non nulle :

$$T_{lim}^{SZ} = T_1^{sat} - \frac{1}{455} \frac{\varphi D}{\lambda_1} \quad \text{lorsque } Pe = \frac{GD}{\mu} * \frac{\mu c_p}{\lambda} < 70\,000 \quad (56)$$

$$T_{lim}^{SZ} = T_1^{sat} - 154 \frac{\varphi}{Gc_p} \quad \text{lorsque } Pe = Re * Pr > 70\,000 \quad (57)$$

Cette limite est conditionnée par la valeur du nombre de Péclét (relation (115), Pe , produit des nombres de Reynolds et de Prandtl, voir § 4.5.1). Aux faibles nombres de Péclét (G faible), cette température limite est gouvernée par les phénomènes de transfert de chaleur au travers du nombre de Nusselt ($Nu = \frac{\varphi D}{\Delta T \lambda}$) ; à partir

de $Nu = 455$, les bulles se détachent de la paroi. Pour des nombres de Péclét élevés, s'ajoutent les conditions d'écoulement, l'ensemble est représenté par le nombre de Stanton

$$\left(St = \frac{\varphi}{Gc_p \Delta T} \right) ; \text{ pour } St = 1/154, \text{ les bulles se détachent.}$$

Pour calculer le taux de vide, les relations établies précédemment restent valables, la difficulté provient de l'évaluation de la valeur de la qualité. Un bilan enthalpique conduit à une valeur moyenne dans la section du titre thermodynamique inférieure à zéro. Partant de l'hypothèse qu'au point de début d'ébullition z_{ONB} la qualité massique est tout juste égale à zéro et devient positive, on peut estimer que :

$$x_{z=z_{ONB}} = 0 = \chi_{z=z_{ONB}} + \delta_{ONB} = \frac{h_{z=z_{ONB}} - h_1^{sat}}{h_v^{sat} - h_1^{sat}} + \delta_{ONB}$$

soit

$$\delta_{ONB} = \frac{h_1^{sat} - h_{z=z_{ONB}}}{h_v^{sat} - h_1^{sat}} > 0$$

Tout au long de l'écoulement, l'écart entre qualité en masse de vapeur et titre thermodynamique à l'équilibre se réduit jusqu'à devenir nul à une distance L estimée (par exemple en fin de d'écoulement). L'évolution de la qualité peut alors s'écrire selon :

$$x(z) = \chi(z) + \delta_{ONB} \times \exp\left(\frac{\chi(z) - \chi_{z=z_{ONB}}}{\chi(z) - \chi(L)}\right) \quad (58)$$

On calcule alors le taux de vide à l'aide de la qualité massique et des relations du paragraphe 4.2.1.1.

Exemple 9

Le tableau 5 rassemble les données d'entrée et les valeurs calculées relatives aux conditions utilisées à la figure 9.

La valeur de 300 °C correspond à une enthalpie de 1 342 kJ/kg soit un titre thermodynamique d'environ -0,05, $\delta_{ONB} = +0,05$.

La prise en compte du déséquilibre thermique (températures de phases différentes de la température de saturation) et du déséquilibre mécanique (vitesse des phases différentes) relève plus d'une utilisation dans les logiciels de calcul que de corrélations qui pourraient être facilement applicables. Il est alors illusoire d'indiquer des incertitudes à associer aux relations présentées.

Il faut noter aussi qu'en cas d'ébullition sous-saturée, une partie du flux de chaleur sert à la vaporisation.

4.3 Évaluation des pertes de charge

Pour vaincre la résistance à l'écoulement d'un fluide, il est indispensable de lui fournir une certaine quantité d'énergie pour le

Tableau 5 – Données d'entrées et valeurs calculées relatives aux conditions utilisées à la figure 9

P [MPa]	G [kg/m ² s]	D [m]	φ [kW/m ²]	$\frac{\mu}{s}$ [10^{-6} Pa s]	λ [W/m/K]	c_p [kJ/kg/K]
10	2 000	0,01	825	86,5	0,548	5,682
Les propriétés physiques de l'eau sont calculées à la température limite d'ONB (300 °C).						
Re	Pr	Pe	T_1^{sat}	$\frac{1}{455} \frac{\varphi D}{\lambda_1}$	$154 \frac{\varphi}{Gc_p}$	T_{lim}^{SZ}
231 000	0,896	207 300	311 °C	33 °C	11 °C	300 °C

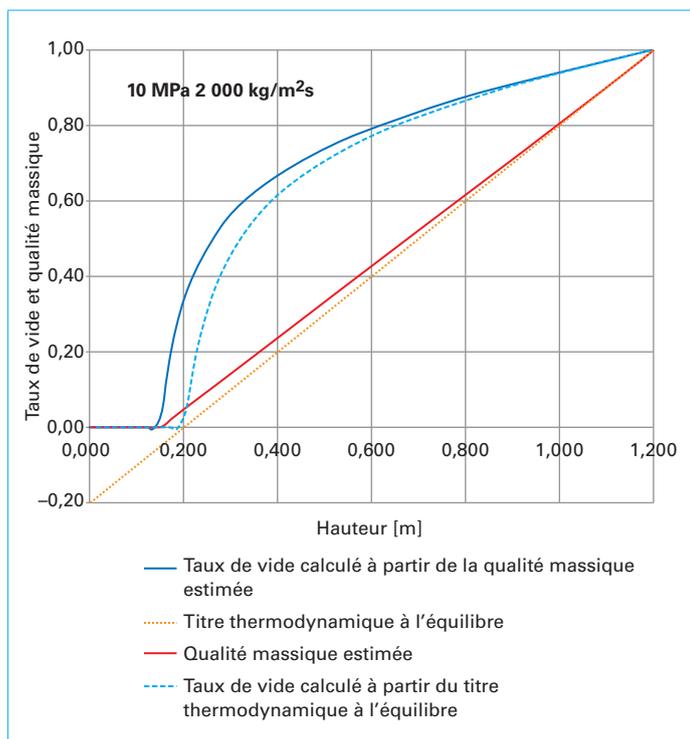


Figure 9 – Évolution du taux de vide en écoulement chauffé sous saturé

mettre en mouvement. Cette contribution est clairement mise en évidence dans le bilan de conservation de quantité de mouvement des équations de Navier-Stokes (voir par exemple [BE8157]). Son évaluation requiert la résolution d'un système d'équations aux dérivées partielles. Il est cependant possible de résoudre un certain nombre de problèmes plus directement. L'approche proposée ici est de présenter des modèles simples, empiriques ou physiques, pour l'évaluation des pertes d'énergie dues à la viscosité du fluide.

Osborne Reynolds en 1883 en observant le mouvement des fluides, a mis en évidence deux types d'écoulements très différents illustrés en figure 10. Dans cette expérience, un colorant est injecté en amont et permet une visualisation directe de sa diffusion en aval. De ces observations, on définit la classification suivante :

– un type d'écoulement, peu agité, obtenu pour des petits diamètres de conduite, des basses vitesses et hautes viscosités. Le

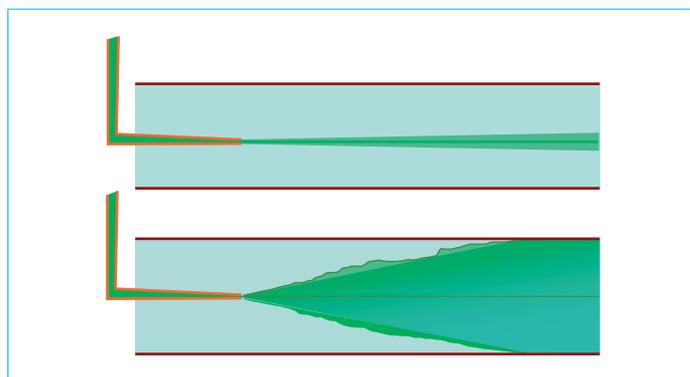


Figure 10 – Écoulement laminaire (en haut) et turbulent (en bas)

fluide semble s'écouler par « lames » sans échanger de manière significative avec les « lames » voisines, d'où la terminologie d'écoulement laminaire ;

– un second type d'écoulement apparaît dès lors que la vitesse moyenne du fluide augmente, ou dans des conduites de large diamètre, pour des fluides moins visqueux. Cet écoulement est très perturbé, et diffuse très vite, ce sont des écoulements dits turbulents. Entre le laminaire et le turbulent, il existe une zone de transition instable.

Outre la mise en évidence de ces deux types d'écoulement, Reynolds a proposé un critère simple et efficace qui permet de déterminer à l'avance le type d'écoulement. En deçà d'une certaine valeur du nombre sans dimension de Reynolds – relation (113) –, l'écoulement est laminaire, il est turbulent au-delà. La valeur précise dépend de la configuration d'écoulement (externe, interne) et de paramètres secondaires tels que l'état de surface et les conditions expérimentales (notamment la présence de microvibrations). Usuellement en écoulement en conduite circulaire industrielle, la valeur communément adoptée est 2000 mais on peut rencontrer des écoulements qui restent laminaires jusqu'à un nombre de Reynolds de 6000 environ, voire 10000.

Il n'en demeure pas moins que les deux types d'écoulements répondent aux mêmes équations (Navier-Stokes), ce qui peut apparaître paradoxal. L'explication provient de l'application d'opérateurs de moyenne temporelle sur les paramètres de l'écoulement. En effet, en un point fixe et donné de l'écoulement, la vitesse et la pression ne sont pas strictement constantes et fluctuent autour d'une valeur moyenne. Soit ces fluctuations ne sont pas significatives, et dans ce cas l'écoulement est laminaire, soit les fluctuations ne peuvent être ignorées et du fait du caractère non linéaire des équations de Navier-Stokes, des termes supplémentaires apparaissent qu'il faut modéliser à l'aide de modèles dits « de fermeture » car ne relevant pas des équations standards (voir [BE8157] et [A1870]). On aura donc dans le cas d'écoulements laminaires, la possibilité de résoudre exactement les équations de Navier-Stokes et éventuellement d'établir des solutions analytiques. Au contraire, pour les écoulements turbulents, plusieurs options s'offrent dans le choix des modèles de fermeture (et donc de leur adéquation à l'écoulement considéré). Bien entendu, les écoulements multiphasiques turbulents ouvrent la voie à des problèmes de complexité fortement accrue. Nous allons proposer ici des modèles empiriques adaptés aux écoulements en conduite, ou des écoulements internes assimilables à des écoulements en conduite circulaire par l'utilisation du diamètre équivalent introduit au paragraphe 1.1. On distinguera les cas laminaire et turbulent dans les écoulements simple phase (cf. § 4.3.1) et diphasique (cf. § 4.3.2). Une comparaison des modèles est établie dans [18] et permet d'estimer les incertitudes associées à chaque modèle selon les écoulements attendus.

Outre les pertes de charge dues à la viscosité, on observe des pertes de charges dues aux singularités présentes dans l'écoulement. Ces singularités sont les coudés, les vannes, les obstacles divers et dissipent de manière irréversible l'énergie de l'écoulement par des tourbillons localisés au voisinage de la singularité (cf. § 4.3.3).

La pression interne dans l'écoulement varie aussi avec la hauteur (énergie potentielle) et la vitesse moyenne de l'écoulement (énergie cinétique) comme établi par l'équation de Bernoulli que l'on peut introduire sous sa forme généralisée selon :

$$P_2 + \rho_2 g z_2 + \rho_2 \frac{U_2^2}{2} + h_{\mu} = P_1 + \rho_1 g z_1 + \rho_1 \frac{U_1^2}{2} \quad (59)$$

La pression totale dans l'écoulement varie donc, d'une part de façon irréversible suite au frottement et aux tourbillons créés par les singularités, ce sont des pertes de charge qui dans la relation sont globalisées dans le terme h_{μ} et, d'autre part, la pression totale dans l'écoulement varie de façon réversible suite aux variations de hauteur ou de vitesse (pertes de pression par gravité (cf. § 4.3.4) ou par accélération (cf. § 4.3.5).

Notons que la masse volumique intervient aussi dans le calcul des pertes de charge. Dans le cas d'un écoulement à masse volumique variable, cet élément doit être pris en compte (cf. § 4.3.6).

4.3.1 Pertes de charge par frottement en écoulement simple phase

Les bases théoriques sont présentées dans [BE8161] et [A1870]. Le modèle de Darcy-Weisbach est communément utilisé et relie la perte de charge à la vitesse moyenne du fluide (ou son débit volumique) d'après :

$$\Delta P = f \frac{L}{D_h} \rho \frac{U^2}{2} \quad (60)$$

La perte de charge par frottement, normalisée par la pression dynamique $\rho U^2/2$, est proportionnelle à la longueur L sur laquelle la perte de charge par frottement est calculée. Cette longueur est normalisée par le diamètre hydraulique. Le facteur de proportionnalité f est le facteur de Darcy (sans dimension) dont les méthodes d'évaluation sont explicités ci-dessous.

Dans le cas d'une conduite circulaire, la section de passage est $\pi D^2/4$ et l'on peut alors relier la perte de charge par frottement au débit volumique selon :

$$\Delta P = f \frac{L}{D} \rho \frac{8Q^2}{\pi^2 D^4} \quad (61)$$

Dans un écoulement à masse volumique variable, on utilise préférentiellement la vitesse massique ou le débit massique, la relation (60) s'écrit alors :

$$\Delta P = f \frac{L}{D_h} \frac{G^2}{2\rho} \quad (62)$$

Et dans le cas d'une conduite circulaire en prenant le débit massique comme variable :

$$\Delta P = f \frac{L}{D} 8 \left(\frac{\dot{m}}{\pi D^2} \right)^2 \quad (63)$$

La formulation de Darcy-Weisbach est semblable à une formulation proposée par Fanning ou Moody et qui relie la perte de charge au coefficient de traînée (noté usuellement C_x ou C_D), coefficient de traînée qui est formé par le rapport du cisaillement en paroi à la pression dynamique $2\tau_p/\rho v^2$

$$\Delta P = 2C_D \frac{L}{D_h} \rho U^2 \quad (64)$$

Dans de nombreux ouvrages cependant le coefficient de traînée C_D est noté « f » ce qui induit une confusion avec la formulation de Darcy.

Quelle que soit l'approche suivie (Darcy ou Fanning), il reste à déterminer le facteur « f ». Les valeurs proposées sont relatives à l'équation de Darcy-Weisbach.

4.3.1.1 Coefficient de frottement en écoulement laminaire

Dans un écoulement laminaire en conduite circulaire de rayon R , compte tenu des symétries et des conditions aux limites imposant une vitesse nulle à la paroi, le profil de l'écoulement est parabolique et unique fonction de la distance « r » entre le centre de la conduite (où la vitesse est maximale) et la paroi (où $r = R$) :

$$U(r) = \frac{Q}{\pi R^2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (65)$$

avec Q débit volumique (en m^3/s).

Cette relation est une relation analytique qui découle des équations de Navier-Stokes (elle est donc valable tout le temps tant que l'écoulement est laminaire).

Le coefficient de frottement est alors déterminé analytiquement et s'écrit :

$$f = \frac{64}{Re} \quad Re < 2000 \quad (66)$$

Dans le cas d'une conduite quelconque que l'on peut assimiler à une conduite circulaire à l'aide du diamètre hydraulique (cf. § 1.1), on peut alors écrire :

$$f = \frac{64}{Re} = \frac{64}{U_d} \frac{\mu}{\rho D_h} \quad (67)$$

avec U_d la vitesse débitante (en m/s).

4.3.1.2 Coefficient de frottement en écoulement turbulent

Lorsque l'écoulement devient turbulent ($Re > 8000$), le coefficient de perte de charge est déterminé par des relations empiriques qui prennent en compte l'état de surface de la conduite avec une rugosité adimensionnelle ε/D formée par le rapport de la variation moyenne de l'épaisseur de la conduite au diamètre total de celle-ci. Si les variations sont nulles, la conduite est considérée comme une conduite lisse. Divers auteurs ont proposé des relations empiriques parmi lesquelles nous citons les plus couramment utilisées.

Pour une conduite lisse et un nombre de Reynolds pas trop élevé, Blasius propose :

$$f = (100Re)^{-0,25} = 0,316 Re^{-0,25} \quad 8000 < Re < 30000 \quad (68)$$

Pour une conduite lisse et un nombre de Reynolds élevé, on peut utiliser la relation de Mc Adams :

$$f = 0,184 Re^{-0,20} \quad 30000 < Re < 10^6 \quad (69)$$

Enfin pour des conduites rugueuses, la relation de Colebrook est très souvent proposée bien que complexe à utiliser du fait d'itérations nécessaires jusqu'à obtention de l'égalité des deux termes de la relation (70) :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -0,86 \ln \left[\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{Re\sqrt{f}} \right] \quad (70)$$

Les méthodes de calcul des pertes de charge reposent sur de nombreuses mesures expérimentales et une longue pratique. Cependant, une incertitude d'au moins 10 % est à considérer sans oublier que la détermination de la rugosité, par exemple, n'est pas immédiate et peut varier avec le temps compte tenu de l'encrassement de la conduite. De plus dans des géométries différentes de la conduite cylindrique, l'évaluation du diamètre hydraulique équivalent telle que proposée par Chézy (relation (1)) est assez sommaire. Cependant l'incertitude sur les pertes de charge ne se traduit pas directement sur le débit, comme explicité au paragraphe 4.3.7.

4.3.2 Pertes de charge par frottement en écoulement diphasique

En écoulement diphasique, les pertes de charges sont plus élevées qu'en écoulement simple phase, le frottement interfacial s'ajoutant au frottement pariétal. Le taux de présence de chaque phase ainsi que les configurations d'écoulement sont alors des grandeurs d'influence. On introduit comme paramètre significatif la qualité massique « x » et les modèles présentés seront adaptés à des configurations d'écoulement spécifiques. Dans un écoulement diphasique, l'écoulement laminaire peut exister mais est rarement rencontré dans les applications nucléaires. Si tel était le cas, les méthodes présentées pour les écoulements turbulents s'appliquent, en modifiant ce qu'il convient de modifier. Le modèle HEM (§ 3.2) permet une évaluation simple et rapide des pertes de charge. Adapté aux écoulements à bulles, il ne peut être étendu aux autres écoulements sans introduire des erreurs signifi-

catives. Pour les écoulements annulaires, on donnera la préférence aux modèles à fluides séparés (§ 4.3.2.2). Enfin des facteurs multiplicatifs empiriques ont été établis et permettent une évaluation rapide, quoique entachée de fortes incertitudes. Ces trois approches sont détaillées dans la suite. On se place dans un écoulement à qualité constante ; si la qualité massique varie dans l'écoulement, on se reporte au cas d'un écoulement avec masse volumique variable traité au paragraphe 4.3.6.

4.3.2.1 Utilisation du modèle HEM

Le modèle HEM, particulièrement adapté aux écoulements à bulles (un taux de vide $\alpha < 0,25-0,30$ est un ordre de grandeur acceptable), permet de considérer un écoulement diphasique comme un écoulement simple phase d'un fluide équivalent ayant des propriétés physiques spécifiques.

La masse volumique de ce fluide équivalent est calculée à l'aide de la relation (34) établie analytiquement. La viscosité peut être calculée à l'aide de la relation (35) mais d'autres relations sont proposées par divers auteurs sans qu'il soit possible d'en privilégier une.

Le calcul des pertes de charge par frottement se déroule comme dans le cas simple phase :

- calcul du nombre de Reynolds considérant la vitesse massique et la viscosité du fluide équivalent :

$$Re = \frac{GD}{\mu_{2\phi}}$$

- selon la valeur du nombre de Reynolds et dans le cas d'un écoulement turbulent, de la rugosité de la conduite, calcul du coefficient de frottement f selon les relations (67) à (70) ;
- application de la relation de Darcy-Weisbach (62) avec la vitesse massique G .

4.3.2.2 Modèle à fluides séparés

Ce modèle est présenté dans [BE8236], on en donne ci-dessous les principales caractéristiques. L'hypothèse principale de cette méthode, proposée par Lockhart et Martinelli, est celle d'un écoulement séparé des phases liquide et vapeur. La perte de charge de l'écoulement diphasique est calculée en fonction de la perte de charge d'une phase isolée (liquide ou vapeur) ayant le même débit que dans l'écoulement diphasique. On établit donc les rapports de la perte de charge par unité de longueur (dp/dz) en diphasique à celle en simple phase vapeur ou liquide selon les variables suivantes ainsi définies :

$$\phi_v^2 = \frac{(dP/dz)_{2\phi}}{(dP/dz)_v} \tag{71}$$

$$\phi_l^2 = \frac{(dP/dz)_{2\phi}}{(dP/dz)_l} \tag{72}$$

$$X^2 = \frac{(dP/dz)_l}{(dP/dz)_v} = \frac{\phi_v^2}{\phi_l^2} \tag{73}$$

Et la perte de charge en écoulement diphasique est reliée à celle de l'écoulement en phase liquide selon :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_G^{2\phi} = \phi_l^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{G_l=(1-x)G}^l \tag{74}$$

ou alors en considérant que la phase vapeur s'écoule seule :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_G^{2\phi} = \phi_v^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{G_v=xG}^v \tag{75}$$

Il suffit de calculer la perte de charge en écoulement simple phase (liquide ou vapeur), à la vitesse massique correspondante, selon les méthodes présentées au paragraphe 4.3.1 et d'appliquer le facteur multiplicatif. Le facteur multiplicatif est déterminé empiriquement selon les formules générales suivantes :

$$\phi_v^2 = 1 + CX + X^2 \tag{76}$$

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2} \tag{77}$$

C est une constante, X est la variable de la relation (73). Cette variable peut s'exprimer en fonction du titre massique et des rapports des coefficients de frottement et des masses volumiques liquide et vapeur à saturation selon :

$$X = \frac{\sqrt{\frac{f_l}{D} \rho_l \frac{G_l^2}{2}}}{\sqrt{\frac{f_v}{D} \rho_v \frac{G_v^2}{2}}} = \frac{(1-x)G}{xG} \frac{\sqrt{f_l \rho_l}}{\sqrt{f_v \rho_l}} = \frac{1-x}{x} \sqrt{\frac{f_l \rho_l}{f_v \rho_l}} \tag{78}$$

Par exemple, pour une conduite lisse en écoulement des phases « séparées » liquide et vapeur turbulent à fort nombre de Reynolds, on peut utiliser la relation de Mac Adams (69). Alors la perte de charge de la phase « séparée » liquide s'écrit (relation (62)) :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_l = 0,184 Re^{-0,20} \frac{G_l^2}{2D\rho_l} = 0,184 \left(\frac{\mu_l}{(1-x)GD}\right)^{0,20} \frac{(1-x)^2}{2D\rho_l} G^2 \tag{79}$$

et pour la phase « séparée » vapeur :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_v = 0,184 \left(\frac{\mu_v}{xGD}\right)^{0,20} \frac{x^2}{2D\rho_v} G^2 \tag{80}$$

La variable X , ou paramètre de Martinelli, racine de la variable exprimée dans la relation (73) qui forme le rapport de la perte de charge liquide à celle vapeur, s'écrit

$$X = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,10} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{81}$$

Pour des écoulements turbulents en conduite lisse de nombre de Reynolds modéré, on utilise la relation de Blasius (68) et la variable X s'écrit :

$$X = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,125} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{82}$$

La variable X étant ainsi déterminée (ou plus généralement à l'aide du rapport des pertes de charge de chaque phase s'écoulant séparément), une valeur de la constante C , évaluée par les expériences, a été proposée. En écoulement turbulent pour les deux phases, on indice la variable X selon X_{tt} et on a :

$$C = 20 \tag{83}$$

Suivant le type d'écoulement des phases liquide et vapeur (laminaire ou turbulent), quatre combinaisons de la variable X sont possibles, et la constante C a les valeurs différentes données dans le tableau 6.

On peut aussi évaluer le taux de vide à partir des grandeurs C et X selon :

$$\alpha = 1 - \frac{X}{\sqrt{X^2 + CX + 1}} \tag{84}$$

4.3.2.3 Facteurs multiplicatifs

Pour évaluer les pertes de charge d'un écoulement diphasique, il est aussi possible de calculer la perte de charge dans un écoule-

Tableau 6 – Valeurs du coefficient C du modèle de Lockhart and Martinelli

Écoulement de la phase liquide	Écoulement de la phase vapeur	C
Turbulent	Turbulent	20
Laminaire	Turbulent	12
Turbulent	Laminaire	10
Laminaire	Laminaire	5

ment liquide seul (indice « lo ») pour « liquid only » et d'appliquer un facteur multiplicatif. Pertes de charges diphasique et simple phase liquide sont reliés selon l'expression :

$$[\Delta P]_{2\phi} = \phi_{lo}^2 [\Delta P]_l \tag{85}$$

À partir de la relation de Darcy-Weisbach (60), le facteur peut s'écrire :

$$\phi_{lo}^2 = \frac{\rho_l f_{2\phi}}{\rho_{2\phi} f_l} \tag{86}$$

Si l'on prend comme expression de la masse volumique diphasique celle établie avec l'hypothèse HEM (34), alors

$$\phi_{lo}^2 = \left[1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right] \frac{f_{2\phi}}{f_l} \tag{87}$$

Supposant l'égalité des coefficients de frottement en simple phase f_l et en diphasique $f_{2\phi}$, on a :

$$\phi_{lo}^2 = \left[1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right] \tag{88}$$

On peut aussi supposer des modèles identiques du coefficient de frottement en simple phase et diphasique en fonction du nombre de Reynolds. Dans ce cas, prenant par exemple un modèle utilisant l'expression de Blasius (68), avec pour l'expression de la viscosité dynamique diphasique la relation (35), alors :

$$\phi_{lo}^2 = \left[1 + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right] \left[1 + x \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} - 1 \right) \right]^{-0,25} \tag{89}$$

Enfin, Martinelli-Nelson et Thom [23] proposent des valeurs tabulées (tableau 7) en fonction de la qualité pour différentes pressions. Les valeurs proposées par Thom reproduites dans le tableau 7 sont celles révisées sur la base de nombreux essais réalisés à Cambridge et sont plus élevées que les valeurs d'origine, notamment à basse pression. Cependant, les valeurs obtenues avec Martinelli-Nelson sont toujours plus élevées. Les autres modèles (Thom ou relations (88) ou (89)) sont plus proches des multiples données expérimentales réalisées ultérieurement.

Les incertitudes liées à l'évaluation des pertes de charge en écoulement diphasique sont considérables, les pertes de charge étant particulièrement sensibles à la proportion de vapeur, à la configuration d'écoulement (interfaces) et aux hypothèses associées choisies par l'utilisateur. Un ordre de grandeur de l'incertitude peut être estimé en considérant successivement plusieurs hypothèses et modèles et faisant varier les paramètres d'entrée afin d'obtenir une plage de variation.

Tableau 7 – Valeurs du coefficient multiplicatif de perte de charge pour les modèles de Martinelli-Nelson et de Thom (d'après [5])

Pression [MPa]	Modèle de Martinelli Nelson (1948)				Modèle Thom (1964)			
	4,1	8,6	14,5	20,7	4,1	8,6	14,5	20,7
Qualité [%]								
1	1,76	1,48	1,18	1,05	1,46	1,10		
5	4,96	3,00	1,69	1,17	2,86	1,62	1,21	1,02
10	8,20	4,40	2,31	1,30	4,78	2,39	1,48	1,08
20	14,68	6,85	3,04	1,51	8,42	3,77	2,02	1,24
30	20,72	9,20	3,76	1,68	12,1	5,17	2,57	1,40
40	26,24	11,40	4,46	1,83	15,8	6,59	3,12	1,57
50	31,32	13,45	5,15	1,97	19,5	8,03	3,69	1,73
60	35,88	15,25	5,81	2,10	23,2	9,49	4,27	1,88
70	39,96	16,75	6,43	2,23	26,9	10,19	4,86	2,03
80	43,46	17,85	6,99	2,35	30,7	12,4	5,45	2,18
90	42,86	17,65	7,20	2,38	34,5	13,8	6,05	2,33
100	27,00	11,80	5,46	2,15	38,3	15,3	6,66	2,48

4.3.3 Pertes de charge singulières

Les pertes de charges dues aux singularités présentes dans l'écoulement sont calculées de façon similaire aux pertes de charges par frottement. L'expression générale suit la formulation de la relation (62) selon :

$$\Delta P = k \frac{G^2}{2\rho} \quad (90)$$

k est le coefficient de perte de charge déterminé expérimentalement ou estimé par exemple à l'aide de principes proposés par Idel'chik dans [19] et [20]. La vitesse moyenne, et donc le débit, peuvent aussi être déterminés à l'aide de la mesure de la perte de charge singulière, après calibration. Le diaphragme est un appareil de mesure couramment utilisé. Le tableau 8 et [A1870] proposent des ordres de grandeurs de singularités usuelles. À noter que dans le cas d'une réduction ou d'un élargissement brusque, comme la section de passage varie, la vitesse du fluide varie en proportion du rapport des surfaces de passage et il convient de prendre en compte la variation de l'énergie cinétique (cf. § 4.3.5). Le tableau 8 indique uniquement la perte de charge due à la singularité (et donc irréversible) et relative à la vitesse dans la section la plus petite.

Selon le type de singularité, les incertitudes sur les valeurs des coefficients de perte de charge sont variables (de quelques pourcents à plusieurs dizaines de pourcent). Une source supplémentaire et significative d'incertitude provient de la succession de plusieurs singularités, chaque singularité en amont perturbant l'écoulement et donc la perte de charge relative à la singularité en aval. Plus généralement, les coefficients proposés sont proposés pour des écoulements établis, ce qui n'est pas toujours validé dans des circuits hydrauliques industriels.

4.3.4 Pertes de pression par gravité

Lorsque l'écoulement n'est pas horizontal, l'énergie potentielle varie et la conservation de l'énergie implique une variation de

pression selon la relation (59). On a alors, en négligeant la perte de charge singulière et pour un écoulement à vitesse constante :

$$\rho_1 g z_1 - \rho_2 g z_2 = P_2 - P_1 \quad (91)$$

Pour un écoulement à masse volumique constante, le calcul est immédiat. Tout comme les pertes de pression par accélération, la variation de pression est réversible selon que l'écoulement est ascendant ou descendant.

4.3.5 Pertes de pression par accélération

Toute variation de la surface de passage induit une variation de la vitesse moyenne et de la vitesse massique du fluide pour respecter la loi de conservation de la masse. De la même manière, toute variation de la masse volumique entraîne une variation de la vitesse moyenne, mais la vitesse massique reste constante. Dans un écoulement en conduite, considérons deux points (1) et (2) où les sections de passage valent respectivement A_1 et A_2 et les masses volumiques du fluide ρ_1 et ρ_2 , alors :

$$\dot{m} = \frac{Q}{\rho} = A_1 G_1 = A_2 G_2 = A_1 \frac{U_1}{\rho_1} = A_2 \frac{U_2}{\rho_2} \quad (92)$$

Outre la conservation de la masse, la conservation de l'énergie implique une variation de pression consécutive à la variation de vitesse et donc d'énergie cinétique (relation (59)). On a alors, en négligeant la perte de charge singulière et pour un écoulement horizontal :

$$\rho_1 U_1^2 - \rho_2 U_2^2 = P_2 - P_1 \quad (93)$$

Si la masse volumique ne varie pas, alors la relation (92) devient :

$$U_1^2 \left[1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \right] = \frac{P_2 - P_1}{\rho} \quad (94)$$

Connaissant le rapport des surfaces, la mesure de la différence de pression au droit des sections (1) et (2) permet d'évaluer la vitesse moyenne et donc le débit ; c'est le principe du venturi.

De petites variations de la masse volumique (écoulement simple phase) peuvent être prises en compte en les linéarisant. Le cas avec masse volumique variable avec variation de la qualité est détaillé au paragraphe 4.3.6.

À noter que l'on parle ici de perte de pression ou perte de charge réversible car au contraire des pertes de charges par frottement, ces variations de pressions peuvent conduire à une baisse ou une augmentation de la pression locale.

4.3.6 Cas de la masse volumique variable

Un écoulement diphasique chauffé ou refroidi voit sa masse volumique varier. Le fluide peut potentiellement changer de phase et avec l'évolution du taux de vide, la masse volumique varie selon la relation (10). Dans ce cas, les relations établies entre qualité et taux de vide (cf. 4.2.1) permettent de calculer la masse volumique et donc les pertes de charge.

En partant de la conservation de la quantité de mouvement (32), en écoulement permanent unidimensionnel, on obtient :

$$\rho U \frac{dU}{dz} = -\frac{dP}{dz} + \rho g + \mu \frac{d^2 U}{dz^2}$$

La variation de pression selon z peut s'interpréter comme la somme de trois composantes, l'une irréversible et due à la viscosité (perte de charge par frottement), une autre provenant de la gravité et la dernière dérivée de l'accélération.

Tableau 8 – Ordre de grandeur des coefficients de perte de charge pour des singularités usuelles

Type de singularité	Coefficient k
Coude 90°	0,3 – 1,5
Coude 45°	0,2 – 0,4
Coude 180°	0,2 – 1,5
Vanne ouverte 100 %	0,05 – 10
Vanne ouverte 20 %	0,20 – 200
Embranchement en « T » (90°) dans le sens de l'écoulement	0,2 – 0,9
Embranchement en « T » (90°) hors sens de l'écoulement	1 – 2
Élargissement brusque de 100 %	0,50 – 0,60
Élargissement brusque 20 %	0,10 – 0,15
Rétrécissement brusque de 100 %	0,15 – 0,20
Rétrécissement brusque de 20 %	0,03 – 0,06
Rétrécissement ou élargissement inférieur à 5 %	Négligeable

4.3.6.1 Perte de charge par frottement

Pour un écoulement simple phase avec masse volumique variable, on peut utiliser les relations établies au paragraphe 4.3.1 en prenant sur une longueur adaptée, la masse volumique moyenne. Lorsque l'écoulement est saturé, l'évolution linéaire de la masse volumique n'est plus vérifiée (cf. relation (10)) et on a les conditions aux limites suivantes :

$$z = 0 ; x = 0 ; \frac{1}{\rho(z = z_0)} = \frac{1}{\rho_1^{sat}}$$

$$z = L ; x = x_s ; \frac{1}{\rho(z = L)} = \frac{(1 - x_s)}{\rho_1^{sat}} + \frac{x_s}{\rho_v^{sat}}$$

Avec une évolution linéaire de la qualité et la relation (34) valable pour l'hypothèse HEM – ce qui revient à considérer une évolution linéaire du volume spécifique –, on peut simplement prendre la valeur moyenne de la masse volumique calculée selon :

$$\frac{1}{\rho_{moyenne}} = \frac{x_s}{2\rho_1^{sat}} \left(\frac{\rho_1^{sat}}{\rho_v^{sat}} - 1 \right) + \frac{1}{\rho_1^{sat}}$$

Pour évaluer le frottement avec une variation linéaire de la qualité et l'hypothèse HEM, on obtient la perte de charge intégrée sur la hauteur L pour laquelle la qualité passe de zéro à x_s en sortie selon :

$$\Delta P_{frottement}^{diphase} = \frac{fL}{D} \frac{G^2}{2\rho_1^{sat}} \left[1 + \frac{x_s}{2} \left(\frac{\rho_1^{sat}}{\rho_v^{sat}} - 1 \right) \right] \tag{95}$$

Thom [23] propose un facteur global r₃ suivant :

$$\Delta P_{frottement}^{diphase} = \frac{fL}{D} \frac{G^2}{2\rho_1^{sat}} r_3$$

Des abaques comportant les valeurs de r₃ et les valeurs numériques sont données dans [23]. Une partie des valeurs numériques est reproduite dans le tableau 9 avec les valeurs correspondantes évaluées à l'aide de la relation (95). Les écarts ne dépassent pas 10 % et sont dans la majorité des cas à +/-2 %.

4.3.6.2 Variation de pression due à l'accélération

La variation de pression due à l'accélération a ici des origines différentes de celle évaluée au paragraphe 4.3.5. L'accélération du fluide est causée non par une variation de la section de passage mais par la variation de la masse volumique, et par conséquent, de la vitesse, la vitesse massique restant constante. En écoulement unidimensionnel permanent, la contribution élémentaire à la variation de pression peut s'écrire en prenant la valeur moyenne de la vitesse massique tant en écoulement simple phase que diphasique :

$$\frac{dP}{dz} = \rho U \frac{dU}{dz} = G^2 \frac{dv}{dz} = G^2 \frac{d(1/\rho)}{dz} \tag{96}$$

Une autre option considère les phases liquide et vapeur séparément :

$$\frac{dP}{dz} = \frac{d([G_v U_v + G_l U_l])}{dz} = \frac{d}{dz} \left[G_v \frac{G_v}{\alpha \rho_v} + G_l \frac{G_l}{(1 - \alpha) \rho_l} \right]$$

$$= G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_v} + \frac{(1 - x)^2}{\rho_l (1 - \alpha)} \right] \tag{97}$$

L'utilisation de la relation (96) permet une intégration immédiate en prenant les volumes spécifiques (inverse de la masse volumique). Dans la partie simple phase, entre les sections 1 et 2, la

Tableau 9 – Valeurs du coefficient multiplicatif intégré de perte de charge par frottement avec masse volumique variable pour le modèle de Thom (1964) et utilisant la relation (95)

Pression [MPa]	Coefficients de Thom (1964)					Relation (95)				
	1,7	4,1	8,6	14,5	20,7	1,7	4,1	8,6	14,5	20,7
Qualité [%] (qualité en sortie, en entrée la qualité est exactement zéro)										
1	1,49	1,11	1,03	1,00		1,49	1,19	1,07	1,03	1,01
5	3,71	2,09	1,31	1,10		3,45	1,93	1,36	1,14	1,04
10	6,30	3,11	1,71	1,21	1,06	5,89	2,86	1,72	1,28	1,07
20	11,40	5,08	2,47	1,46	1,12	10,79	4,72	2,44	1,57	1,15
30	16,20	7,00	3,20	1,72	1,18	15,68	6,59	3,15	1,85	1,22
40	21,00	8,80	3,89	2,01	1,26	20,57	8,45	3,87	2,14	1,29
50	25,90	10,60	4,55	2,32	1,33	25,46	10,31	4,59	2,42	1,36
60	30,50	12,40	5,25	2,62	1,41	30,36	12,17	5,31	2,71	1,44
70	35,20	14,20	6,00	2,93	1,50	35,25	14,03	6,02	2,99	1,51
80	40,10	16,00	6,75	3,23	1,58	40,14	15,90	6,74	3,28	1,58
90	45,00	17,80	7,50	3,53	1,66	45,04	17,76	7,46	3,56	1,66
100	49,93	19,65	8,17	3,83	1,74	49,93	19,62	8,18	3,85	1,73

différence de pression due à la variation de la masse volumique (terme d'accélération) donne :

$$(P_2 - P_1)_{acc} = \frac{G^2}{\rho_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) \tag{98}$$

Dès l'ébullition en masse, dans la section 1, la qualité x devient non nulle et la masse volumique est celle du liquide à saturation. Avec la relation (34) du modèle HEM et considérant dans la section 2 la qualité x_2 , on obtient :

$$(P_2 - P_1)_{acc} = \frac{x_2 G^2}{\rho_1^{sat}} \left(\frac{\rho_1^{sat}}{\rho_v^{sat}} - 1 \right) \tag{99}$$

Le cas particulier de l'évaporation d'un fluide sur une hauteur L depuis l'état de liquide saturé vers l'état diphasique de qualité x_2 et de taux de vide α_2 est présenté dans [5] pour le cas d'une évolution linéaire de la qualité mais sans considérer l'hypothèse HEM pour le calcul du taux de vide. La perte de charge par accélération s'écrit :

$$(P_2 - P_1)_{acc} = \frac{G^2}{\rho_1^{sat}} \left(\frac{x_2^2 \rho_1^{sat}}{\alpha_2 \rho_v^{sat}} + \frac{(1 - x_2)^2}{(1 - \alpha_2)} - 1 \right) \tag{100}$$

Thom [23] propose un facteur global r_2 suivant :

$$(P_2 - P_1)_{acc} = \frac{G^2}{\rho_1^{sat}} r_2 \tag{101}$$

Les valeurs tabulées présentées en [23] et reprises en [5] sont calculées à l'aide de la relation (100), le taux de vide étant calculé à l'aide de la relation (31) avec le glissement évalué selon (53). En

évaluant le taux de vide à l'aide du modèle HEM, on obtient alors les mêmes valeurs que celles calculées avec la relation (99). Le tableau 10 compare les deux approches et permet d'estimer l'impact du glissement dans l'évaluation de la variation de pression due à l'accélération.

4.3.6.3 Variation de pression due à la gravité

Pour ce qui concerne la prise en compte de la gravité, l'approche est similaire au cas à masse volumique constante (§ 4.3.4). Tant que l'écoulement reste simple phase, on peut prendre la masse volumique moyenne entre les deux hauteurs et le calcul de la variation de pression est direct. Pour un écoulement diphasique avec variation de la qualité, l'approche HEM est suffisante et permet d'intégrer directement grâce au volume spécifique et l'on obtient :

$$(P_2 - P_1)_{grav} = g(z_2 - z_1) \rho_1^{sat} \frac{\left[\ln \left(1 + x_2 \left(\frac{\rho_1^{sat}}{\rho_v^{sat}} - 1 \right) \right) \right]}{x_2 \left(\frac{\rho_1^{sat}}{\rho_v^{sat}} - 1 \right)}$$

À noter que Thom [23] propose un facteur r_4 compris entre 0,1 et 1 :

$$(P_2 - P_1)_{grav} = g(z_2 - z_1) \rho_1^{sat} r_4$$

Le tableau 11 compare les deux approches et permet d'estimer l'impact du glissement imposé à 1 (HEM) dans l'évaluation de la variation de pression due à la gravité.

Tableau 10 – Valeurs du coefficient multiplicatif intégré de perte de charge par accélération avec masse volumique variable pour les modèles avec glissement et avec l'hypothèse HEM

Pression [MPa]	Modèles avec glissement Relation (100) ou coefficients de Thom (1964)					Modèle HEM sans glissement Relation (99)				
	1,7	4,1	8,6	14,5	20,7	1,7	4,1	8,6	14,5	20,7
Qualité [%] (qualité en sortie, en entrée la qualité est exactement zéro)										
1	0,41	0,20	0,10	0,04	0,01	0,98	0,37	0,14	0,06	0,01
5	2,17	1,04	0,49	0,22	0,07	4,89	1,86	0,72	0,28	0,07
10	4,62	2,17	1,00	0,44	0,13	9,79	3,72	1,44	0,57	0,15
20	10,39	4,68	2,10	0,91	0,27	19,57	7,45	2,87	1,14	0,29
30	17,30	7,54	3,29	1,41	0,41	29,36	11,17	4,31	1,71	0,44
40	25,37	10,75	4,58	1,94	0,55	39,14	14,90	5,74	2,28	0,58
50	34,58	14,30	5,97	2,49	0,70	48,93	18,62	7,18	2,85	0,73
60	44,93	18,21	7,45	3,07	0,85	58,71	22,34	8,61	3,42	0,88
70	56,44	22,46	9,03	3,68	1,00	68,50	26,07	10,05	3,99	1,02
80	69,09	27,06	10,79	4,31	1,16	78,28	29,79	11,48	4,55	1,17
90	82,90	32,01	12,48	5,07	1,32	88,07	33,52	12,92	5,12	1,31
100	98,10	37,30	14,34	5,66	1,48	97,86	37,24	14,35	5,69	1,46

Tableau 11 – Valeurs du coefficient multiplicatif intégré de perte de charge par gravité avec masse volumique variable pour le modèle de Thom (1964) et utilisant la relation intégrée à partir du modèle HEM(95)

Pression [MPa]	Coefficients de Thom (1964)					Relation HEM					
	1,7	4,1	8,6	14,5	20,7	1,7	4,1	8,6	14,5	20,7	
Qualité [%] (qualité en sortie, en entrée la qualité est exactement zéro)											
1	0,84	0,92	0,96	0,99	0,99	0,70	0,85	0,93	0,97	0,99	
5	0,55	0,70	0,82	0,91	0,97	0,36	0,56	0,75	0,88	0,97	
10	0,40	0,55	0,71	0,84	0,94	0,24	0,42	0,62	0,79	0,93	
20	0,27	0,40	0,56	0,72	0,89	0,15	0,29	0,47	0,67	0,88	
30	0,21	0,32	0,47	0,64	0,84	0,12	0,22	0,39	0,58	0,83	
40	0,17	0,27	0,41	0,58	0,80	0,09	0,19	0,33	0,52	0,79	
50	0,14	0,23	0,36	0,53	0,77	0,08	0,16	0,29	0,47	0,75	
60	0,12	0,20	0,32	0,48	0,73	0,07	0,14	0,26	0,43	0,72	
70	0,11	0,18	0,29	0,44	0,70	0,06	0,13	0,24	0,40	0,69	
80	0,10	0,16	0,27	0,41	0,68	0,06	0,12	0,22	0,38	0,66	
90	0,09	0,15	0,25	0,39	0,65	0,05	0,11	0,20	0,35	0,64	
100	0,08	0,14	0,23	0,36	0,63	0,05	0,10	0,19	0,33	0,62	

4.3.7 Évaluation du débit

Le débit de l'écoulement est directement lié à la différence de pression entre l'amont et l'aval. La différence de pression peut être d'origine gravitaire (amont surélevé par rapport à l'aval) ou apportée par une pompe. Les pertes de charge dans l'écoulement vont influencer la valeur du débit de l'écoulement. Intuitivement, d'importantes pertes de charge réduiront considérablement le débit. Les pertes de charges sont directement proportionnelles au carré de la vitesse moyenne (et donc du débit) selon les relations générales (60) et (90). Si l'on considère pour les pertes de charges par frottement la dépendance en Reynolds (et donc en vitesse moyenne), la variation globale de la perte de charge en fonction du débit ou de la vitesse moyenne suit une loi en puissance 1,80 environ. D'un autre côté, soit la charge est constante (différence de hauteur entre l'amont et l'aval, différence de température pour le thermosiphon - cf. § 4.5.7.1), soit elle est apportée par la pompe. Il faut alors connaître la caractéristique de la pompe, c'est-à-dire la courbe de variation du débit en fonction de la charge ou hauteur manométrique apportée par la pompe.

On obtient alors l'évolution, présentée figure 11, de la variation de la hauteur manométrique apportée par la pompe en fonction du débit délivré. Sur la même figure 11, on peut tracer l'évolution de la perte de charge en fonction du débit dans le circuit. Le débit qui s'établira dans le circuit correspondra alors à l'intersection des deux courbes. À titre illustratif, les incertitudes sur les pertes de charges ont été intégrées dans cette même figure 11.

La puissance réelle de la pompe est liée au rendement hydraulique et mécanique, ces informations étant fournies par le fabricant de la pompe. On peut considérer en première approche que

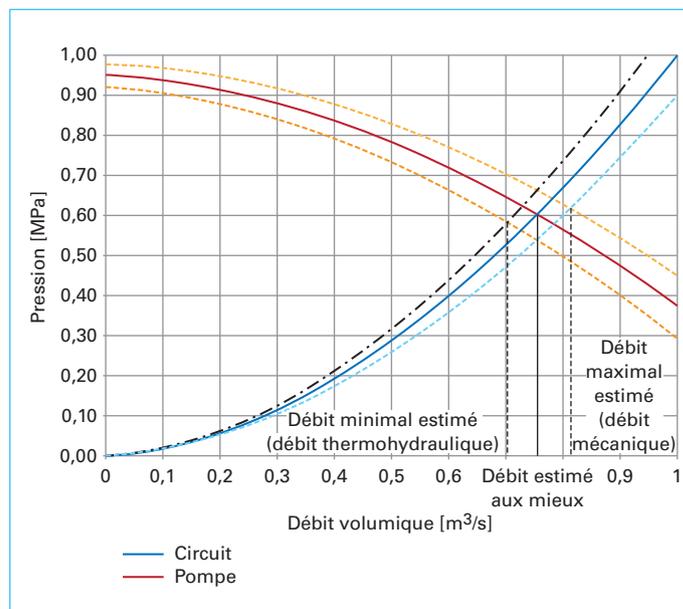


Figure 11 – Caractéristique de pompe et du circuit

la puissance apportée au circuit par la pompe est égale au produit du débit volumique et de la charge :

$$N = Q_v (P_{\text{amont}} - P_{\text{aval}})$$

4.3.8 Risque de cavitation

Si la pression du fluide est inférieure à sa pression de saturation, il y a risque de cavitation, le fluide passant à l'état vapeur et pouvant endommager les pompes, les vannes ou tout autre composant dans le circuit. Ce risque est évalué en comparant le NPSH disponible, acronyme anglais pour *Net Positive Suction Head*, à la pression nécessaire à l'entrée de la pompe (« *NPSH required* »). Cette dernière valeur est déterminée par le fabricant de la pompe. Le NPSH disponible (*available*; NPSHA) est déterminé par l'évaluation des pertes de charge du circuit, des pertes de pression (gravité notamment) et de la pression de saturation. Le NPSHA doit toujours être supérieur au NPSHR pour assurer un fonctionnement de la pompe sans cavitation.

4.4 Évaluation du débit critique

En cas d'accident de perte de réfrigérant primaire, une brèche apparaît sur une conduite à haute pression (autour de 155 bar et entre 300 et 330 °C pour le circuit primaire lorsque le réacteur est en puissance). Au début de l'accident, dans la phase de décompression (cf. § 5.2.2.1), l'eau est soumise à une différence de pression entre l'amont et l'aval, qui est autour de la pression atmosphérique.

À partir de la relation de Bernoulli, on peut établir la relation entre la différence de pression et la vitesse moyenne débitante suivant :

$$U = C \sqrt{2 \left(\frac{P_{\text{amont}}}{\rho_{\text{amont}}} - \frac{P_{\text{aval}}}{\rho_{\text{aval}}} \right)} \quad (102)$$

avec C une constante de débit inférieure à un, liée à la perte de charge. Cette relation n'est valable qu'en cas d'écoulement considéré comme incompressible, si la vitesse du fluide est faible devant la vitesse du son.

La vitesse du son « c » se calcule selon la relation (103) à partir de la dérivée partielle de la pression par rapport à la masse volumique à entropie constante

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} = \sqrt{\gamma RT} \text{ pour un gaz parfait} \quad (103)$$

Le tableau 12 regroupe quelques valeurs de la vitesse du son dans l'eau, liquide ou vapeur. Ces valeurs sont calculées à partir de la dérivée partielle de la pression par rapport à la masse volumique à entropie constante (relation (103)).

Lors de la détente du fluide, le débit à la brèche est limité par l'atteinte de la vitesse sonique, rarement en phase liquide du fait de faibles vitesses débitante et d'une vitesse du son élevée. La chute de pression provoque aussi le passage potentiel de d'une partie du fluide en vapeur. En prenant pour calculer la vitesse débitante, un coefficient de débit égal à 1 et la pression atmosphérique en aval, à 5 MPa pour un fluide à 300 °C (vapeur), l'expression (102) conduit à une vitesse de 673 m/s supérieure à la vitesse sonique (539 m/s, cf. tableau 12). Dans ce cas, le débit est maximum lors de l'atteinte de la vitesse du son, reste constant et ne dépend plus des conditions aval. C'est le débit critique. Lorsque le fluide est diphasique, le calcul de la vitesse sonique n'a plus beaucoup de sens. En pratique, on cherche directement l'expression du débit critique.

4.4.1 Débit critique simple phase vapeur

L'expression du débit critique en phase vapeur seule peut se déterminer avec l'hypothèse d'une détente adiabatique de gaz parfait. Les conditions de référence sont considérées en amont, avec l'hypothèse que le mouvement du fluide est négligeable par

Tableau 12 – Vitesse du son dans l'eau (liquide ou vapeur)

Pression [MPa]	Température [°C]	État	Vitesse du son [m/s]
0,1	50	Liquide	1 545
1	100	Liquide	1 547
2	200	Liquide	1 333
5	200	Liquide	1 344
5	250	Liquide	1 154
5	275	Vapeur	513
5	300	Vapeur	539
15,5	300	Liquide	970

rapport à sa vitesse dans la conduite et à la brèche. Dans ce cas, si les conditions amont (dans la cuve ou le réservoir par exemple) sont indiquées « 0 », on a :

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \frac{P_0}{\rho_0^\gamma} \quad \text{et} \quad \left(\frac{P}{P_0} \right)^\gamma = \frac{T}{T_0}$$

La conservation de l'énergie (Bernoulli) et l'expression de l'enthalpie d'un gaz parfait en fonction de la chaleur spécifique à pression constante donnent :

$$h_0 = h + \frac{U^2}{2} \quad \text{soit} \quad c_p(T_0 - T) = \frac{U^2}{2}$$

Le c_p s'exprime selon :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad \text{et} \quad R_{\text{eau}} = c_p - c_v \quad \text{soit} \quad c_p = \frac{R_{\text{eau}} \gamma}{\gamma - 1}$$

avec R_{eau} la constante universelle des gaz parfaits rapportée à l'eau (0,4615 kJ/kg K).

On a donc, d'une part venant de la conservation de l'énergie :

$$\frac{R\gamma}{\gamma - 1}(T_0 - T) = \frac{U^2}{2}$$

et d'autre part, lorsque la vitesse atteint la vitesse du son (relation (103)) :

$$\frac{R\gamma}{\gamma - 1}(T_0 - T) = \frac{U^2}{2} = \frac{\gamma RT}{2}$$

soit

$$\left(\frac{P}{P_0} \right)^\gamma = \frac{T}{T_0} = \frac{2}{\gamma + 1}$$

La vitesse massique critique correspondante est le produit de la vitesse et de la masse volumique au niveau de l'atteinte de la vitesse sonique :

$$G_{cr}^{GP} = \rho U = \frac{P}{RT} \sqrt{\gamma RT} = P \sqrt{\frac{\gamma}{RT}}$$

soit encore

$$G_{cr}^{GP} = P_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \sqrt{\frac{\gamma}{RT}}$$

$$G_{cr}^{GP} = P_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{-\frac{1}{2}} = P_0 \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}}$$

et finalement

$$G_{cr}^{GP} = \sqrt{\rho_0 P_0 \gamma \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}}} \quad (104)$$

4.4.2 Débit critique en diphasique

Très rapidement, l'eau liquide passe tout ou partie en vapeur à la brèche. Par nature on est en situation de déséquilibre et la proportion de vapeur est difficile à estimer. On cherche alors à évaluer directement le débit à la brèche sans déterminer la vitesse du son. Selon les hypothèses simplificatrices relatives aux déséquilibres thermique (températures des phases vapeur et liquide) et/ou dynamique (vitesses), diverses corrélations plus ou moins complexes sont proposées.

Lorsque en amont (dans le réservoir), le fluide est saturé diphasique, une première approche, ou « *equilibrium frozen flow* (EFF) », consiste à considérer que la proportion de vapeur à la brèche est identique à celle dans le réservoir. On démontre [25] une relation proche de la relation (104) mais valable pour un écoulement diphasique selon :

$$G_{cr}^{EFF} = \sqrt{\frac{\rho_0 P_0 \gamma \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}}}{x}} \quad (105)$$

Cette relation surestime largement le débit critique lorsque le titre massique est faible (on s'éloigne du gaz parfait), la référence [25] cite une relation proposée par divers auteurs (Starkman, Henry, Fauske) :

$$G_{cr}^{SHF} = \sqrt{\frac{x P_0 \gamma \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)}{\rho_0 v_{SHF}^2}} \quad (106)$$

avec v volume spécifique pondéré du mélange tel que :

$$v_{SHF} = (1 - x) v_1^{sat} + x v_2^{sat} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}}$$

Le fluide étant saturé diphasique, une seconde approche utilise le modèle à l'équilibre homogène (HEM) (voir § 3.2). En utilisant la conservation d'énergie (Bernoulli) :

$$h_0 = h + \frac{U^2}{2} \quad \text{soit} \quad U = \sqrt{2(h_0 - h)}$$

on obtient :

$$G_{cr}^{HEM} = \rho_{HEM} U = \rho_{HEM} \sqrt{2(h_0 - h)} \quad (107)$$

On calculera la masse volumique à la brèche avec l'hypothèse HEM selon la relation (34) et l'enthalpie à la brèche selon (23). La proportion de vapeur est déduite de l'hypothèse de la détente isentropique.

$$x = \frac{s_0 - s^{sat}}{s_v^{sat} - s^{sat}}$$

Les entropies à saturation sont considérées à la pression au niveau de la brèche. Cette pression n'est pas connue, il faut donc itérer sur des valeurs estimées de cette pression jusqu'à obtenir le débit maximal.

Enfin, on peut utiliser le modèle de débit à l'équilibre (ERM pour « *equilibrium rate model* ») de Fauske selon :

$$G_{cr}^{ERM} = \frac{h_{lv}}{v_{lv}} \frac{1}{\sqrt{T_{sat}} c_{p,l}^{sat}} \quad (108)$$

- avec h_{lv} chaleur latente (J/kg) à P_0 ,
- v_{lv} différence des volumes spécifiques (m³/kg) vapeur et liquide à saturation à P_0 ,
- T_{sat} température de saturation (K) à P_0 ,
- $c_{p,l}$ chaleur spécifique (J/kg/K) à saturation à P_0 .

Cette relation peut estimer le débit critique lorsque le fluide est saturé en amont. La relation suivante permet de tenir compte de la sous-saturation :

$$G_{cr} = \sqrt{2[P_0 - P_{sat}(T_0)] \rho_1 + [G_{cr}^{ERM}]^2} \quad (109)$$

- avec P_{sat} la pression de saturation (Pa) correspond à la température en amont T_0 ,
- ρ_1 masse volumique (kg/m³) en amont à la pression P_0 et la température T_0 .

Le tableau 13 propose les relations à utiliser selon les conditions du fluide dans le réservoir.

La corrélation de Gros d'Aillon utilisée dans le code CATHARE [29] est valable pour toute condition du fluide dans le réservoir. Elle comprend de plus un terme lié au déséquilibre dans l'écoulement et à la brèche lié au rapport L/D de la distance L parcourue par le fluide dans la conduite entre le « réservoir » au diamètre D de la brèche. Il est possible de considérer la perte de charge singulière à la brèche (K). La corrélation s'écrit :

$$G_{cr}^{GDA} = \sqrt{2 \frac{f(\alpha) \rho_m \Delta P}{1 + 0,012 \frac{L}{D} + K}} \quad (110)$$

En première approximation le rapport L/D et K peuvent être pris nuls.

Pour des conditions en amont sous-saturées :

Tableau 13 – Relations à utiliser selon les conditions du fluide dans le réservoir

Conditions du fluide en amont	Sous-saturé	Saturé liquide titre nul	Saturé titre très faible	Titre faible à moyen	Titre fort	Saturé vapeur
Relations valables	(107) (109) (110)	(107) (108) (110)	(106) (107) (110)	(105) (106) (110)	(105) (106) (110)	(104) (105) (106) (110)
Commentaire		(107) sous évalue le débit et demande des itérations				

- $f(\alpha) = 1$;
- $\rho_m = \rho_0$ (conditions amont) ;
- $\Delta P = P_0 - 0,9P_{sat}(T_0)$ (les pressions doivent être exprimées en Pa).

La relation (110) se simplifie alors selon :

$$G_{cr}^{GDA} = \sqrt{2\rho_0 [P_0 - 0,9P_{sat}(T_0)]}$$

Pour des conditions en amont saturées :

- en première approximation, on utilise les relations HEM pour le calcul de la masse volumique et on utilise le titre thermodynamique à l'équilibre χ ;
- $f(\alpha) = \frac{C_{cr}}{\alpha + (1-\alpha)C_{cr}}$ avec $C_{cr} = 10(0,456)^2$ et α calculé avec la relation (33) ;
- ρ_m calculé avec la relation (34) (inverse du volume spécifique) ;

- $\Delta P = 0,1 P_0$ (pression en Pa).

Exemple 10

Pour des conditions amont sous-saturées, les diverses relations proposées donnent les valeurs du débit critique données dans le tableau 14.

Le débit critique HEM résulte d'itérations sur la pression estimée à la brèche, le tableau 14 regroupe les valeurs à convergence.

À saturation, on obtient les valeurs données en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre regroupées dans le tableau 15.

Pour de la vapeur saturée ou surchauffée, les valeurs de débit critique calculé selon les corrélations applicables sont rassemblées dans le tableau 16.

Les valeurs proposées dans cet exemple montrent une grande variabilité du débit critique. Une source significative d'incertitude supplémentaire réside dans les grandeurs estimées en amont (pression, titre), d'autant qu'en cas de brèche sur le circuit, ces valeurs évoluent rapidement. De par son application possible pour toute condition au réservoir, la corrélation de Gros d'Aillon donne des ordres de grandeur satisfaisants.

Tableau 14 – Débits critiques d'après diverses relations pour des conditions amont sous-saturées

Conditions amont (pression 5 MPa 263,94 °C)		Pression à la brèche (HEM) [MPa]	Débit critique [kg/m ² .s]		
P_0 [MPa]	T_0 [°C]		(107) HEM	(108) (109) ERM	(110) GDA
5	240	3,32	53 410	58 125	56 929
5	260	4,63	25 145	34 147	34 908
5	263	4,21	22 090	28 284	29 734
5	263,90	4,16	21 658	26 239	27 968
5	T_{sat}	4,16	21 639	26 140	27 883

Tableau 15 – Débits critiques d'après diverses relations à saturation

Conditions amont (pression 5 MPa 263,94 °C)	Pression à la brèche (HEM) [MPa]	Débit critique [kg/m ² .s]			
		(105) EFF	(106) SHF	(107) HEM	(110) GDA
χ					
0,00	4,15			21 639	27 881
0,02	3,9	58 311	28 571	19 257	24 693
0,10	3,5	26 078	21 900	15 329	18 093
0,50	3,0	11 662	11 425	9 394	9 936
0,90	2,9	8 693	8 676	7 405	7 624
0,99	2,9	8 288	8 290	7 110	7 295

Tableau 16 – Débits critiques d’après diverses relations pour de la vapeur saturée ou surchauffée

Conditions amont (pression 5 MPa)	Pression à la brèche (HEM) [MPa]	Débit critique [kg/m ² .s]			
		(104) Gaz parfait	(105) EFF	(107) HEM	(110) GDA
χ					
1,00	2,92	8 250	8 250	7 079	7 260
1,1			7 866		6 933

4.5 Transfert thermique

Le transfert de la chaleur s’opère selon trois types de processus, la conduction (au sein d’un même matériau), la convection (impliquant un fluide en mouvement) et le rayonnement. Le paramètre dominant pour la conduction est la conductivité du matériau et pour le rayonnement la température du corps. Le rayonnement n’est pas un acteur significatif dans les problèmes de thermohydraulique et n’est pas abordé dans cet article. La convection relève plus particulièrement du domaine de la thermohydraulique puisqu’intervient la vitesse du fluide dans l’évaluation du transfert thermique. Intuitivement, dans la convection, plus la vitesse du fluide est importante, meilleur sera le transfert thermique. Les bases théoriques peuvent être consultées dans [BE8205]. On indique ici les principales méthodes applicables aux écoulements en conduite. On considérera tout d’abord les écoulements simple phase puis ensuite les écoulements diphasiques. Les relations proposées seront toutes relatives à celle d’un écoulement établi, des corrélations particulières (cf. [BE8206]) pouvant être utilisées pour prendre en compte les effets en entrée d’une conduite.

Dans les situations de transfert thermique, le type de conditions aux limites dicte les phénomènes et paramètres. Si l’on impose les températures, un bon transfert thermique conduit à un échange (flux de chaleur) important. Si l’on impose le flux de chaleur (par une puissance générée par exemple), alors un bon transfert thermique conduit à de faibles différences de températures. Par températures, on entend la température « moyenne » du fluide et la température en paroi. En effet on se place dans une approximation à une dimension et l’objectif est de calculer la température de paroi. Typiquement, une situation à températures imposées correspond au générateur de vapeur ou au condenseur ; une situation à flux de chaleur imposé correspond au cœur du réacteur. Cependant, quel que soit le type de conditions aux limites, le transfert thermique par convection répond à la loi de Newton qui s’écrit :

$$\varphi = h_c(T_p - \bar{T}) \tag{111}$$

avec φ (W/m²) le flux de chaleur surfacique entre la paroi solide et le fluide et h_c (W/m² °C) le coefficient de transfert thermique par convection. On présente dans la suite diverses méthodes pour évaluer le coefficient de transfert thermique selon le type d’écoulement.

4.5.1 Écoulement simple phase

Les méthodes les plus efficaces pour évaluer le transfert thermique par convection s’appuient sur l’analyse dimensionnelle. Le nombre de Nusselt fait intervenir directement le coefficient de transfert selon :

$$Nu = h_c \frac{L}{\lambda} \tag{112}$$

L est une échelle de longueur caractéristique, en écoulement en conduite circulaire on prend le diamètre de la conduite. Dans un écoulement interne de conduite de toute géométrie, le diamètre hydraulique (relation (1)) ou le diamètre chauffant (pour lequel le périmètre mouillé est remplacé par la longueur sur laquelle les échanges thermiques peuvent se produire) peuvent être utilisés. Cependant on introduit de nouvelles sources possibles d’incertitudes et d’erreurs liés aux relations utilisées pour déterminer le diamètre équivalent. Dans les relations proposées dans la suite les coefficients empiriques peuvent alors varier si la géométrie prise en compte n’est plus une conduite circulaire.

Le nombre de Nusselt indique le rapport de la quantité de chaleur échangée par convection à celle échangée par conduction. L’analyse dimensionnelle permet d’identifier les nombres adimensionnels qui sont en relation avec le nombre de Nusselt dans les problèmes de transfert thermique. Dans cette analyse, on distingue deux types de convection selon l’origine de la mise en mouvement du fluide. Soit la vitesse du fluide est imposée (par exemple par une pompe) et la convection est forcée, soit le fluide est mis en mouvement naturellement compte tenu des différences de températures au sein du fluide qui engendrent les forces de flottabilité relatives aux différences de masse volumique au sein du fluide. Ce dernier aspect (convection naturelle) est détaillé au paragraphe 4.5.7.

Pour la convection forcée, les nombres adimensionnels identifiés sont les nombres de Reynolds, de Prandtl et de Peclet.

Le nombre de Reynolds :

$$Re = G \frac{L}{\mu} = U \frac{L}{\nu} \tag{113}$$

est le rapport des forces d’inertie $\rho U^2/2$ à celles dues à la viscosité $\mu U/D$.

Le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\nu}{\lambda/\rho c_p} = \mu \frac{c_p}{\lambda} \tag{114}$$

donne le rapport de la diffusivité de la quantité de mouvement ν à la diffusivité thermique $\lambda/\rho c_p$.

Le nombre de Peclet est le produit du nombre de Reynolds et de Prandtl :

$$Pe = UL \frac{\rho c_p}{\lambda} \tag{115}$$

Ce nombre joue le même rôle dans l’équation de conservation de l’énergie que le nombre de Reynolds dans la conservation la quantité de mouvement. Le nombre de Peclet est le rapport des transferts de chaleur par convection et par conduction.

En écoulement laminaire (cf. 4.3) dans un écoulement développé dans l’hydraulique et la thermique, des solutions analytiques sont possibles et l’on trouve en écoulement dans une conduite circulaire :

- à températures imposées, $Nu = 3,66$;
- à flux de chaleur imposé, $Nu = 48/11 = 4,36$.

En écoulement turbulent, pour des écoulements simple phase en conduite circulaire de diamètre D , la relation de Dittus-Boelter (telle qu'introduite par McAdams [38]) est la plus souvent utilisée :

$$Nu = \frac{h_c D}{\lambda} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} = 0,023 \left(\frac{GD}{\mu} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu c_p}{\lambda} \right)^{0,4} \quad (116)$$

Les caractéristiques physiques sont prises à la température moyenne du fluide qui peut être estimée par un bilan thermique. La vitesse de référence est la vitesse débitante (vitesse moyenne), il est préférable d'utiliser la vitesse massique G qui est constante dans la conduite. Cette équation n'est valable que si :

- le nombre de Prandtl est limité (entre 0,7 et 100) ;
- le fluide est chauffé (si ce n'est pas le cas - fluide refroidi -, la puissance du Pr est de 0,3 au lieu de 0,4) ;
- l'écoulement est en conduite (ou assimilée) lisse (si ce n'est pas le cas, le facteur de proportionnalité 0,023 peut aller vers des valeurs autour de 0,055) ;
- l'écoulement est établi, permanent (en entrée d'une conduite, des relations spécifiques doivent être utilisées voir par exemple [21] et [BE8206]) ;
- il n'y a pas de fortes variations de températures dans le fluide. Le cas échéant, on peut utiliser le facteur correctif de Seider-Tate et alors

$$Nu = 0,027 \left(\frac{GD}{\mu} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu c_p}{\lambda} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu}{\mu_p} \right)^{0,14} \quad (117)$$

μ_p est la viscosité du fluide considérée à la température de paroi, qui est l'inconnue. Il faut donc itérer sur des estimations de cette température jusqu'à convergence.

La relation de Dittus-Boelter peut aussi s'écrire en utilisant le nombre de Stanton :

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{h_c}{\dot{n} U c_p} \quad (118)$$

Le nombre de Stanton exprime le rapport entre le transfert de chaleur par convection au transfert de chaleur évalué selon un bilan thermique (relation (5)). La relation de Dittus-Boelter s'écrit alors :

$$St = 0,023 Re^{-0,2} Pr^{-0,6} \quad (119)$$

On remarque que, pour un nombre de Prandtl égal à l'unité, cette équation est similaire à la relation de MacAdams (69) qui lie le coefficient de frottement au nombre de Reynolds et un facteur 8 relie ce coefficient au nombre de Stanton. Ceci indique ainsi des processus analogues entre le transport de la quantité de mouvement et celui de la chaleur (analogie de Reynolds). On démontre d'ailleurs exactement la relation entre le nombre de Stanton et le coefficient de traînée :

$$St = \frac{C_x}{2Pr} \quad (120)$$

L'incertitude sur le nombre de Nusselt évalué à l'aide de la relation de Dittus-Boelter peut atteindre 25 %, d'autres corrélations permettent de réduire cette incertitude à 10 % par exemple la corrélation de Gnielinski :

$$Nu = \frac{f/8 Pr (Re - 1000)}{1,07 + 12,7 (Pr^{2/3} - 1) \sqrt{f/8}}$$

f est le coefficient de frottement de Darcy qui peut être estimé à l'aide d'une relation complémentaire

$$f = \frac{1}{(1,82 \log_{10} Re - 1,64)^2}$$

ou encore avec les relations de Blasius (68) ou McAdams (69).

D'après [40], les propriétés physiques de l'eau sont considérées à la température moyenne mais d'autres sources, avec des formulations quelquefois un peu différentes, préconisent de considérer

la température de film, moyenne de la température moyenne et de la température en paroi qu'il faut évaluer. Avec des conditions limites imposées sur le flux de chaleur, des itérations sont nécessaires jusqu'à convergence vers la valeur finale de la température de paroi.

Cependant, dès que la température en paroi atteint la température de saturation, l'ébullition locale est proche et les relations du type de celle de Dittus-Boelter sont alors à utiliser avec précaution et on préférera des formulations prenant en compte l'ébullition locale (§ 4.5.2).

4.5.2 Écoulement avec ébullition locale

Lorsque la température de paroi approche la température de saturation (déterminée par la connaissance de la pression locale), un changement de phase peut se produire. Dans le cas d'un fluide chauffé par transfert de chaleur à la paroi, une légère surchauffe en paroi ΔT_p est nécessaire avant ébullition. Pour évaluer la surchauffe en paroi, les relations les plus utilisées sont celles de :

- Jens et Lottes :

$$\Delta T_p = T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}} = 25 \varphi^{1/4} \exp \left[-\frac{p}{6,2} \right] \quad (121)$$

- Thom :

$$\Delta T_p = T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}} = 22,65 \varphi^{1/2} \exp \left[-\frac{p}{8,7} \right] \quad (122)$$

- avec T température (en °C),
 p pression (en MPa),
 φ flux à la paroi (en MW/m²).

Il n'y a pas de dépendance à la vitesse du fluide comme en convection forcée car c'est le transfert thermique par évaporation du liquide qui prédomine, ce qui explique la dépendance en pression relative à la chaleur latente décroissante avec la pression. L'équation de Thom est préférable à celle de Jens et Lottes bien que proche sur le domaine de validité en pression (3,4 à 13,8 MPa) car elle semble valable jusqu'à 0,4 MPa. L'incertitude de la relation de Thom est estimée à 15 %.

La connaissance du flux φ permet de déduire ΔT et ainsi h suivant la loi de Newton (relation (111)).

4.5.3 Écoulement saturé

Lorsque l'écoulement est saturé, jusqu'à des valeurs de qualité pas trop élevées, les corrélations de Jens et Lottes (121) et Thom (122) peuvent encore être utilisées. Une autre méthode consiste à considérer le coefficient de transfert de chaleur comme la somme d'un terme dû à l'ébullition nucléée et d'un autre terme dû à la convection. Le premier terme est fonction du nombre d'ébullition, rapport du flux au produit de la vitesse massique et de la chaleur latente φ/Gh_{lv} , le second terme est fonction du paramètre de Martinelli X_{tt} (81) ou (82), reprenant le principe des fluides séparés présenté au paragraphe 4.3.2.2. Le coefficient de transfert suit une relation du type :

$$\frac{h_{2,\varphi}}{h_{\text{liquide seul}}} = a_1 \frac{\varphi}{Gh_{lv}} + a_2 X_{tt}^b \quad (123)$$

Les coefficients ont des valeurs ajustées différentes selon divers auteurs et sont indiquées dans le tableau 17. Le coefficient de transfert relatif au liquide seul est calculé avec la relation classique de Dittus-Boelter (116), les propriétés du liquide considérées à saturation.

Suivant le même principe de décomposition, la corrélation de Chen est préférable car plus proche des mesures expérimentales.

Tableau 17 – Valeurs des coefficients du transfert de chaleur en écoulement saturé utilisant la relation (123)

Auteurs	a_1 ébullition	a_2 convection	b puissance de X_{tt}
Dengler et Addoms	Valeur de a_1 nulle ; la contribution due à l'ébullition est négligée	3,5	-0,5
Bennett et al.	étant considérée comme non significative devant la convection	2,9	-2/3
Schrock et Grossman.	$\frac{170}{0,023} = 7\,391$	1,11	-2/3
Collier et Pulling	6 700	2,34	-2/3

Les modèles pour les contributions dues à l'ébullition et la convection sont cependant plus complexes.

La part d'ébullition nucléée se base sur l'équation de Forster-Zuber :

$$h_e = 0,00122 \left[\frac{\lambda_l^{0,79} \rho_l^{0,49} c_{p,l}^{0,45}}{\mu_l^{0,29}} \right]_l \left[\frac{\Delta T^{0,24}}{h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right]_v \left[\frac{\Delta P^{0,75}}{\sigma^{0,5}} \right]$$

avec ΔT la surchauffe en paroi soit $T_p - T_{sat}$ (à itérer si la température en paroi est inconnue),

$\Delta P = P_{sat}(T_p) - P_{sat}(T_{sat})$ différence, en Pa, entre les pressions de saturation correspondant, respectivement à la température de paroi et à la température moyenne du fluide (qui est à saturation).

Les unités à utiliser sont les unités SI, notamment chaleur latente en J/kg, pressions en Pa et chaleur spécifique en J/kg.K.

La part convective se base sur l'équation de Dittus-Boelter (116) :

$$h_c = 0,023 \left[\frac{G(1-x)D_h}{\mu_l^{sat}} \right]^{-0,8} \left[\frac{\mu_l^{sat} c_{p,l}^{sat}}{\lambda_l^{sat}} \right]^{-0,4} \frac{\lambda_l^{sat}}{D_h}$$

Le coefficient total est la combinaison des deux contributions selon

$$\varphi = F h_c (T_p - T) + S h_e (T_p - T_{sat})$$

avec

$$F = 1 \text{ pour } \frac{1}{X_{tt}} \leq 0,1$$

(la définition de X_{tt} est donnée en (81)),

$$F = 2,35 \left(0,213 + \frac{1}{X_{tt}} \right)^{0,736} \text{ pour } \frac{1}{X_{tt}} > 0,1$$

et

$$S = \frac{1}{\left[1 + 2,53 \times 10^{-6} (Re_{mod})^{1,17} \right]} \text{ avec } Re_{mod} = \frac{G(1-x)D_h}{\mu_l^{sat}} F^{1,25}$$

4.5.4 Transfert de chaleur post-assèchement

Des situations sont rencontrées dans lesquelles un film de vapeur isole la paroi chauffante du liquide, en cas de crise d'ébullition (cf. § 5.1). Dans ce cas le transfert de chaleur se dégrade fortement, la vapeur d'eau ayant des propriétés isolantes par rapport au liquide. La température en paroi est trop importante pour qu'elle puisse être « remouillée » par le liquide encore présent dans l'écoulement. L'écoulement est dit « annulaire inversé », annulaire car les deux phases sont séparées, inversé car c'est la vapeur qui est en paroi et le liquide au centre de l'écoulement. Une autre situation de transfert thermique fortement dégradé apparaît lorsque le film liquide en paroi est totalement asséché ou « entraîné » (arraché) par la vapeur et le liquide se retrouve en gouttes dispersées dans la vapeur. On peut alors estimer le coefficient de transfert de chaleur soit en supposant l'écoulement totalement en vapeur qui devient surchauffée (et dans ce cas la relation de Dittus-Boelter (116) s'applique), soit l'on suppose que des petites gouttelettes de liquide subsistent dans l'écoulement et peuvent participer au transfert de chaleur, enfin le transfert de chaleur par rayonnement peut être significatif. Il apparaît cependant que l'écoulement est sujet à des forts déséquilibres thermiques, la vapeur étant surchauffée et l'évaporation des gouttelettes d'eau subsistant dans l'écoulement retardé. Du liquide subsiste (la proportion en masse de vapeur n'est alors pas de 100 %) tandis que le titre thermodynamique à l'équilibre peut être largement supérieur à l'unité. On peut estimer la proportion réelle en masse vapeur x_a à partir du titre thermodynamique à l'équilibre χ – relation (6) – selon :

$$x_a = \frac{h - h_l^{sat}}{h_v(T_v) - h_l^{sat}} = \chi \frac{h_v^{sat} - h_l^{sat}}{h_v(T_v) - h_l^{sat}}$$

Une relation empirique [39] permet de calculer le rapport de la qualité réelle au titre à l'équilibre selon :

$$\frac{x_a}{\chi} = 1 - \frac{0,26}{1,15 - \left(\frac{P}{P_c} \right)^{0,65}} T_d$$

Les enthalpies à saturation sont calculées à partir de la pression locale, P_c est la pression critique (22,1 MPa pour l'eau), la grandeur T_d exprime le degré normalisé de surchauffe de la vapeur

$$T_d = \frac{T_v - T_{sat}}{T_p - T_v}$$

Pour des valeurs de titre thermodynamique à l'équilibre ne dépassant pas 0,9, l'estimation du coefficient de transfert de chaleur peut se faire indépendamment de l'estimation de la surchauffe de la vapeur. La corrélation de Groeneveld [26] est applicable en tube et en espace annulaire, avec des jeux de coefficients différents rassemblés dans la tableau 18 :

$$Nu = \frac{h_c D_h}{\lambda_v} = a Re_h^b Pr_v^c Y^d \tag{124}$$

Le nombre de Reynolds « homogène » est calculé en prenant en compte le taux de vide homogène α_h – relation (33) – et le titre massique à l'équilibre χ selon :

$$Re_h = \frac{G D_h \chi}{\mu_v \alpha_h}$$

Le nombre de Prandtl est calculé en prenant les propriétés du fluide en phase vapeur à la paroi :

$$Pr_p = \frac{\mu(T)_p c_p(T)_p}{\lambda(T)_p}$$

Tableau 18 – Valeurs des coefficients du transfert de chaleur en écoulement saturé utilisant la relation (124)

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	Erreur affichée ([26])
Tube	0,00109	0,989	1,41	- 1,15	11,5 %
Espace annulaire	0,0520	0,688	1,26	- 1,06	6,9 %
Ensemble	0,00327	0,901	1,32	- 1,50	12,4 %

Le terme *Y* est un facteur de correction pour prendre en compte la présence simultanée de liquide et vapeur. Ce terme s'écrit en fonction du titre à l'équilibre χ :

$$Y = 1 - 0,1 \left[\left(\frac{A}{\rho_v} - 1 \right) (1 - \chi) \right]^{0,4}$$

La référence [26] précise le domaine de validité et l'erreur relative entre les essais et la relation proposée, cette même référence présente aussi de nombreuses autres corrélations.

Pour des titres (à l'équilibre) approchant ou dépassant l'unité, diverses approches, dont des tables fonction de la pression, vitesse massique, titre à l'équilibre et surchauffe, sont disponibles [27]. Ces relations doivent être appliquées avec précaution aux écoulements dans le cœur d'un réacteur à eau pressurisée compte tenu de la complexité de ce type d'essais, des moyens de mesures associés encore insuffisants et de la géométrie en tube très éloignée des conditions réelles.

4.5.5 Transfert de chaleur par condensation

La vapeur au contact d'une paroi froide va se condenser. Dans ce cas, pour les applications nucléaires, la contrainte n'est pas sur la température car l'écoulement cède de la chaleur à l'extérieur. On cherche à estimer le taux de condensation, notamment dans la phase de renoyage (cf. § 5.2.2.3). La vapeur se condense sur les structures du plénum supérieur, l'eau liquide pouvant ensuite par gravité rejoindre le cœur et participer au refroidissement du combustible.

La quantité de vapeur condensée est liée directement au transfert de chaleur au travers de la puissance échangée relative à la chaleur latente selon :

$$\dot{m} = \frac{\varphi A}{h_v} = \frac{h_c A (T_v - T_p)}{h_v}$$

Sur des structures horizontales cylindriques (diamètre *D*), pour de la condensation en film laminaire, le nombre de Nusselt intégré sur tout le diamètre et la longueur peut s'écrire [5] selon :

$$Nu = 0,73 \left(\frac{Ra}{Ja} \right)^{1/4} = 0,73 \left(Gr Pr \frac{h'_v}{c_{p,l} \Delta T} \right)^{1/4} = 0,73 \left(\frac{g h'_v \rho_l D^3 (\rho_l - \rho_v)}{\mu_l \lambda (T_v - T_p)} \right)^{1/4}$$

avec

$$h'_v = h_v \left[1 + 0,68 \left(\frac{c_{p,l} (T_v - T_p)}{h_v} \right) \right]$$

Les propriétés du liquide sont prises à la température de film (moyenne de la température en paroi et la température de satura-

tion), les propriétés en phase vapeur y compris la température sont prises à la température de saturation – imposée par la pression ambiante (la chaleur latente est évaluée à cette pression). Les nombres de Jakob *J_a* et de Rayleigh *R_a* sont aussi rappelés en fin de l'article.

Le débit-masse de condensat par unité de longueur de tube Γ (en kg/s par m) peut être calculé à partir du bilan thermique en considérant la chaleur latente « corrigée » h'_{IV} . On obtient alors la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{\dot{m}}{L} = 0,73 \frac{\pi D}{h_{lv} [1 + 0,68 J_a]} \left(\frac{g h'_{lv} \rho_l \lambda_l^3 (\rho_l - \rho_v)}{\mu_l D (T_v - T_p)} \right)^{1/4}$$

Dans l'enceinte, il est nécessaire d'évaluer le taux de condensation qui dicte l'évolution de la pression. Pour des structures verticales ou inclinées, les relations doivent être modifiées. La condensation peut aussi s'effectuer par formation de gouttes, processus plus efficace que la condensation en film. En outre, la présence de gaz incondensables (air, hydrogène) perturbe sensiblement la condensation de la vapeur. On se reportera aux ouvrages généraux de référence [5], [6] ou [7] (et [BE8238]) qui décrivent l'ensemble des divers modes de condensation.

4.5.6 Profil de température dans l'assemblage combustible

Le lecteur trouvera en référence [22] un grand nombre d'informations sur le combustible nucléaire. Le combustible des REP est constitué de pastilles d'oxyde d'uranium (UO₂) et, éventuellement dans le cas d'oxyde mixte (MOX) de quelques pourcents d'oxyde de plutonium (PuO₂). Ces pastilles, de forme cylindrique à section circulaire, sont placées dans des gaines en Zircaloy de diamètre intérieur légèrement supérieur au diamètre extérieur des pastilles. À la fabrication, la gaine est remplie d'hélium qui vient occuper l'espace compris entre pastilles et gaine. Au cours de l'irradiation, des produits de fission gazeux migrent dans cet espace. L'ensemble de l'empilement des pastilles constitue le crayon, d'une hauteur de 3,66 ou 4,27 m selon le type de réacteur. Les crayons sont disposés de façon uniforme pour constituer l'assemblage de combustible, avec les tubes-guides de grappes de commande et d'instrumentation. Dans les réacteurs occidentaux, la structure de l'assemblage est carrée avec un ensemble de 14 à 18 crayons ou tubes-guides par coté, en France tous les assemblages sont des assemblages 17x17. Dans les REP de conception soviétique dits VVER (cf. [BN3101]), la structure est hexagonale et les crayons sont disposés en pas triangulaire.

On peut également trouver des pastilles creuses, ce qui réserve un volume d'expansion pour les produits de fission et permet de diminuer la température maximale de la pastille.

Dans le crayon combustible, le principal mode de transmission de la chaleur est la conduction, au sein de la pastille, dans le jeu pastille/gaine et dans la gaine. Les autres modes de transmission ne sont pas considérés ici (cf. [BN3060]).

La conduction dans un solide suit la loi de Fourier selon laquelle :

$$\vec{\varphi} = - \lambda \nabla T \tag{125}$$

Le gradient thermique étant donné (différence de température entre deux points du matériau), c'est la conduction thermique λ qui limite la transmission de la chaleur. À différence de température donnée entre deux surfaces, le flux est bien plus important si la conductivité thermique du matériau est élevée (matériau conducteur) que si le matériau est isolant. La dissipation thermique n'est fonction que du solide considéré au travers de sa conductivité qui peut varier en fonction de la température, tous les autres paramètres (pression, composition du crayon en entier, vitesse externe...) ont une influence qui peut être négligée. Le

tableau 19 récapitule les principales caractéristiques physiques des composants du crayon combustible.

4.5.6.1 Pastille de combustible

Nous allons considérer le problème général d’une pastille ayant la géométrie de la figure 12. Le centre de la pastille est vide sur un rayon r_0 . Pour les pastilles pleines, les plus courantes, r_0 est donc nul.

Environ 92 % de la puissance thermique du réacteur provient de l’énergie de fission générée dans la pastille (les 8 % restant sont générés directement dans le modérateur et les matériaux de structure). Nous supposons toutefois que les pastilles sont le siège de la totalité de la puissance générée. Considérons un élément de crayon de hauteur unitaire. En régime permanent, production (puissance volumique q''') et dissipation sont égales. La dissipation peut, en conduction radiale pure (absence d’effets azimutaux), s’exprimer par la divergence du flux de chaleur. En considérant la divergence en coordonnées cylindriques on écrit :

$$\nabla \cdot \vec{\varphi} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} [r\varphi(r)]$$

La production q''' est égale à la dissipation (divergence du flux), et la loi de Fourier (relation (125)) permet d’écrire (toujours considé-

rant de la conduction radiale pure sans effets azimutaux et à une hauteur donnée)

$$q''' = \nabla \cdot \vec{\varphi} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[-r\lambda \frac{dT(r)}{dr} \right]$$

ce qui intégré donne :

$$q''' \frac{r^2}{2} + r\lambda \frac{dT(r)}{dr} + C = 0$$

En $r = r_0$, le flux de chaleur est nul et la loi de Fourier impose alors :

$$\left[\frac{dT(r)}{dr} \right]_{r=r_0} = 0$$

ce qui conduit à la détermination de la constante selon :

$$C = -q''' \frac{r_0^2}{2}$$

$$\lambda \frac{dT(r)}{dr} = q''' \frac{r_0^2}{2r} - q''' \frac{r}{2}$$

$$\int_{T(r_0)=T_{\max}}^{T(r)} \lambda dT = q''' \frac{r_0^2}{2} \ln \left[\frac{r}{r_0} \right] - q''' \frac{(r^2 - r_0^2)}{4}$$

Si $r_0 = 0$ et pour une conductivité constante, alors

$$T_{\max} - T(r) = q''' \frac{r^2}{4\lambda}$$

La différence maximale de température dans la pastille est obtenu au bord où $r = r_p$.

Le produit de la puissance volumique à la section donne la puissance linéique (proportion de puissance générée par le crayon par unité de longueur), ainsi :

$$(\lambda T)_{\max} = T_{\max} - T(r_p) = q''' \frac{r_p^2}{4\lambda} = \frac{q'}{4\pi\lambda}$$

Le maximum de température est fonction uniquement de la puissance linéique et donc indépendant du rayon de la pastille à puissance de réacteur donné (la puissance linéique est calculée suivant la hauteur du crayon, cf. exemple 2).

Lorsque les variations de λ avec la température sont significatives, ce qui est le cas dans la pastille, pour résoudre l’équation en régime permanent avec $\lambda = f(T)$, on doit faire appel à l’intégrale de conductivité. Une estimation est possible en utilisant la figure 13.

Tableau 19 – Ordre de grandeur des principales caractéristiques physiques des composants du crayon combustible (neuf)

Matériau	Zircaloy-4 Copy	UO ₂ [57]	Oxyde mixte [58]
Masse volumique à 20 °C [kg/m ³]	6 600	11 000	11 500
Température de fusion [°C]	1 850	2 850	2 425
Conductivité thermique [W/(m · K)]	100 °C : 14,0	500 °C : 4,2	500 °C : 3,5
	430 °C : 17,0	2 000 °C : 2,1	2 000 °C : 2,0
Capacité thermique [kJ/(kg · K)]	100 °C : 0,30	730 °C : 0,32	730 °C : 0,34
	430 °C : 0,33	2 230 °C : 0,50	2 230 °C : 0,39

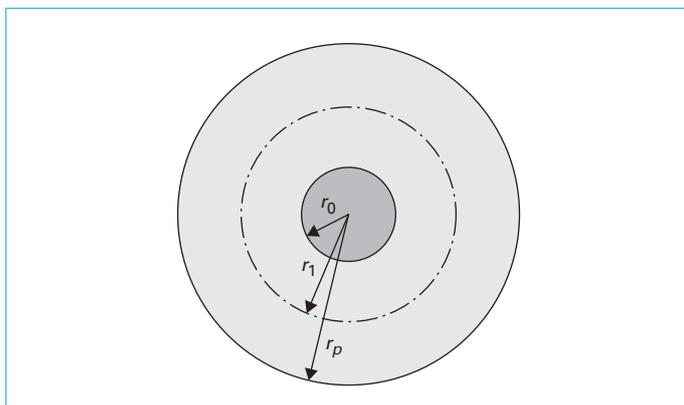


Figure 12 – Géométrie d’une pastille de combustible

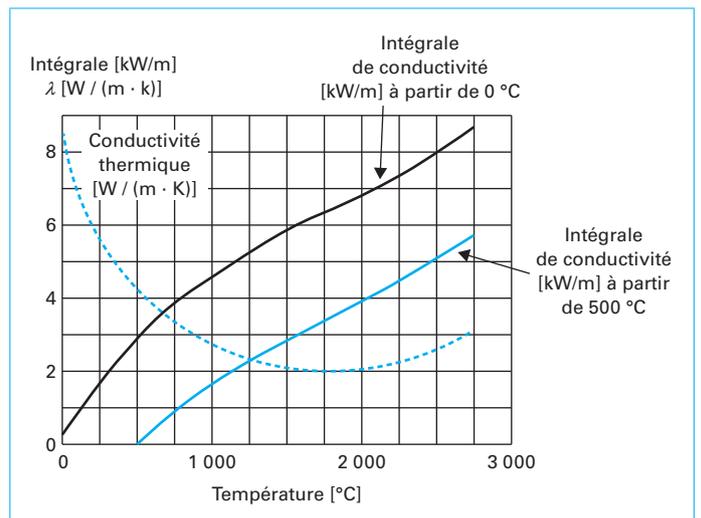


Figure 13 – Conductivité thermique et intégrale de conductivité de l’UO₂ (95 % densité)

4.5.6.2 Jeu pastille-gaine et gaine

Il n’y a pas de terme source ni dans la gaine ni dans le jeu pastille-gaine. On peut appliquer directement la loi de Fourier (relation (125)). Alors,

$$\varphi = -\lambda \frac{dT}{dr}$$

et par définition de la puissance linéique et du flux de chaleur (à puissance linéique donnée, le flux diminue à mesure que la surface au travers de laquelle passe le flux augmente) :

$$\varphi = \frac{q'}{2\pi r}$$

Alors la résolution de l’équation différentielle donne :

$$T(r_1) - T(r_2) = \frac{q'}{2\pi\lambda} \ln\left[\frac{r_2}{r_1}\right]$$

Dans l’épaisseur du jeu, la conductivité thermique peut être prise constante et vaut λ_{jeu} , la valeur de r_2 est égale au rayon de la pastille r_p et de l’épaisseur e du jeu et r_1 est égal à r_p , alors :

$$T(r_p) - T(r_p + e) = \frac{q'}{2\pi\lambda} \ln\left[1 + \frac{e}{r_p}\right] \sim \frac{q'}{2\pi\lambda_{\text{jeu}}} \frac{e}{r_p} = \frac{\varphi e}{\lambda_{\text{jeu}}}$$

(on considère que $e/r_p \ll 1$ et le logarithme peut se simplifier).

L’hélium présent dans le jeu contribue à une meilleure conduction que l’air et évite la corrosion. À noter que le jeu est trop faible pour qu’un mouvement de convection naturelle s’établisse.

Dans la gaine d’épaisseur E et de rayon externe R :

$$T(r_p + e) - T(R) = \frac{q'}{2\pi\lambda} \ln\left[1 + \frac{E}{R - E}\right] \sim \frac{q'}{2\pi\lambda_{\text{gaine}}} \frac{E}{(R - E)} = \frac{\varphi E}{\lambda_{\text{gaine}}}$$

(on considère que $E/(R-E) \ll 1$)

Ces relations sont des relations approchées mais qui donnent de bons ordres de grandeur.

4.5.6.3 Transfert thermique entre le crayon et le fluide et profil général

Le transfert thermique entre la gaine du crayon et le fluide est en fonctionnement normal principalement en convection forcée simple phase (§ 4.5.1).

Le profil général (figure 14, cf. [BN 3060]) est fortement dépendant de la valeur de la puissance linéique, le gradient de température principal étant au sein de la pastille.

4.5.7 Circulation naturelle

La circulation naturelle se met en place dès qu’un fluide est soumis à des différences de température telles que le fluide chaud se retrouve à une altitude plus basse que le fluide froid. Dans un circuit fermé, le fluide s’écoule alors et l’on parle de thermosiphon. Dans un espace ouvert, l’écoulement du fluide va s’organiser sous forme de mouvements de rotation et l’on parle de convection naturelle. Les outils d’analyse pour ces deux situations sont détaillés dans la suite.

4.5.7.1 Thermosiphon

La situation de thermosiphon se rencontre typiquement en cas de perte des pompes primaires. Le réacteur est arrêté mais la puissance résiduelle continue de chauffer le fluide dans le cœur. L’eau chauffée s’élève alors, passe dans les branches chaudes et se refroidit dans les générateurs de vapeur situés à une altitude

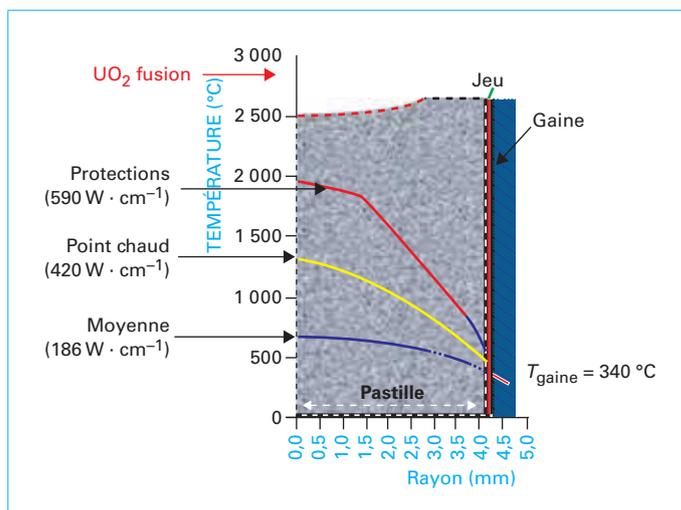


Figure 14 – Profils de température typique dans un crayon

plus élevée que le réacteur. Certaines conceptions récentes de réacteurs [30] reposent sur le principe du thermosiphon. Soit majoritairement dans certains types de réacteurs modulaires de petites puissance (SMR pour *small modular reactor*), soit comme système de sûreté additionnel comme dans le réacteur AP1000 de Westinghouse ou l’AES 2006 de Rosatom (système SPOT passif d’évacuation de la puissance résiduelle par les générateurs de vapeur, voir [BN3101]).

La valeur du débit se stabilise à l’équilibre entre la force motrice créée par le différentiel de masse volumique (compte tenu des températures) entre le cœur (chaud) et les générateurs de vapeur (froid) et la perte de charge totale du circuit, frottement et singularités. D’une part

$$\Delta P_{\text{motrice}} = (\rho_0 - \rho_1)gH = (\Delta\rho)gH$$

et, d’autre part avec la relation de Darcy-Weisbach (90) dans laquelle on met dans le coefficient de perte de charge global K l’ensemble des pertes de charge par frottement et dues aux singularités, toutes rapportées à la masse volumique de référence ρ_0 et à la vitesse massique moyenne :

$$\Delta P_{\text{résistant}} = K \frac{G^2}{2\rho_0}$$

La perte de charge résistante est égale à la force motrice et, en utilisant la relation de Boussinesq qui linéarise la variation de masse volumique :

$$(\Delta\rho) = \beta\rho_0\Delta T = \beta\rho_0(T_1 - T_0)$$

alors

$$\beta\rho_0\Delta TgH = K \frac{G^2}{2\rho_0}$$

La vitesse massique moyenne à l’équilibre pour le thermosiphon est proportionnelle à la racine de la différence de température entre les points chaud et froid :

$$G = \rho_0 \sqrt{\frac{\Delta T \beta g H}{K}} = \sqrt{\rho_0 \Delta \rho} \frac{2gH}{K} = \frac{\dot{m}}{A}$$

De plus, l’utilisation du bilan enthalpique (relation (5)) et l’approximation de l’élévation d’enthalpie par le produit de la différence de

température et du c_p (3) permet de relier le ΔT et la puissance Π dissipée dans le fluide ($\dot{m}c_p\Delta T = \Pi$) et on obtient :

$$\dot{m}^3 = (AG)^3 = \Pi \rho_0^2 \frac{2\beta g H A^2}{K c_p}$$

Le débit massique à l'équilibre pour le thermosiphon est proportionnel à la racine cubique de la puissance résiduelle dans le cœur.

La grandeur β , coefficient de dilatation, utilisée dans la relation de Boussinesq, est calculée selon :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \tag{126}$$

pour laquelle quelques valeurs relatives à l'eau liquide sont rassemblées dans le tableau 20.

Lorsque l'évacuation de la chaleur au générateur de vapeur est insuffisante, le fluide peut devenir diphasique. Les relations sont plus complexes à établir mais reposent sur les mêmes hypothèses.

Cette circulation de l'eau permet l'évacuation de la puissance résiduelle après l'arrêt automatique du réacteur, les pompes primaires étant stoppées, tant que le GV peut refroidir le fluide primaire (s'il n'est donc pas asséché) et tant que l'inventaire en eau du primaire n'est pas trop dégradé, le niveau d'eau devant être suffisant pour permettre la circulation du fluide.

4.5.7.2 Corrélations d'échange thermique en convection naturelle

De manière générale, les corrélations présentées au paragraphe 4.5.1 peuvent être appliquées. La corrélation de Dittus-Boelter (116) a un grand domaine de validité et peut être utilisée mais requiert l'évaluation de la vitesse moyenne. Dans le cas de très faibles vitesses, si l'écoulement est laminaire, les équations peuvent être résolues analytiquement et dans les cas d'un écoulement en conduite circulaire, les relations exactes proposées en 4.5.1 sont applicables.

Dans des grands volumes, lorsque l'eau est chauffée en partie basse et refroidie en partie haute, des mouvements de circulation naturelle s'établissent sous forme de macrostructures en rotation.

P [bar]	1,0	P [bar]	150,0
T [°C]	β [1/K]	T [°C]	β [1/K]
5,0	0,000016	25,0	0,000274
10,0	0,000088	75,0	0,000599
15,0	0,000151	125,0	0,000849
20,0	0,000207	175,0	0,001119
25,0	0,000257	225,0	0,001496
50,0	0,000457	275,0	0,002183
75,0	0,000613	300,0	0,002865

L'approche en convection naturelle est semblable à celle de la convection forcée. Elle repose sur l'établissement de corrélations reliant les nombres adimensionnels typiques de Nusselt, Prandtl et Grashof. Le nombre de Grashof a le même rôle que le nombre de Reynolds pour la convection forcée. Le nombre de Grashof représente le rapport des forces d'Archimède (variation de la masse volumique) aux forces dues à la viscosité et s'écrit :

$$Gr = \frac{L^3 \rho^2 g \beta \Delta T}{\mu^2} \tag{127}$$

Si l'on est en écoulement diphasique (liquide dans la partie froide et vapeur pour la partie chaude) le produit $\beta \Delta T$ peut s'écrire $\Delta \rho / \rho$ et :

$$Gr = \frac{L^3 g (\rho_l - \rho_v)}{\nu_l^2 \rho_l} = \frac{L^3 g \rho_l (\rho_l - \rho_v)}{\mu_l^2}$$

L est une longueur de référence qui devient plus complexe à caractériser dans les grands volumes et varie selon les configurations étudiées. Cela peut être la hauteur sur laquelle le fluide est chauffé par exemple. Les relations entre Nusselt, Grashof et Prandtl présentées sont de fait liées à la définition de cette longueur de référence.

Le nombre de Nusselt est lié au nombre de Grashof suivant :

$$Nu = C(Gr Pr)^m = C(Ra)^m \tag{128}$$

Le produit $Gr \cdot Pr$ forme le nombre de Rayleigh :

$$Ra = Gr \cdot Pr$$

Les valeurs de la constante C et de l'exposant m dépendent du type d'écoulement et de la configuration [40] (tableau 21). Les propriétés du fluide sont estimées à la température de film (moyenne de la température de paroi et de la température « à l'infini »). Ces relations sont valables pour des conditions aux limites imposées sur les températures. Si le flux est imposé sur la plaque, alors on prendra ces relations en considérant la température de film (pour évaluer les propriétés du fluide) au milieu de la plaque. Des itérations sont nécessaires pour converger vers la valeur de la température de film.

En utilisant la température de film et avec la hauteur de la plaque comme longueur caractéristique, on peut utiliser la relation suivante plus précise :

$$Nu = \left[0,825 + \frac{0,387 Ra_L^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right]^2 \tag{129}$$

Configuration	C	m	Condition
Plaque verticale	0,59	1/4	$10^4 < Gr \cdot Pr < 10^9$
	0,10	1/3	$10^9 < Gr \cdot Pr < 10^{13}$
Plaque horizontale	0,54	1/4	$10^4 < Gr \cdot Pr < 10^7$
	0,15	1/3	$10^7 < Gr \cdot Pr < 10^{11}$

Pour un cylindre horizontal, en utilisant la température de film et avec le diamètre comme longueur caractéristique, on peut utiliser la relation suivante :

$$Nu = \left[0,6 + \frac{0,387 Ra_D^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right]^2 \quad (130)$$

Exemple 11

Un assemblage de cœur de réacteur à eau sous pression est placé en piscine de désactivation, un mois après l'arrêt du réacteur.

La puissance d'un crayon au régime nominal est de 78,5 kW (exemple 2). La longueur du crayon est $L = 4,27$ m. Le diamètre hydraulique considéré est $D_h = 10,86$ mm (exemple 1). La section de passage de l'assemblage (exemple 1) est $A = 0,002404$ m².

La puissance du crayon un mois après l'arrêt est voisine de 2 % de la puissance nominale soit :

$$\dot{I} = 78,5 \times 0,02 = 1,57 \text{ kW}$$

ce qui donne pour les 264 crayons d'un assemblage : $\Pi \times 264 = 414,48$ kW.

Le taux d'expansion β de l'eau à la pression atmosphérique à 50 °C est 0,000457 K⁻¹ (relation (126)) :

De façon identique à la démarche adoptée pour le thermosiphon, nous considérons ici l'écoulement naturel du fluide dans l'assemblage. Dans la piscine, au-dessus des racks d'assemblage, des mouvements libres vont se mettre en place dans le large volume.

Dans l'assemblage, la perte de charge est égale à la force d'Archimède :

$$\Delta P_{\text{résistant}} = \frac{fL}{D_h} \frac{G^2}{2\rho_0} = \beta \rho_0 \Delta T g L$$

et donc

$$G^2 = 2\rho_0^2 g D_h \frac{\beta}{f} \Delta T = 2\rho_0^2 g D_h \frac{\beta}{f} \frac{\Pi}{GA c_p}$$

$$G = \left[2\rho_0^2 g D_h \frac{\beta}{f} \frac{\Pi}{A c_p} \right]^{1/3}$$

ΔT étant la différence de température du fluide entre l'entrée et la sortie de l'assemblage.

Le coefficient de perte de charge par frottement f est estimé, après itérations, à 0,039 d'après la formule (68) :

$$\begin{aligned} \dot{m}^3 &= (AG)^3 = 2\rho_0^2 g D_h \frac{\beta}{f} \frac{\Pi A^2}{c_p} \\ &= 2 \times 988^2 \times 9,81 \times 0,01086 \\ &\quad \times \frac{0,000457}{0,039} \times \frac{414480 \times 0,02404^2}{4180} = 0,140 \end{aligned}$$

Le débit massique vaut 5,19 kg/s, la vitesse massique 216 kg/m².s et la vitesse d'écoulement de l'eau dans l'assemblage vaut 0,219 m/s.

On vérifie a posteriori le calcul de f avec $Re = 4292$ et $f = 0,039$.

L'échauffement de l'eau entre l'entrée et la sortie de l'assemblage est :

$$\Delta T = \frac{\Pi}{c_p \dot{m}} = \frac{414480}{4180 \times 5,19} = 19 \text{ °C}$$

On souhaite maintenant estimer la température sur la gaine des crayons de l'assemblage, ou plus précisément estimer si la température de vaporisation peut être atteinte. Si l'on suppose qu'en sortie d'assemblage la température moyenne de l'eau est de 60 °C, on impose alors une différence de température maximum de 40 °C entre la température de paroi et la température de l'eau.

Avec cet écart maximum de température (paroi-liquide), on utilise les mêmes valeurs des propriétés physiques de l'eau que ci-dessus (50 °C) en première approximation :

$$Gr = \frac{L^3 \rho^2 g \beta \Delta T}{\mu^2} = \frac{4,27^3 \times 988^2 \times 9,81 \times 0,000457 \times 40}{0,000547^2} = 4,5610^{13}$$

$Pr = 3,57$ et $Nu = 7046$ – relation (129).

$$h_c = Nu \times \frac{\lambda}{L} = 7046 \times \frac{0,629}{4,27} = 1057 \frac{W}{m^2 \text{ °C}}$$

Le flux qui peut être évacué par convection naturelle avec un ΔT de 40 °C vaut :

$$\varphi = h_c \Delta T = 1057 \times 40 = 42\,279 \text{ W/m}^2$$

La surface totale d'un crayon combustible vaut : $4,27 \times 9,5 \times 4,27 = 0,127$ m², la puissance évacuée vaut $42\,279 \times 0,127 = 5\,388$ W, soit 5,4 kW.

Cette puissance est nettement supérieure à la puissance réelle du barreau 1,57 kW. En conséquence, on peut dire que le combustible est refroidi par convection naturelle à l'intérieur de la piscine de stockage en fonctionnement normal.

5. Sûreté des REP

L'objectif fondamental de sûreté est de protéger les personnes et l'environnement contre les effets nocifs des rayonnements ionisants [34]. Il est donc essentiel de confiner les matières radioactives dans l'installation. Ceci est réalisé au moyen de trois barrières indépendantes et successives ; la gaine contenant le combustible nucléaire, le circuit primaire et l'enceinte du bâtiment réacteur. La démonstration de la sûreté du réacteur repose notamment sur l'évaluation de la tenue de ces trois barrières. Cette démonstration doit prendre en compte non seulement tous les états du réacteur, du fonctionnement à pleine puissance à l'arrêt à froid pour rechargement mais aussi les conditions qui peuvent résulter de tout dysfonctionnement ou événement, du possible au très improbable.

Les critères de sûreté s'appuient sur la nécessité de préserver en fonctionnement normal, mais aussi dans les cas d'incidents de fonctionnement les plus fréquents (au sens de la probabilité d'occurrence), l'intégrité de la première barrière de confinement (la gaine du combustible) ; du point de vue thermohydraulique, c'est le risque de crise d'ébullition qu'il faut évaluer (§ 5.1). Pour ce qui concerne les accidents (statistiquement très improbables), ce sont les accidents de perte de réfrigérant primaire (APRP) suite à une brèche dans le circuit primaire, qui font appel à un grand nombre de phénomènes thermohydrauliques détaillées dans la suite (§ 5.2). On trouvera dans [35] une description détaillée des analyses permettant d'évaluer la maîtrise des situations accidentelles du système réacteur.

5.1 Crise d'ébullition

La crise d'ébullition caractérise une soudaine diminution du transfert de chaleur entre la gaine du combustible et le fluide. Cette réduction se produit lorsque le régime d'écoulement est modifié. La gaine se recouvre d'une poche de vapeur qui l'isole du fluide. Il s'ensuit une augmentation brutale de la température de

paroi. L'ébullition nucléée qui jusqu'à cette limite améliorait le transfert de chaleur en convection forcée devient alors « critique ». Le déclenchement du phénomène est appelé crise d'ébullition ou *Departure from Nucleate Boiling* (DNB). Pour une valeur trop élevée du flux de chaleur surfacique, le taux de production de vapeur est trop important pour être évacué par l'écoulement depuis la paroi chauffante vers le cœur de l'écoulement. La crise d'ébullition (ou DNB) apparaît donc pour une valeur de flux maximale autorisée : le flux critique. On préserve alors l'intégrité de la gaine de combustible en évitant d'atteindre cette valeur critique.

La valeur de flux critique est, par essence même du phénomène physique, liée aux conditions de l'écoulement. Le flux critique n'a pas la même valeur en écoulement fortement sous-saturé ou en régime saturé, et dépend aussi, entre autres, de la vitesse de l'écoulement. En l'absence de mouvement du fluide dans des grands volumes, on parle de crise d'ébullition en vase ou en bain (cf. [BE8235]) et les phénomènes les plus influents sont la création, l'expansion et les tailles de bulles ainsi que les mouvements de convection naturelle. Dans les réacteurs à eau pressurisée la crise d'ébullition en vase peut se rencontrer en cas d'accident grave pour les réacteurs de conception récente (AP1000) qui privilégient la rétention en cuve du corium en cas de fonte significative du cœur. La crise d'ébullition peut apparaître dans l'eau lors du noyage du puits de cuve. Pour ce qui concerne la crise d'ébullition en convection, historiquement les études ont porté sur la crise d'ébullition dans la géométrie la plus simple, le tube de section circulaire. Ultérieurement, des essais ont été réalisés dans des géométries plus proches de la configuration des cœurs (figure 1) avec des simulateurs électriques des barreaux combustible.

Différents auteurs ont abordé le problème de l'évaluation du flux critique par des approches analytiques avec comme hypothèse soit la présence d'une couche de vapeur en paroi, soit l'évaporation de la sous-couche liquide en contact avec la paroi. Ces modèles ne sont pas encore assez développés et précis pour être appliqués dans l'industrie nucléaire.

5.1.1 Évaluation du flux critique

On présentera des approches expérimentales relativement faciles à mettre en œuvre. Ces relations, ou corrélations de flux critique, relient une estimation du flux critique mesuré lorsque la crise d'ébullition est détectée, à divers paramètres thermohydrauliques ou géométriques. Le flux critique peut s'exprimer en fonction des conditions globales mesurées lors des essais, vitesse massique ou débit, température ou enthalpie d'entrée, pression en entrée ou en sortie de la section d'essais. Dans ce cas, des paramètres géométriques, et notamment la hauteur chauffante, sont indispensables pour évaluer le flux critique. L'autre approche consiste à relier le flux critique aux grandeurs thermohydrauliques locales, principalement la vitesse massique, la pression et le titre thermodynamique à l'équilibre (relation (6)). De fait les grandeurs locales ne sont pas mesurées mais reconstituées à partir des conditions en entrée ou sortie de la section d'essais et de la géométrie des essais. En tube, cette reconstitution est immédiate. La vitesse massique est constante, la pression estimée à l'aide des pertes de charge (cf. § 4.3) et le titre thermodynamique est calculé à l'aide d'un bilan enthalpique. Les incertitudes sur l'enthalpie d'entrée et sur la puissance se retrouvent donc combinées dans l'évaluation du titre. Pour cette raison, les relations exprimées en fonction des paramètres locaux ont une dispersion plus importante que les relations à partir des conditions d'entrée. À l'aide de régressions mathématiques, le flux critique est exprimé à partir des conditions d'entrée ou locales. Des tables ont aussi été proposées, ce qui supprime l'étape de la régression et l'erreur mathématique entre la valeur issue de la régression et la valeur mesurée. Cependant cette approche impose d'introduire l'ensemble des valeurs tabulées et d'interpoler entre les valeurs de la table.

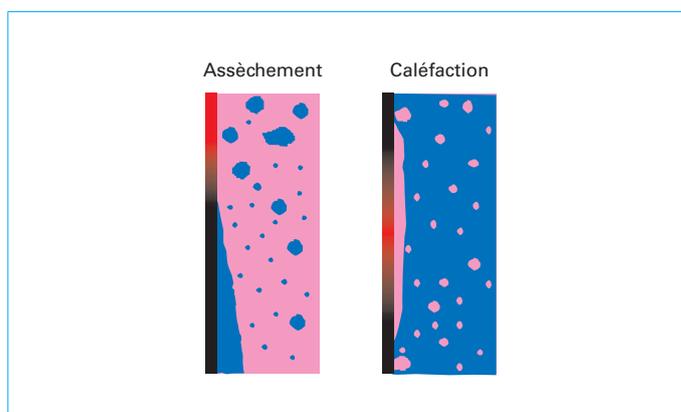


Figure 15 – Atteinte de la crise d'ébullition par assèchement ou par caléfaction

À géométries identiques, et pression et vitesse massique fixées, de manière générale le flux critique est une fonction décroissante, voire quasi-linéaire, de la sous-saturation. De ce fait, le flux critique est une fonction décroissante du titre. Cependant, on observe deux comportements assez différents lors de la réalisation des essais. Considérons un protocole d'essai qui consiste à augmenter progressivement et lentement la puissance aux bornes de la section d'essais, tout en maintenant constantes la vitesse massique, la pression et la température en entrée. La crise d'ébullition est détectée lorsque l'on observe une augmentation rapide de la température sur la paroi chauffante. Dans les conditions fortement sous-saturées (donc forte puissance et faible titre), l'augmentation de la température est brutale, rapide et importante (plusieurs dizaines de degrés). À mesure qu'en entrée de la section d'essais, on approche de la saturation, le flux critique est plus faible. Cela correspond aussi à un titre plus important. Dans ce cas, la crise d'ébullition est plus difficile à identifier. La température en paroi augmente lentement. Dans le premier cas, la crise d'ébullition est obtenue par caléfaction, création locale – limitée à l'environnement proche de la paroi chauffante – de vapeur, le reste de l'écoulement est liquide. Dans le second cas, le taux de vapeur dans l'écoulement est important et le liquide à la paroi « s'assèche » progressivement jusqu'à la crise d'ébullition (cf. figure 15). En conséquence, il sera difficile d'obtenir une régression qui puisse couvrir avec une précision identique ces deux types de crise d'ébullition. Par ailleurs, les conditions thermohydrauliques et les valeurs locales de flux correspondant aux plages de fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée amènent majoritairement au risque de crise d'ébullition par caléfaction. L'assèchement relève plus du domaine de fonctionnement des réacteurs à eau bouillante. Dans certaines situations, la crise d'ébullition est obtenue par atteinte d'une valeur critique de la qualité. On s'intéresse dans cet article aux relations évaluant le flux critique par atteinte de la crise d'ébullition en caléfaction.

5.1.1.1 Corrélations en tube

En tube, le titre thermodynamique χ , en sortie d'un tube de longueur L et diamètre D , se calcule très simplement à partir des conditions d'essai pression P , de la vitesse massique G , de la température d'entrée T_e et du flux critique φ_c selon :

$$\chi = \left[\left(h_e(P, T_e) + \frac{\varphi_c (\pi DL)}{G \pi D^2 / 4} \right) - h_{f}^{\text{sat}}(P) \right] \left[\frac{1}{h_{lv}(P)} \right]$$

Suivant l'approche choisie, les relations suivantes sont établies. En condition d'entrée $\varphi_c = f(P, G, T_e, L, D)$ ou en condi-

tions locales $\varphi_c = f(P, G, \chi)$. L'introduction de la longueur et du diamètre du tube est discutable. Pour des essais relatifs à une longueur et un diamètre, alors une corrélation en condition d'entrée peut à l'évidence ne pas introduire ces paramètres dans son expression. Son application sera restreinte à cette unique géométrie. A contrario, en conditions locales, certains auteurs ont observé à partir des essais des effets de la longueur chauffante et/ou du diamètre qu'ils ont introduits en conséquence dans leurs corrélations.

Le titre étant calculé à l'aide du flux critique, une régression en conditions locales $\varphi_c = f(P, G, \chi)$ peut sembler mathématiquement mal posée. La fonctionnelle va lier la variable « dépendante » φ_c aux variables « indépendantes » P , G et χ . Il faut dans ce cas considérer le titre non pas comme le résultat d'un calcul mais comme une grandeur mesurée, indépendamment de la pression, de la vitesse massique et du flux critique. Malgré cette lacune, nous présentons ici des relations en conditions locales car plus générales que les corrélations en conditions d'entrée. Signalons cependant le cas particulier de la corrélation W3 qui utilise à la fois l'enthalpie d'entrée et le titre local. Dans ce cas, l'enthalpie et le titre d'entrée sont forcément liés et ne peuvent être indépendants. La fonctionnelle est alors mal posée.

Pour des écoulements en tube (donc assez éloignés de l'écoulement dans le cœur des REP), on peut citer les corrélations suivantes.

■ Corrélation de Bowring

La corrélation de Bowring [3] est valable pour des géométries en tube :

- de diamètre D compris entre 0,002 et 0,045 m ;
- de longueur L comprise entre 0,15 et 3,7 m.

Les paramètres thermohydrauliques suivants sont couverts par cette corrélation :

- pression P entre 0,2 et 19 MPa ;
- vitesse massique G entre 136 et 18 600 kg/m².s ;
- pas de restriction en titre.

Comme le facteur B est directement proportionnel au diamètre, au-delà d'une certaine valeur du diamètre, le flux critique devient négatif aux fortes vitesses massiques et à forte qualité. Il est donc recommandé de valider les prédictions obtenues avec la corrélation de Bowring avec d'autres corrélations :

$$\varphi_c^{Brg} = \frac{A - Bh_{IV}\chi}{10^3 C} \quad [MW/m^2] ; h_{IV} [kJ/kg]$$

avec

$$A = \frac{F_1}{4} \frac{2,317 h_{IV} DG}{1 + 0,0143 F_2 G \sqrt{D}}, B = \frac{DG}{4},$$

$$C = \frac{0,077 D G F_3}{1 + 0,347 F_4 (G/1356)^n}, n = 2 - \frac{P_r}{2} \text{ et } P_r = 0,145 P \text{ (en MPa)}$$

Les fonctions F_1 à F_4 sont différentes suivant la valeur de P_r :

- pour $P_r < 1$ (MPa)

$$F_1 = \frac{P_r^{18,942} \exp[20,89(1 - P_r)] + 0,917}{1,917}$$

$$F_2 = F_1 \frac{1,309}{P_r^{1,316} \exp[2,444(1 - P_r)] + 0,309}$$

$$F_3 = \frac{P_r^{17,023} \exp[16,658(1 - P_r)] + 0,667}{1,667}$$

$$F_4 = F_3 P_r^{1,649}$$

- pour $P_r > 1$ (MPa)

$$F_1 = P_r^{-0,368} \exp[0,648(1 - P_r)]$$

$$F_2 = \frac{F_1}{P_r^{-0,448} \exp[0,245(1 - P_r)]}$$

$$F_3 = P_r^{0,219}$$

$$F_4 = F_3 P_r^{1,649}$$

■ Corrélation de Biasi

La corrélation de Biasi [3] est valable pour des géométries en tube :

- de diamètre D compris entre 0,003 et 0,037 m ;
- de longueur L comprise entre 0,2 et 6 m.

Les paramètres thermohydrauliques suivants sont couverts par cette corrélation :

- pression P entre 0,27 et 14 MPa ;
- vitesse massique G entre 100 et 6 000 kg/m².s ;
- titre entre $\frac{1}{1 + \frac{\rho_l}{\rho_v}}$ et 1.

Le flux critique est le maximum des deux fonctionnelles suivantes :

$$\varphi_c^{Biasi1} = \frac{18,83}{(100D)^n (G/10)^{1/6}} \left[\frac{f(P)}{(G/10)^{1/6}} - \chi \right] \quad MW/m^2$$

$$\varphi_c^{Biasi2} = \frac{37,8}{(100D)^n (G/10)^{0,6}} [1 - \chi] h(P) \quad MW/m^2$$

La constante n en puissance du diamètre du tube est la suivante :

- $n = 0,6$ pour $D < 0,01$ m ;
- $n = 0,4$ pour $D \geq 0,01$ m.

Les fonctions $f(P)$ et $h(P)$ de la pression (P en MPa) s'expriment suivant :

$$f(P) = 0,7249 + 0,99P \exp(-0,32P)$$

$$h(P) = -1,159 + \frac{0,899P}{0,1 + P^2} + 1,49P \exp(-0,19P)$$

■ Corrélation W3

La corrélation de W3 [3] a été proposée par Westinghouse et établie par L. S. Tong. Cette corrélation a été développée à partir d'essais en tube :

- de diamètre D compris entre 5 et 17,8 mm ;
- de longueur L comprise entre 0,254 et 3,65 m.

Les paramètres thermohydrauliques suivants sont couverts par cette corrélation :

- pression P entre 6,9 et 15,9 MPa ;
- vitesse massique G entre 1356 et 6780 kg/m².s ;
- titre thermodynamique à l'équilibre χ entre -0,15 et +0,15.

Le flux critique est le produit des fonctions :

$$\varphi_c^{W3} = a(\chi, P) \times b(\chi, G) \times c(\chi) \times d(D) \times e(h_e) \quad [MW/m^2]$$

avec

$$a(\chi, P) = 2,022 - 0,062395P + [0,1722 - 0,0142717P] \exp[\chi(18,177 - 0,59886P)]$$

$$b(\chi, G) = 3,27131 + [0,1484 - 1,596\chi + 0,1729\chi|\chi|][2326G]$$

$$c(\chi) = 1,157 + 0,869\chi$$

$$d(D) = 0,2664 + 0,8357 \exp[-124,055D]$$

$$e(h_e) = 0,8258 + 0,000341359(h_1^{sat} - h_e)$$

On remarque que cette corrélation est fonction à la fois de conditions locales (titre thermodynamique) et en entrée (enthalpie). Le titre est lui-même fonction de l'enthalpie d'entrée et du flux (intégré entre l'entrée et la hauteur considérée). Cette non-indépendance des paramètres explicatifs (P , G , χ , h_e) utilisés dans la régression conduit à une réduction artificielle de la dispersion de la valeur expliquée φ [41]. De plus, il n'est pas possible d'évaluer avec confiance les situations où la combinaison du flux calculé par la corrélation et de l'enthalpie d'entrée considérée ne correspond pas au titre introduit dans la corrélation.

■ Tables de Groeneveld

À partir de données en tubes, initialement compilées par V.E. Doroshchuk en 1975, des valeurs du flux critique ont été proposées par D.C. Groeneveld [52] [53] [54], pour des valeurs fixées de pression, vitesse massique et titre et uniformisées à un diamètre interne de tube de 8 mm.

L'utilisation de ces tables [54] est valable pour des géométries en tube :

- de diamètre D compris entre 0,003 et 0,025 m avec un facteur correctif multiplicatif à appliquer pour un diamètre différent de 8 mm ;
- de rapport longueur sur diamètre supérieur à 100.

Les paramètres thermohydrauliques suivants sont couverts par ces tables [54] :

- pression P entre 0,1 et 21 MPa ;
- vitesse massique G entre 0 et 8 000 kg/m².s ;
- titre inférieur à 1.

Divers facteurs correctifs multiplicatifs sont proposés [52] et [3] pour prendre en compte les effets de géométries différentes du tube ou l'effet de grilles.

Ces tables permettent d'avoir un ordre de grandeur satisfaisant pour des évaluations préliminaires. L'introduction de toutes les valeurs tabulées et la mise en place de moyens d'interpolation pour des conditions en dehors de valeurs tabulées rendent cette méthode peu pratique. La correction de diamètre hydraulique est aussi limitée car uniquement liée au rapport des diamètres sans prendre en compte les conditions thermohydrauliques locales.

5.1.1.2 Corrélations en grappe

Le terme générique de corrélation en grappe est utilisé pour décrire les moyens de calculs applicables aux géométries des cœurs de réacteur. Étant données les géométries très particulières rencontrées, une approche expérimentale est indispensable pour évaluer les valeurs du flux critique. À partir des données expérimentales, de la même façon que pour les géométries en tube (cf. § 5.1.1.1), les régressions sont établies à partir de conditions globales telles que mesurées dans les essais ou de conditions locales calculées. Contrairement à une géométrie en tube, ces données locales, en particulier vitesse massique et titre thermodynamique, ne peuvent se calculer simplement. La vitesse massique peut varier selon sa position dans la section d'essai compte tenu des redistributions de débits. Le titre thermodynamique varie significativement selon les sous-canaux (figure 1). Il faut alors recourir à des logiciels de calcul adaptés, les codes d'analyse par sous-canaux, tels que FLICA [42] ou COBRA [43]. Les cœurs des réacteurs à eau pressurisée sont ouverts, à la différence des cœurs des réacteurs à eau bouillante où chaque assemblage de combustible est isolé de ses voisins, en outre un assemblage de REP comporte plusieurs centaines de crayons. Des essais en vraie échelle sont alors irréalisables. L'approche en conditions locales est alors indispensable pour des applications de la corrélation de flux critique à des calculs de cœur de REP.

Par approche en conditions locales on entend ici des conditions calculées tout au long de l'écoulement mais à l'échelle du sous-canal (figure 1). Les phénomènes existants à une échelle plus fine (par exemple dans la couche limite thermique entre la paroi et le fluide) ne sont pas modélisés et sont pris en compte globalement

dans la corrélation qui est déterminée de façon empirique. Les approches plus analytiques et à des échelles plus fines que le sous-canal ne sont pas encore suffisamment abouties pour être intégrées dans les analyses de sûreté.

Les caractéristiques de conception du combustible nucléaire, en particulier les grilles, la structure (géométrie) de l'assemblage, ont une influence importante sur le flux critique. En favorisant la création de vitesses transverses ou l'intensité de la turbulence ou encore l'éclatement des poches de vapeur, on repousse la valeur du flux critique. Les corrélations de flux critique sont dépendantes du combustible et sont confidentielles, chaque fabricant établit sa corrélation de flux critique applicable sur ses produits. Les autorités de sûreté vérifient le bien-fondé de cette corrélation. Pour obtenir un ordre de grandeur du flux critique en grappe, des auteurs proposent des facteurs correctifs à introduire dans des corrélations établies en tube [27]. Cependant, un grand nombre de campagnes d'essais réalisées dans les années 1980 à l'université Columbia de New-York ont été mises dans le domaine public [44] et peuvent être utilisées librement. Une de ces campagnes a été exploitée et une corrélation simple a été proposée [45]. Les paramètres thermohydrauliques suivants sont couverts par cette corrélation :

- pression P entre 10 et 17 MPa ;
- vitesse massique G entre 1 300 et 4 700 kg/m².s ;
- titre thermodynamique à l'équilibre χ entre 0,05 et 0,30.

$$\varphi_c^{RR1} = 4,268358 - 0,33254585 \times P + 0,01070461 \times P^2 + 0,033815424 \times \left(\frac{G}{1000}\right)^2 - 0,1376517313 \times P\chi - 1,014880 \times \frac{G}{1000} \chi \quad [\text{MW/m}^2]$$

Cette corrélation contient exclusivement les paramètres locaux et en particulier n'introduit pas de paramètres géométriques relatifs à l'assemblage. Cependant les grilles de mélange ont une influence significative sur les performances en flux critique et une grille optimale va permettre d'atteindre des valeurs de flux critique élevées, à conditions locales identiques. La distance entre le point d'évaluation et la position de la grille en amont est donc un paramètre premier dans les corrélations de flux critique en grappe. La corrélation présentée calcule le flux critique en considérant une grille en amont suffisamment loin pour que l'effet de cette distance ne soit plus significatif.

Pour des écoulement dans des grappes de crayons disposés en pas triangulaire, caractéristique des réacteurs à eau pressurisée de conception russe (voir [BN3101]), la corrélation de Bezrukov ou OKB Gidopress de 1976 est assez simple à mettre en œuvre et donne des résultats satisfaisants y compris pour des évaluations en grappe à pas carré pour des grilles peu mélangeuses.

Les paramètres thermohydrauliques suivants sont couverts par cette corrélation :

- pression P entre 7,45 et 16,7 MPa ;
- vitesse massique G entre 700 et 3800 kg/m².s ;
- titre thermodynamique à l'équilibre χ entre -0,07 et 0,40.

$$\varphi_c^{BZK} = 0,7594 \times (1 - \chi)^{-0,5+0,105P} \times (1 - 0,0185P) \times G^{-0,127+0,311(1-\chi)} \quad [\text{MW/m}^2]$$

Exemple 12

Les valeurs de flux critique pour différentes corrélations et conditions locales sont données dans le tableau 22. Pour les corrélations en tube, un diamètre de 8 mm est utilisé. Les corrélations en grappe n'ont pas de terme de diamètre mais le diamètre hydraulique correspondant est d'environ 11 mm.

Les valeurs sur fond grisé (tableau 22) sont hors du domaine sur lequel les modèles correspondants ont été établis. Pour la corrélation W3, une enthalpie en entrée identique a été introduite pour chaque valeur de la pression à savoir à 15 MPa 1284 kJ/kg (soit 290 °C) et à 7 MPa 991 kJ/kg (230 °C).

On remarque une assez grande dispersion des résultats et des variations avec la vitesse massique et la pression assez différentes selon les corrélations. Les extrapolations sont acceptables (sur les domaines présentés). Une grande prudence est recommandée dans les estimations des valeurs de flux critique qui peuvent varier selon les sources de +/-25 % et pour lesquelles l'incertitude à associer peut atteindre +/-50 %.

5.1.1.3 Variation axiale du flux de chauffage

Il est observé (dans des géométries en tube ou en grappe) que le flux critique atteint pour des essais avec un chauffage uniforme est significativement différent (de quelques pourcents à plusieurs dizaines de pourcents) de celui mesuré si le chauffage est variable axialement. Notamment, le flux critique en chauffage uniforme est plus élevé qu'en flux variable dans la zone de flux décroissant. Étant donné que dans le réacteur le flux de conception considéré est souvent un flux en forme de cosinus et que pour de nombreuses applications, le flux est variable, cet aspect doit être pris en compte. L'effet « d'histoire » est introduit par plusieurs auteurs en support au modèle qu'ils proposent. Plus directement, on peut relier cet effet d'histoire au constat que même si les paramètres thermohydrauliques sont identiques pour un chauffage uniforme ou non **en moyenne à l'échelle « macroscopique »**, la répartition locale du taux de vide et du titre, entre proche paroi et centre du sous-canal, peut être sensiblement différente selon le mode de chauffage axial.

Le modèle le plus courant consiste à appliquer un facteur correctif multiplicatif pour tenir compte d'une variation axiale de la forme du flux. Il faut diviser la valeur du flux critique par la valeur du facteur de flux non uniforme *FNU* qui a été modélisé suivant la relation :

$$FNU = \frac{K}{\varphi(z_c) [1 - \exp(-Kz_c)]} \int_{z_0}^{z_c} \varphi(\zeta) \exp[-K(z_c - \zeta)] d\zeta$$

La distance d'intégration *z_c* est comptée, selon les auteurs, à partir du début de l'ébullition *z₀* ou du début de la longueur chauffante

($\zeta = 0$). Le facteur *K* est établi à partir de données expérimentales suivant le modèle suivant :

$$K = \frac{a(1-x)^b}{G^c}$$

Rosal [3] propose les valeurs suivantes pour *a*, *b* et *c*, pour une intégration à partir de l'ébullition locale *z₀* : *a* = 185,6 ; *b* = 4,31 ; *c* = 0,478. *K* est en m⁻¹ si *G* est en kg/(m².s).

Établies à l'origine pour des unités anglo-saxonnes (in⁻¹ et Mlb.h ft² ; *a* = 0,15 et *c* = 0,478), le coefficient *a* est seul modifié et se calcule à l'aide des facteurs de conversions (cf. § 8) :

$$a = 0,15 \frac{1356,23^{0,478}}{0,0254} = 185,6$$

5.1.2 Évaluation du risque de crise d'ébullition

L'évaluation du risque de crise d'ébullition est indispensable à l'examen de l'intégrité de la première barrière de confinement (cf. § 5.1). Des calculs sont réalisés dans tout le cœur à l'aide des codes d'analyse par sous-canaux et ceci pour les conditions normales et accidentelles couvrant l'ensemble des situations et modes de fonctionnement du réacteur. À partir de ces conditions, les valeurs locales des paramètres thermohydrauliques ainsi calculées permettent de déterminer un flux critique qui est comparé au flux local considéré. On forme alors le rapport de flux thermique critique *RFTC* :

$$RFTC = \frac{\varphi_{cr}(P, G, \chi, \dots)}{\varphi(z)}$$

Ces informations sont synthétisées dans la figure 16. Les paramètres importants sont tracés en fonction de la hauteur dans le cœur. Le flux local considéré est issu d'une forme de conception (en cosinus) et relatif à la puissance totale du réacteur et à la dis-

Tableau 22 – Valeurs de flux critiques pour différentes corrélations et conditions locales

P G X			Bowring	Biasi	W3	Groeneveld			RR1	BZK
MPa kg/m ²						1986	1995	2006		
15	2000	-0,10	3,425	4,009	3,372	3,244	3,351	3,350	2,233	3,266
15	2000	0,00	2,572	3,118	2,584	2,391	2,464	2,468	1,824	2,327
15	2000	0,10	1,719	2,228	1,829	1,673	1,843	1,687	1,415	1,640
15	4000	-0,10	3,888	3,268	4,395	3,906	4,502	4,317	2,842	3,791
15	4000	0,00	2,525	2,475	3,034	2,953	2,995	2,874	2,230	2,644
15	4000	0,10	1,161	1,682	1,804	1,906	2,270	2,093	1,617	1,824
7	2000	-0,10	5,930	6,275	4,965	6,044	6,142	6,769	2,900	3,632
7	2000	0,00	5,132	5,384	4,028	4,728	4,952	5,327	2,600	2,804
7	2000	0,10	4,335	4,494	3,438	3,685	3,785	4,020	2,301	2,159
7	4000	-0,10	6,456	5,067	6,471	6,334	7,398	7,118	3,508	4,216
7	4000	0,00	5,096	4,274	4,730	4,638	4,372	4,226	3,006	3,185
7	4000	0,10	3,736	3,480	3,391	2,929	2,928	2,855	2,504	2,401

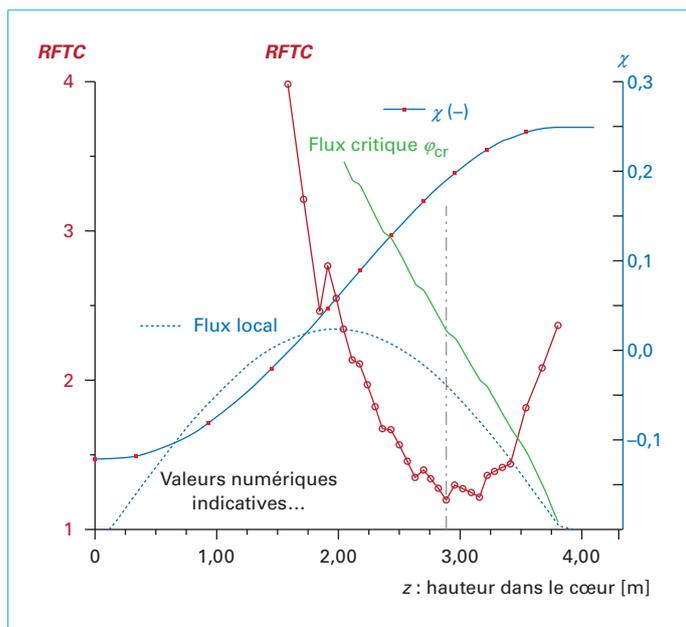


Figure 16 – Évolution du RFTC et des grandeurs thermohydrauliques dans un sous-canal

tribution radiale de cette puissance au sein des assemblages et des crayons des assemblages les plus chauds. À partir de la température d'entrée et de la vitesse locale (non représentée), le titre thermodynamique est calculé. Il est donc croissant tout au long de la hauteur du cœur. Le flux critique est calculé sur toute la hauteur et décroît (vitesse massique et pression sont relativement constants et le titre augmente). Les petites ruptures de pente indiquent que la corrélation utilisée comporte un terme de distance à la grille. Lorsque cette distance est réinitialisée (à chaque hauteur comportant une grille), le flux critique croît légèrement. Le rapport du flux critique au flux local (*RFTC*) amplifie ces ruptures de pente au passage d'une grille. L'évolution du *RFTC* n'est pas monotone. Le *RFTC* décroît au départ compte tenu de la décroissance du flux critique puis augmente lorsque le flux local est faible.

Le *RFTC* présente donc un minimum. À la hauteur correspondante, le risque de crise d'ébullition est le plus élevé. Si la valeur minimum du *RFTC* est inférieure à l'unité, le flux local dépasse la valeur du flux critique et la crise d'ébullition ne peut être évitée.

Cependant, l'évaluation du flux critique repose sur des essais (entachés d'incertitudes expérimentales) et sur une fonctionnelle mathématique (la corrélation) qui n'ajuste pas exactement les valeurs mesurées. De plus, les essais ne constituent qu'un échantillon de la « population » du flux critique. Il faut définir un intervalle de tolérance statistique permettant de prendre en compte ces différents facteurs :

- les incertitudes expérimentales et l'erreur de la fonctionnelle mathématique sont transcrites au travers de la moyenne et de l'écart type associé à la corrélation et aux essais ;
- la taille de l'échantillon, le taux de confiance et le pourcentage de la population déterminent un coefficient statistique qui permet de calculer un seuil unilatéral critique de tolérance appelé critère de la corrélation.

L'absence de risque de crise d'ébullition est couverte avec une confiance de 95 % et pour une proportion de 95 % si le *RFTC* est supérieur au critère « 95/95 » de la corrélation. Ce critère peut être établi à partir de la distribution des écarts entre les mesures expérimentales et les calculs établis avec la corrélation. Le critère peut être établi à l'aide de l'hypothèse d'une distribution normale

(gaussienne) de ces écarts et l'on utilise les coefficients d'Owen [46]. Wilks [47] propose aussi l'établissement d'un critère à partir d'une distribution non paramétrique des écarts.

5.2 Accident de perte de réfrigérant du circuit primaire (APRP)

Dans ces accidents, on postule une brèche du circuit primaire (seconde barrière) et une dégradation limitée de la première barrière (gaine du combustible) peut éventuellement être acceptée. Il est indispensable non seulement de conserver l'intégrité de l'enclaustrage de confinement mais aussi de pouvoir refroidir le cœur du réacteur, d'éviter la fusion du combustible et les réactions entre l'eau et le Zircaloy. Des systèmes de secours (injections de sécurité moyenne ou haute pression, accumulateurs passifs et injections de sécurité basse pression, aspersion enceinte) sont conçus pour limiter les conséquences de tels accidents. L'analyse de ces accidents a pour objectif de vérifier le bon dimensionnement de ces systèmes, avec leurs réserves d'eau associées, et la maîtrise des conséquences de tels accidents.

5.2.1 Méthode d'étude

La complexité des phénomènes thermohydrauliques consécutifs à une brèche du circuit primaire requiert le recours à des logiciels de calcul [48] pour évaluer les valeurs des paramètres cibles, en particulier la température de la gaine du combustible et la pression dans l'enclaustrage. Les valeurs calculées sont comparées aux valeurs limites réglementaires et valident (ou non) le dimensionnement des systèmes de sauvegarde et les limites de fonctionnement du réacteur. On rappelle que ces analyses sont menées non seulement pour les APRP mais aussi pour l'ensemble des incidents et accidents résultant de tous les événements initiateurs imaginables [BN3820].

Lors d'un APRP, l'onde de décompression associée à l'ouverture de la brèche se propage dans le circuit primaire et soumet les structures internes de la cuve, les assemblages combustibles et les composants primaires à des efforts hydrauliques importants. Les contraintes mécaniques imposées aux internes de cuve et aux assemblages combustibles doivent rester limitées pour que la géométrie du cœur et des assemblages de combustible permette le refroidissement de ces derniers par les moyens de sauvegarde. Cependant, on s'intéresse ici uniquement à l'aspect thermohydraulique des APRP, les conséquences mécaniques, la démarche de la démonstration de sûreté, la détermination et le respect des critères, en particulier l'introduction de conservatismes ainsi que la prise en compte des incertitudes, dépassant le cadre de cet article.

En France, l'étude thermohydraulique précise de cette catégorie d'accident a nécessité le développement de l'outil de calcul scientifique CATHARE (Code Avancé de Thermohydraulique pour les Accidents des Réacteurs à Eau) [29], réalisé par le CEA, Framatome, EDF et l'IRSN à partir de 1979. CATHARE simule tout le spectre des grandes aux petites brèches soit du circuit primaire, soit du circuit secondaire, soit des circuits auxiliaires (RRA), ainsi que tout autre transitoire accidentel (autre que les brèches) ou des transitoires d'exploitation. La description de ces transitoires dépasse le cadre de cet article. Les transitoires d'APRP mettent en lumière de nombreux phénomènes thermohydrauliques et sont décrits dans la suite. CATHARE constitue un outil d'analyse de sûreté et de mise au point des procédures de conduite en situation accidentelles et post-accidentelles. Les capacités de calcul actuelles permettent son intégration dans les simulateurs de centrale pour calculer en temps réel la thermohydraulique des circuits primaire, secondaire et certains circuits auxiliaires. C'est par exemple le cas du simulateur SOFIA (Simulateur d'Observation du Fonctionnement Incidentel et Accidentel) [49].

CATHARE est un code à deux fluides et six équations (cf. § 3.4). Les équations de bilan de masse, d'énergie et de quantité de mou-

vement pour les phases vapeur et liquide du fluide sont résolues dans un circuit modélisé par des éléments à une dimension, comme les conduites ou des éléments 0D (volume). Un module 3D est également disponible pour simuler les écoulements possiblement tridimensionnels dans le cœur et la cuve du réacteur. Les dernières versions du code offrent également la possibilité de modéliser le comportement de l'enceinte de confinement en situation accidentelle (thermo-hydraulique avec forte présence d'un incondensable) ou de simuler des réacteurs de génération IV (réacteur rapide au sodium, réacteur à haute température...). La version 2.5 du code CATHARE est actuellement l'outil de référence des analyses de sûreté en France. Son successeur CATHARE 3 [31] intègre notamment un modèle à deux fluides et trois champs afin de pallier le manque de précisions du modèle à six équations pour certaines configurations d'écoulement.

Les circuits primaire et secondaire sont découpés en volumes élémentaires (mailles) dans chacun desquels les équations du modèle à deux fluides sont résolues. La figure 17 en donne un exemple pour le circuit primaire.

À l'international et en particulier aux États-Unis [50], les logiciels TRACE [51], RELAP [33] proposent des fonctionnalités similaires à CATHARE. Ces logiciels représentent d'une manière aussi réaliste que possible (« Best Estimate ») l'ensemble des phénomènes physiques intervenant dans la thermo-hydraulique de l'accident. Cette approche impose une prise en compte détaillée des incertitudes et des lacunes dans les modèles physiques et la discrétisation géométrique adoptée.

Ces logiciels requièrent une validation rigoureuse et doivent montrer que l'effet d'échelle entre le support expérimental et les applications en réacteur est correctement pris en compte. Les applications de ces logiciels sont bien entendu limitées au domaine couvert par la validation.

Pour ce qui concerne les calculs APRP, l'emplacement et la taille de la brèche déterminent le déroulement et la physique de l'accident. Pour les petites brèches d'un diamètre équivalent compris entre 9,5 et 25 mm, l'étude de sûreté a pour objectif de démontrer le non-découvrement du cœur. Les brèches intermédiaires (d'un diamètre compris entre 2,5 et 25 à 35 cm) et les grosses brèches (d'un diamètre équivalent supérieur à 25-35 cm) conduisent à un découverture plus ou moins prononcé des crayons combustible et font intervenir des phénomènes physiques complexes. Les grosses et les petites brèches ou brèches intermédiaires sont étu-

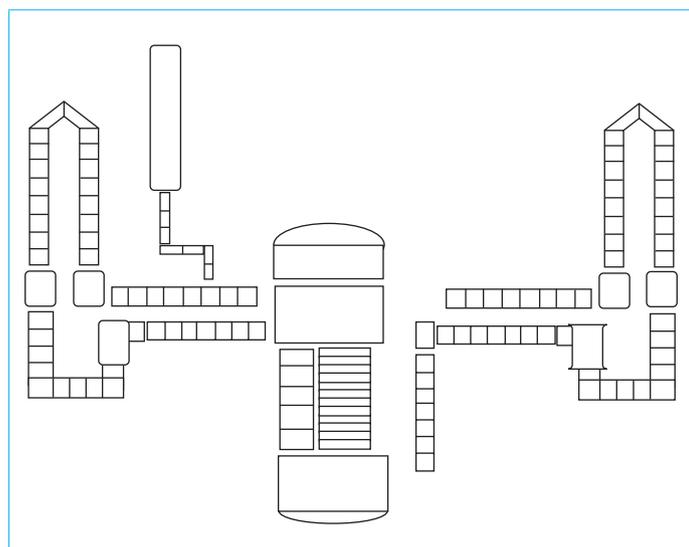


Figure 17 – Exemple de schéma de discrétisation du circuit primaire dans un code de calcul type CATHARE

diées séparément du fait des scénarios très différents qui les caractérisent.

5.2.2 Accident de perte de réfrigérant primaire : grosse brèche

Un transitoire APRP grosse brèche résulte d'une brèche d'un diamètre équivalent supérieur à 25-35 cm, le cas extrême étant la rupture franche (rupture guillotine doublement débattue) de la tuyauterie, le fluide s'écoulant alors par les deux tronçons ouverts. Lors de la conception d'un nouveau réacteur, ce cas limite de l'APRP dimensionne les accumulateurs et l'injection de sécurité basse pression.

Ce sont les brèches localisées en branche froide (entre une pompe primaire et la cuve) qui sont, du point de vue thermo-hydraulique, les plus pénalisantes pour la tenue des crayons combustible. En effet, cette situation conduit à postuler que l'eau des systèmes de sauvegarde (injections de sécurité haute pression et une partie des accumulateurs) de la boucle rompue ne sert pas à refroidir le cœur car elle est directement perdue à la brèche.

L'APRP grosse brèche est un transitoire rapide de l'ordre de 200 secondes, pendant lesquelles une brusque chute de la pression primaire, un dénoyage total du cœur puis un renoyage de ce dernier sont observés. D'un point de vue thermo-hydraulique le scénario de cet accident peut alors se décomposer suivant trois grandes phases, à savoir la dépressurisation, le remplissage du plenum inférieur de la cuve et le renoyage oscillant puis stabilisé du cœur. La figure 18 positionne ces différentes phases en regard de l'évolution des températures de la pastille de combustible et de la gaine.

L'énergie stockée dans le combustible (initialement et au travers de la loi de décroissance de la puissance résiduelle) et les transferts de chaleur avec le fluide déterminent les valeurs de température atteintes. De nombreux phénomènes thermo-hydrauliques complexes, décrits ci-dessous, gouvernent le processus de transfert de chaleur qui peut rencontrer les divers régimes présentés au paragraphe 4.5.

5.2.2.1 Dépressurisation

La phase de dépressurisation débute à l'ouverture de la brèche et s'achève lorsque la pression primaire s'équilibre avec la pres-

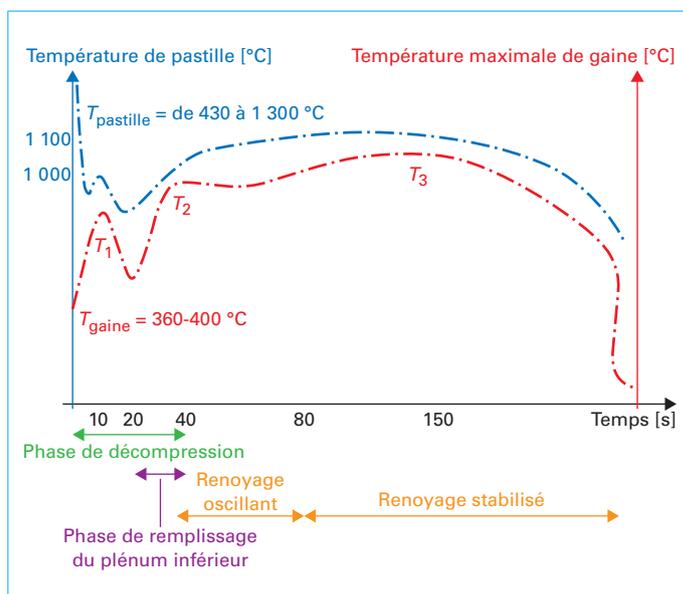


Figure 18 – Évolution de la température de gaine dans un transitoire grosse brèche

sion de l'enceinte (après 40 s environ). Dès l'ouverture de la brèche, le circuit primaire se vide rapidement, le fluide s'écoule des deux côtés dans la boucle rompue. Un point de stagnation (où la vitesse du fluide est nulle) progresse dans le circuit primaire au cours du temps. S'il est situé dans le cœur, les échanges thermiques par convection sont alors très fortement réduits. Lorsque la pression atteint la valeur à saturation correspondant à la température de l'eau (autour de 330 °C soit 13 MPa dans les zones les plus chaudes), la vaporisation (« *flashing* ») très forte entraîne, par effet neutronique, la chute de la réactivité. La pression continue de baisser et la vaporisation du fluide augmente, de ce fait la baisse de pression est ralentie. Tout au long de cette phase, le transfert thermique est limité et les gaines s'assèchent rapidement, leur température s'élève entre 800 et 1 000 °C, selon l'énergie stockée dans le combustible (et donc très dépendant de la conductivité et de la chaleur spécifique de celui-ci). C'est le pic T_1 de la figure 18. Puis une circulation temporaire de fluide à l'état diphasique peut se rétablir dans la cuve, d'où une baisse possible de température après ce pic. La phase de dépressurisation s'achève lorsque l'équilibre des pressions est atteint entre le circuit primaire (ouvert) et l'enceinte.

Les phénomènes thermohydrauliques prépondérants sont tout d'abord le débit critique à la brèche (§ 4.4), les transferts de chaleur (avec notamment la détermination de l'instant de la crise d'ébullition au-delà duquel les transferts de chaleurs sont fortement réduits), les pertes de charge dans le circuit (notamment pour la vidange des autres boucles vers la brèche en particulier dans la zone haute de l'espace annulaire où l'eau provenant des boucles froides saines va préférentiellement aller vers la brèche et non vers le cœur) et les phénomènes de séparation des phases dans les zones à faible vitesse (proche du point de stagnation).

5.2.2.2 Remplissage

Cette phase débute avant la fin de la dépressurisation (après 20 s environ), dès que la pression dans le circuit primaire est suffisamment basse pour permettre l'ouverture des clapets des accumulateurs (4 MPa), ce qui conduit à une arrivée d'eau froide et borée dans les boucles. Une partie en est perdue à la brèche (on postule de plus que celle provenant de l'accumulateur connecté à la branche rompue est perdue en totalité). En effet, la vapeur produite empêche cette eau de descendre dans le collecteur annulaire, une autre partie est vaporisée par les structures métalliques chaudes (branches froides et entrée cuve). L'eau froide peut aussi condenser la vapeur et participe ainsi à la décompression dans le circuit. L'eau parvient finalement à remplir l'espace annulaire et le plénum inférieur de la cuve. Durant cette phase, le cœur est encore dénoyé et, n'étant pas refroidies, les gaines s'échauffent de façon quasi-adiabatique (car les échanges de chaleur avec la vapeur sont négligeables) jusqu'au pic T_2 (figure 18). Une fois le plénum inférieur rempli d'eau, l'eau atteint le bas du cœur (début de la phase de renoyage). Cette eau, au contact des crayons combustible très chauds, se vaporise rapidement ce qui provoque l'apparition d'un fort débit vapeur dans le cœur et donc son refroidissement (pic T_2). Ce phénomène provoque au début un renoyage dit oscillant (succession de phases de pénétration d'eau froide puis de vaporisation).

Les phénomènes thermohydrauliques prépondérants sont le contre-courant et la condensation de la vapeur au contact de l'eau des accumulateurs et le destockage d'énergie des masses métalliques.

5.2.2.3 Renoyage

Après 40 s, le système d'injection de sûreté basse pression (environ 2 MPa) vient injecter de l'eau dans les boucles, en complément des accumulateurs avant leur vidange complète. Cette eau va continuer à remplir la cuve et permettre un renoyage stable de la partie basse du cœur. Le renoyage est un phénomène gravitaire : la progression du niveau d'eau dans le cœur se produit sous l'effet du poids de la colonne d'eau présente dans le collec-

teur annulaire qui doit vaincre les pertes de charge de l'écoulement de la vapeur et des gouttelettes d'eau vers le haut du cœur, le plénum supérieur, les générateurs de vapeur et les pompes. Au cours de cette phase, les crayons sont à une température telle que l'eau liquide ne peut venir directement au contact des gaines parce qu'elle y est immédiatement vaporisée (point de Leidenfrost voir [BE8235]). Il y a établissement d'un écoulement de type annulaire inverse, la vapeur entoure les gaines et l'eau liquide est rejetée au centre du sous-canal fluide. La vaporisation en partie basse du cœur crée un fort courant ascensionnel de vapeur dont la vitesse est de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres par seconde. Les gaines atteignent un nouveau pic de température lorsque le niveau d'eau atteint la côte du flux maximal de puissance du cœur, pic T_3 (figure 18), dit de contournement (turnaround) puis leurs températures baissent sensiblement. Avec la contribution de la conduction axiale, il y a progression du front de trempe et retour à saturation. L'accident est terminé pour sa phase la plus importante, la phase à court terme.

Les phénomènes thermohydrauliques prépondérants sont liés au contre-courant en sortie du cœur, aux échanges thermiques entre la gaine et le fluide, à l'entraînement des gouttes d'eau par la vapeur qui peuvent être piégées par les structures du plénum supérieur (et ensuite condensées cf. § 4.5.5) ou vaporisées dans le générateur de vapeur (*steam binding*) qui influence la vitesse de montée du front de trempe au travers des différentiels de pression.

Dans le GV, le transfert de chaleur est inversé, le secondaire chauffe le primaire lorsque la pression du secondaire est supérieure à celle du primaire.

5.2.3 Accident de perte de réfrigérant primaire : petite brèche et brèche intermédiaire

Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire par petite brèche ou brèche intermédiaire, on postule la rupture partielle d'une grosse tuyauterie primaire ou la rupture d'une petite tuyauterie branchée au circuit primaire ou encore une soupape de sûreté du pressuriseur restée bloquée ouverte après fonctionnement (cas de l'accident de Three Mile Island). La rupture d'un tube de générateur de vapeur (RTGV) est un cas très particulier d'APRP du fait de son déroulement totalement différent où les interactions entre les pressions au primaire et secondaire sont prédominantes. On s'intéresse ici aux aspects purement thermohydrauliques pour lesquels la RTGV ne présente pas des phénomènes spécifiques, ce type d'APRP ne sera pas exposé ici.

Le déroulement d'un APRP due à une petite brèche ou une brèche intermédiaire est plus lent que dans le cas d'une grosse brèche ; l'écoulement est moins homogène (les phases liquides et vapeur pouvant être « séparées ») et les effets gravitaires plus importants déterminent les phases du transitoire ; le circuit primaire se dépressurise plus lentement, ce qui laisse au système de sauvegarde (injection de sécurité haute pression notamment) le temps d'agir avant la vidange du cœur. En outre les actions de l'opérateur peuvent modifier le déroulement de l'accident. La taille de la brèche, sa position, l'état initial du réacteur sont aussi des facteurs prédominants. Il en résulte une multitude de scénarios possibles qui dépassent le cadre de cet article et dont on trouvera des descriptions dans [36] et [37]. On peut néanmoins distinguer plusieurs phases parmi lesquelles une phase de dépressurisation, une autre de baisse du niveau de l'eau dans la cuve (pour les brèches suffisamment importantes) et enfin la phase d'injection des accumulateurs avec remplissage de la cuve et renoyage du cœur (le cas échéant). Le pressuriseur se vidange au début de la phase de dépressurisation. L'inventaire en eau diminue en fonction du débit critique à la brèche. La dépressurisation s'achève lorsque la pression dans le circuit atteint la pression de saturation de la température de l'eau dans les parties chaudes. Pour les situations limites, la dégradation des conditions locales (apparition de vapeur due à la baisse de pression) peut conduire à la crise d'ébullition dans les zones du cœur aux plus fortes puissances.

Lors de la dépressurisation du circuit primaire consécutive à la brèche, le débit à la brèche est liquide. Un premier palier va être atteint avec l'équilibre entre les pressions au primaire et au secondaire (figure 19), la création de vapeur dans le cœur est compensée par les échanges aux générateurs de vapeur qui condensent la vapeur d'eau du primaire. La puissance résiduelle est évacuée principalement par le secondaire.

Tant que les pompes primaires continuent d'opérer, une circulation diphasique s'établit dans le cœur. L'écoulement est relativement homogène (niveau « gonflé » dans le cœur) ce qui favorise le refroidissement du cœur mais accélère la perte de l'inventaire en eau dans le circuit primaire.

Lorsque la production de vapeur dans le cœur est insuffisante, la pression baisse alors au primaire (figure 19) et se retrouve en dessous de la pression au secondaire. Les échanges de chaleur sont alors inversés, le GV réchauffant le primaire. L'eau perdue à la brèche reste liquide tant que l'eau liquide présente dans la branche intermédiaire en amont de la brèche n'est pas expulsée à la fois par la vapeur et par la vidange à la brèche. Dès le passage de la brèche en vapeur, (figure 19) la dépressurisation est significative et peut mener au découvrement du cœur (baisse manométrique) compensé cependant par l'eau injectée des accumulateurs.

En cas d'arrêt des pompes primaires, le niveau de fluide dans le cœur se tasse, le fluide s'échauffe dans le haut du cœur et la vapeur se porte en sortie cœur, dans le plénum supérieur, dans les branches chaudes et dans la partie montante des tubes de générateurs de vapeur. Une circulation en thermosiphon (§ 4.5.7.1) simple phase puis diphasique s'établit, le GV étant placé une petite dizaine de mètres au-dessus du cœur. La vidange se poursuit, de la vapeur passe en partie descendante des tubes de GV (générateur de vapeur) et, les pertes de charges augmentant, le débit va en diminuant jusqu'à s'annuler lorsque l'inventaire en eau devient insuffisant pour maintenir la circulation naturelle.

Pour les plus grosses brèches intermédiaires, un point de stagnation peut apparaître amenant possiblement à une crise d'ébullition localisée due à des vitesses locales faibles. Selon les configurations, le primaire soit continue d'évacuer partiellement la puissance résiduelle au GV (température primaire supérieure à celle du secondaire) soit la pression au primaire continue de baisser de façon indépendante des GV, et les conditions d'injection des accumulateurs puis de l'ISBP (entre 1 et 2 MPa) sont atteintes.

Le transport d'énergie aux GV se fait alors en thermosiphon local double phase apparenté à un caloduc, la vapeur sortant de la cuve allant se condenser, si le refroidissement au GV est opéra-

tionnel, dans la partie montante des tubes de GV. La fraction condensée, eau « claire » sans bore, redescend à contre-courant vers la cuve, mais ne passe plus dans la partie descendante des tubes.

L'inventaire en eau diminuant et la circulation de l'eau dans l'ensemble du circuit primaire n'étant plus assurée (caloduc), le niveau d'eau baisse dans la branche en U et dans la cuve (baisse manométrique). La partie dénoyée du cœur (la plus haute) n'est plus suffisamment refroidie. La baisse de niveau se termine lorsque le liquide à la brèche passe à l'état vapeur une fois le « bouchon liquide » poussé de la branche en U par la vapeur venant de la sortie GV. L'inventaire en eau dépend alors du débit à la brèche et du débit des injections de sécurité. La pression continuant de diminuer, pour les brèches de plus grande taille, il y a vaporisation dans la cuve et le downcomer, le cœur pouvant se vidanger totalement. Finalement, le débit des injections de sécurité peut amener au renoyage (ralenti cependant pour les plus grosses brèches par la vapeur qui s'évacue à la brèche à contre-courant du liquide dans le cœur et dans l'espace annulaire).

Vis-à-vis de la thermohydraulique, les brèches en branche froide sont plus pénalisantes que celles en branche chaude, l'eau injectée à la brèche étant perdue dans la boucle rompue, et la perte en masse plus importante du fait d'un passage en phase vapeur à la brèche plus tardif. On se place donc dans la suite dans l'hypothèse d'une brèche en branche froide.

Outre la convection naturelle (thermosiphon et caloduc) en simple phase liquide et en diphasique, les phénomènes thermohydrauliques prépondérants sont le contre-courant et le traitement des incondensables qui peuvent interrompre la circulation naturelle. La répartition du liquide et de la vapeur dans le circuit primaire (séparation des phases) influence notablement le déroulement de l'accident.

En cas d'APRP grosse brèche ou brèche intermédiaire, le phénomène de « *steam binding* » a de l'importance sur les délais de renoyage. Dans le GV (principalement mais aussi dans le plénum supérieur ou encore les branches chaudes), l'eau liquide entraînée par la vapeur peut se vaporiser et la perte de charge est accrue du fait de l'accélération de l'écoulement, le coefficient de frottement peut aussi être plus important.

Enfin les phénomènes d'entraînement (ou de « dé-entraînement ») des gouttes de liquide par la vapeur contribuent aux délais de renoyage et de refroidissement. En effet, lorsque les sections de passage varient, la vitesse de la vapeur (et sa capacité à emporter les gouttes de liquide) varie. Par exemple le liquide entraîné par la vapeur dans le cœur va rester dans le plénum supérieur où la vitesse de la vapeur diminue fortement (section de passage bien plus grande), ce liquide va pouvoir ensuite retomber en périphérie du cœur. En outre, dans la phase de renoyage, l'abaissement de la pression en haut du cœur (par condensation de la vapeur avec les gouttes de liquide entraînées) va abaisser la pression et permettre la remontée du liquide venant du downcomer.

Enfin la montée en température des crayons peut conduire à l'oxydation et la déformation (ballonnement) pouvant s'accompagner d'une relocalisation du combustible.

5.2.4 Accident grave

Les scénarii présentés précédemment concernent la phase court terme de l'APRP. À plus long terme, les opérateurs de la centrale ont un certain nombre d'actions à réaliser afin de maintenir le réacteur dans un état sûr. Si l'on suppose que les opérateurs n'arrivent pas à intervenir (comme dans des situations telles que l'accident de Fukushima), le refroidissement du cœur du réacteur peut à nouveau s'interrompre. À la fin de la phase court terme de l'APRP, le refroidissement du cœur est assuré par le système d'injection de secours, ce dernier puisant l'eau dans une bêche (réservoir) qui a une contenance limitée. L'eau perdue à la brèche se retrouve cependant au sol du bâtiment réacteur. Cette eau peut

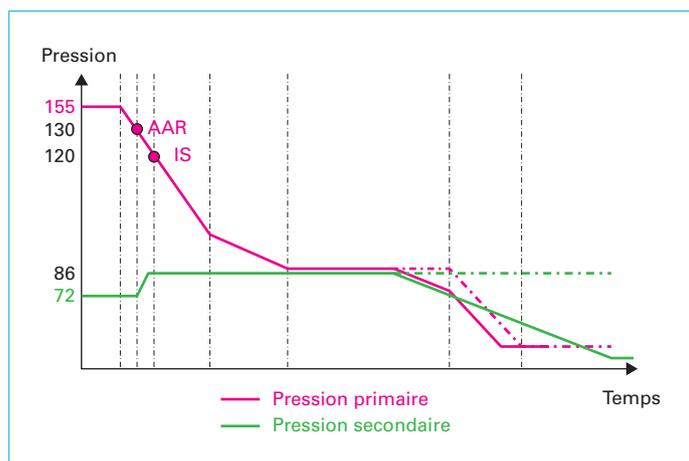


Figure 19 – Évolution des pressions primaire et secondaire dans le cas d'un APRP brèche intermédiaire

alors être pompée et le refroidissement peut se poursuivre. Cependant, en cas de dysfonctionnement, l'absence de refroidissement conduit à l'augmentation de la température du cœur. La puissance résiduelle produite par les crayons combustibles reste effective sur le très long terme. Il s'ensuit alors une dégradation du cœur avec possible fusion des gaines et des pastilles de combustibles (corium fondu dans le cœur). On parle d'accident grave lorsque la dégradation du cœur commence.

Ce processus de dégradation du cœur est caractérisé par des phénomènes complexes s'accompagnant de changement de géométrie dans le cœur et dans la cuve du réacteur (relocalisation et fusion du combustible). Par ailleurs, lors de tels accidents, plusieurs réactions chimiques entre la gaine et la vapeur d'eau ou l'air sont à prendre en considération car elles ont un impact non négligeable sur le déroulement de l'accident. Par exemple, la réaction d'oxydation de la gaine par l'eau conduit à de multiples conséquences, à savoir une fragilisation de la gaine, la formation d'hydrogène (gaz explosif) et une accélération de la montée en température (réaction exothermique). En outre, on peut craindre l'explosion vapeur suite à la vaporisation immédiate du liquide au contact du combustible fondu. Un code de thermohydraulique seul pour prendre en compte tous ces phénomènes n'est donc plus suffisant, c'est pourquoi des couplages entre plusieurs codes (notamment avec des codes de thermomécanique) sont réalisés.

Il existe deux phases d'étude successives dans l'accident grave, la première dédiée au comportement du combustible jusqu'à sa fusion et la seconde dédiée au comportement du combustible fondu. Lors de la première phase, les phénomènes physiques importants concernent la montée en température des crayons, l'oxydation et la déformation (ballonnement) puis la rupture des gaines du combustible s'accompagnant d'une relocalisation dans la gaine et dans la cuve de fragments de pastilles combustibles. Lors de la seconde phase de l'accident, les phénomènes physiques à considérer sont relatifs au comportement du corium et ses interactions avec les composants non fondus dans le cœur, lors de son déplacement et son accumulation dans le fond de cuve, pouvant entraîner une rupture de la cuve. Le code ASTEC (Accident Source Term Évaluation Code) co-développé par l'IRSN et GRS [55] est en particulier dédié à l'étude des accidents graves, la référence [56] présente un état des lieux détaillé des approches et des outils dédiés aux accidents graves.

6. Conclusion

La thermohydraulique doit relever les défis de la mécanique des fluides à savoir parvenir à des relations de fermeture modélisant au mieux les phénomènes. Cependant, la coexistence de plusieurs phases dans l'écoulement rend la tâche hautement complexe compte tenu des interactions multiples entre les phases et des interfaces évoluant sans cesse. En l'état actuel des connaissances, suivant une approche moyennée à une dimension, des modèles satisfaisants ont pu être établis et intégrés aux outils de calculs scientifiques. Ces outils de calculs ont atteint un niveau de confiance et de robustesse qui reproduisent assez fidèlement les très nombreuses expériences réalisées en support au développement des centrales nucléaires. Cependant, la compréhension fine

des phénomènes est multidimensionnelle et constitue une étape essentielle pour parvenir à un haut niveau de modélisation. Cela demande des moyens d'analyse sophistiqués, moyens de calcul et moyens expérimentaux. Bien que les capacités de calcul aient fortement progressé lors des dernières décennies, la base de connaissance s'appuyant sur des interprétations d'essais requiert encore des développements et fait l'objet de programmes en projet ou en cours de réalisation. Les besoins du nucléaire sont nombreux et doivent plus particulièrement appuyer les applications liées aux accidents graves et aux systèmes innovants notamment de sûreté passifs.

7. Glossaire

AAR

Arrêt automatique du réacteur

APRP

Accident par perte de réfrigérant primaire

DNB

Departure from nucleate boiling

GRS

Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH

GV

Générateur de vapeur

HEM

Homegenous equilibrium model

IRSN

Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire

IS

Injection de sécurité

ISBP, ISMP, ISHP

Injection de sécurité basse pression, moyenne pression, haute pression

ONB

Onset of nucleate boiling

OSV

Onset of significant void

REP

Réacteur à eau pressurisée

RFTC

Rapport de flux thermique critique

8. Sigles, notations et symboles

Notation	Définition	Unité SI	Unité anglaise	Dimension	Ordre de grandeur (SI)	Équation	Facteur de conversion ⁽²⁾
				(M L Θ t) ⁽¹⁾			
A	Surface de passage	m ²	ft ²	L ²			1ft ² = 0,092903 m ²
c _p	Capacité calorifique à pression constante	kJ/kg·°C	Btu/lb _m ·°F	L ² t ⁻² Θ ⁻¹	4,5		1 Btu/lb·°F = 4,1868 kJ/kg°C

Notation	Définition	Unité SI	Unité anglaise	Dimension	Ordre de grandeur (SI)	Équation	Facteur de conversion ⁽²⁾
				(M L Θ t) ⁽¹⁾			
<i>c</i>	Vitesse du son	m/s	ft/s	L t ⁻¹	tableau 12	$\sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$	1ft/s = 0,3048 m/s
<i>C</i>	Paramètre d'écoulement	(-)	(-)	(-)	relation (54)	$C = \alpha/\beta$	(-)
<i>C₀</i>	Constante du modèle à dérive de flux	(-)	(-)	(-)	tableau 3	$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{C_0 + v_d/j}$	(-)
<i>C_x</i>	Coefficient de Fanning	(-)	(-)	(-)	0,0005	$C_x = \tau/(\rho U^2/2)$	(-)
<i>D</i>	Diamètre des crayons chauffants	m	in	L	0,0095		1 in = 0,0254 m
<i>D_h</i>	Diamètre (hydraulique)	m	ft	L	0,0010	$D_h = 4A/\varphi$	1ft/s = 0,3048 m/s
<i>d</i>	Vitesse de dérive	m/s	ft/s	L t ⁻¹		$d = U_v - j$	1ft/s = 0,3048 m/s
	drift velocity						
<i>d_{fV}</i>	Dérive de flux	m/s	ft/s	L t ⁻¹		$d_{fV} = \alpha d = j_v - \alpha j$	1ft/s = 0,3048 m/s
	« drift flux »						
<i>f</i>	Coefficient de perte de charge	(-)	(-)	(-)	0,02	$f = 4C_x$	(-)
<i>g</i>	Accélération pesanteur	m ² /s	ft/s ²	L ² t ⁻¹	9,81		1 ft/s ² = 0,3048 m/s ²
<i>G</i>	Vitesse massique	kg/m ² ·s	10 ⁶ lb/ft ² ·hr	ML ⁻² t ⁻¹	3 500	$G = W/A = \rho U$	1 Mlb/h - ft ² = 1356,23 kg/m ² s
<i>h</i>	Enthalpie	kJ/kg	Btu/lb _m	L ² t ⁻²	1 200	$\Delta h \approx c_p \Delta T$	1 Btu/lb = 2,326 kJ/kg
<i>h_c</i>	Coefficient de transfert thermique par convection	W/m ² ·°C	Btu/h ft ² °F	M Θ ⁻¹ t ⁻³	50 000	$h = \varphi'/\Delta T$	1 Btu/h-ft ² °F = 5,678 W/m ² °C
<i>h_{lv}</i>	Chaleur latente	kJ/kg	Btu/lb _m	L ² t ⁻²	1 000	$h_{lv} = h_{v}^{sat} - h_{l}^{sat}$	1 Btu/lb = 2,326 kJ/kg
<i>j</i>	Flux volumétrique ou vitesse superficielle	m/s	ft/s	L t ⁻¹		$j = Q/A$	1ft/s = 0,3048 m/s
<i>j_v</i>	Flux volumétrique vapeur	m/s	ft/s	L t ⁻¹		$j_v = Gx/\rho_v$	1ft/s = 0,3048 m/s
<i>j_l</i>	Flux volumétrique liquide	m/s	ft/s	L t ⁻¹		$j_l = Q_l/A$	1ft/s = 0,3048 m/s
<i>m</i>	Masse	kg	lb _m	M t ⁻¹			1 lb = 0,4535924 kg
<i>ṁ</i>	Débit massique	kg/s	lb _m /h	M t ⁻¹		$\dot{m} = \rho Q$	1 lb/h = 0,000126 kg/s
<i>P</i>	Pression	Pa = N/m ²	psia = lb _f /in ²	M L ⁻¹ t ⁻²	15,5 10 ⁶		1 psi = 6894,76 Pa
pas	Pas entre crayons	m	in	L	0,0126		1 in = 0,0254 m
<i>P, Π</i>	Puissance thermique	W = J/s	Btu/hr	ML ² t ⁻³			1 Btu/hr = 0,2931 W
<i>φ</i>	Périmètre mouillé	m	in	L			1 in = 0,0254 m
<i>q'</i>	Puissance linéique	W/m	Btu/h ft	MLt ⁻³	20 000		1 Btu/h ft = 0,9615 W/m
<i>q'' φ</i>	Flux de chaleur	W/m ²	Btu/h ft ²	Mt ⁻³	600 000		1 Btu/h ft ² = 3,1546 W/m ²

Notation	Définition	Unité SI	Unité anglaise	Dimension	Ordre de grandeur (SI)	Équation	Facteur de conversion ⁽²⁾
				(M L Θ t) ⁽¹⁾			
Q	Débit volumique	m ³ /s	ft ³ /h (3)	L ³ t ⁻¹			1 USGPM = 0,2271247 m ³ /h
Q	Chaleur	W = J/s	Btu/hr	ML ² t ⁻³			1 Btu/hr = 0,2931 W
R	Rayon des crayons chauffants	m	in	L			1 in = 0,0254 m
S	Glissement	(-)	(-)	(-)	1 à 10	$S = U_v/U_l$	(-)
T	Température	°C	°F	Θ	300		0°C = 32 °F
							°F = x1,8°C+32
U, \bar{u}	Vitesse	m/s	ft/s	L t ⁻¹	5,35	$U = Q / A$	1ft/s = 0,3048 m/s
U_d	Vitesse débitante	m/s	ft/s	L t ⁻¹			1ft/s = 0,3048 m/s
u_d	Vitesse de dérive moyenne	m/s	ft/s	L t ⁻¹	tableau 4	$v_d = \langle \alpha d \rangle / \langle \alpha \rangle$	1ft/s = 0,3048 m/s
x	Qualité	(-)	(-)	(-)	0,0	$x = W_v/W_{total}$	(-)
V	Volume	m ³	US Gal = 231 in. ³	L ³			1 US gal = 0,0037854 m ³
v	Volume spécifique	m ³ /kg	ft ³ /lb	M L ⁻³		$v = 1/\rho$	1 ft ³ /lb = 0,062428 m ³ /kg
W	Travail	W = J/s	Btu/hr	ML ² t ⁻³			1 Btu/hr = 0,2931 W
α	Taux de vide	(-)	(-)	(-)	0 à 1	$\alpha = V_v/V_{total}$	(-)
β	Taux de débit volumétrique vapeur	(-)	(-)	(-)		$\beta = Q_v/Q_{total}$	(-)
β	Coefficient de dilatation	(-)	(-)	(-)	tableau 20	$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)$	(-)
λ	Conductivité thermique	W/m-°C	Btu/h ft °F	ML Θ ⁻¹ t ⁻³	0,6		1 Btu/h ft °F = 1,730735 W/m °C
τ	Frottement	N/m ²		ML ⁻¹ t ⁻²		$\tau = \mu dU/dx$	
μ	Viscosité dynamique	kg/m – s	lb _m /ft – s	ML ⁻¹ t ⁻¹	10 ⁻³	= 10 poise	1 lb _m /ft – s = 1,48816 Pa s
		(poi-seuille)					
ν	Viscosité cinématique	m ² /s	ft ² /s	L ² t ⁻¹	10 ⁻⁶	= μ/ρ	1 ft ² /s = 0,0929 m ² /s
		(myriastokes)					
κ	Diffusivité thermique	m ² /s	ft ² /s	L ² t ⁻¹		$\kappa = \lambda/\rho c_p$	1 ft ² /s = 0,0929 m ² /s
η	Rendement	(-)	(-)	(-)			
χ	Titre thermodynamique	(-)	(-)	(-)			$\chi = \frac{h - h_f^{sat}}{h_{lv}}$
ρ	Masse volumique	kg/m ³	lb _m /ft ³	M L ⁻³	700		1 lb/ft ³ = 16,018 kg/m ³
σ	Tension superficielle	N/m	lb _f /in	M t ⁻²	0,05		1 lb _f /in = 175,127 N/m
ϕ ou q''	Flux surfacique	W/m ²	Btu/h – ft ²	Mt ⁻³	600 000		1 Btu/h ft ² = 3,1546 W/m ²
B_0	Nombre d'ébullition	(-)	(-)	(-)		$\phi/(Gh_{lv})$	(-)

Notation	Définition	Unité SI	Unité anglaise	Dimension	Ordre de grandeur (SI)	Équation	Facteur de conversion ⁽²⁾
				(M L Θ t) ⁽¹⁾			
Fr	Nombre de Froude	(-)	(-)	(-)		U^2/gD	(-)
Gr	Nombre de Grashof	(-)	(-)	(-)		$gL^3\beta\Delta T/\nu^2$	(-)
Ja	Nombre de Jakob	(-)	(-)	(-)		$c_p\Delta T/h_{lv}$	(-)
Nu	Nombre de Nusselt	(-)	(-)	(-)		hD/λ	(-)
Pe	Nombre de Peclet	= Re Pr	(-)	(-)		$\rho c_p UD/\lambda$	(-)
Pr	Nombre de Prandtl	(-)	(-)	(-)	1	$\nu/\kappa = \mu c_p/\lambda$	(-)
Ra	Nombre de Raleigh	= Gr Pr	(-)	(-)		$(gL^3\beta\Delta T)/(\nu\kappa)$	(-)
Re	Nombre de Reynolds	(-)	(-)	(-)	500000	$\rho UD/\mu$	(-)
S_t	Nombre de Stanton	= Nu/ Re Pr	(-)	(-)		$h/\rho U c_p$	(-)

(1) M : masse L : longueur Θ : température t : temps.

L'unité de force (newton) est en $ML t^{-2}$. L'unité d'énergie (joule = Nm) est en $ML^2 t^{-2}$. L'énergie spécifique (par unité de masse) est en $(L/t)^2$.

(2) On obtient les unités SI en multipliant les valeurs en unités anglaises par le facteur indiqué

1 ft = 12" = 12* 2,54/100 = 0,3048 m.

(3) On trouve aux États-Unis l'US gal/min soit $6,309 \cdot 10^{-5} m^3/s$.

Indices et exposants	
l	Liquide
e	Équilibre ou condition en entrée
v	Vapeur

Indices et exposants	
he	Hors équilibre
sat	Saturation
cr	Critique

Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression

par **Christophe HERER**

Ingénieur chargé d'expertises

Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, Fontenay-aux-Roses, France

Avec la participation de Tony Glantz (IRSN) pour la rédaction des sous-sections 3.4 et 5.2.

Sources bibliographiques

- [1] COPPOLANI (P.) et al. – *La chaudière des réacteurs à eau sous pression*. EDP Sciences (2004).
- [2] WAGNER (W.) et KRETZSCHMAR (H.-J.). – *International Steam Tables – Properties of Water and Steam based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97*. Springer-Verlag (2008).
- [3] TODREAS (N.) et KAZIMI (M.). – *Nuclear Systems : Thermal Hydraulic Fundamentals, Second Edition, Volume 1*. CRC Press (2011).
- [4] DELHAYE (J.-M.). – *Thermohydraulique des réacteurs*. EDP Sciences (2013).
- [5] COLLIER (J.G.) et THOME (J.R.). – *Convective Boiling and Condensation*. Clarendon Press (1996).
- [6] THOME (J.R.) et al. – *Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow*. World Scientific Publishing (2015).
- [7] GHIAASIAAN (S.M.). – *Two-Phase Flow, Boiling, and Condensation In Conventional and Miniature Systems*. Cambridge University Press (2011).
- [8] LEVY (S.). – *Two-Phase Flow in Complex Systems*. Wiley (1999).
- [9] ZUBER (F.). – *The effects of non-uniform flow and concentration distributions and the effect of the local relative velocity on the average volumetric concentration in two-phase flow*. GEAP-4542, General Electric Co. (1964).
- [10] ISHII (H.). – *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Springer (2011).
- [11] CHEXAL, HOROWITZ et LELLOUCHE. – *An Assessment of Eight Void Fraction Models for Vertical Flows*. NSAC-107 EPRI (1986) <http://www.epri.com/abstracts/Pages/ProductAbstract.aspx?ProductId=NSAC-107>
- [12] CHEXAL et LELLOUCHE. – *A Full-Range Drift-Flux Correlation for Vertical Flows (Revision 1)*. NP-3989-SR EPRI (1986) <http://www.epri.com/abstracts/Pages/ProductAbstract.aspx?ProductId=NP-3989-SR>
- [13] CHEXAL et al. – *Void Fraction Technology for Design and Analysis*. TR-106326 EPRI (1997) : <http://www.epri.com/abstracts/Pages/ProductAbstract.aspx?ProductId=TR-106326>
- [14] ISHII et MAMORU. – *One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes*. Argonne National Laboratory ANL-77-47 (1977) <http://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/6871478/>
- [15] CODDINGTON (P.) et MACIAN (R.). – *A study of the performance of void fraction correlations used in the context of drift-flux two-phase flow models*. Nuclear Engineering and Design 215, 199-216 (2002).
- [16] BESTION (D.). – *The physical closure laws in the CATHARE code*. Nuclear Engineering and Design 124, 229-245 (1990).
- [17] WOLDESEMAYAT (M.A.) et GHAJA (A.J.). – *Comparison of void fraction correlations for different flow patterns in horizontal and upward inclined pipes*. International Journal of Multiphase Flow 33, 347-370 (2007).
- [18] XU (Y.) et FANG (X.) et al. – *Evaluation of frictional pressure drop correlations for two-phase flow in pipes*. Nuclear Engineering and Design 253, 86-97 (2012).
- [19] IDEL'CIK (I.E.). – *Mémento des pertes de charges* Eyrolles (1984).
- [20] IDEL'CIK (I.E.). – *Handbook of Hydraulic Resistance* Begell (2008).
- [21] HOLMAN (J.). – *Heat Transfer* Mac Graw Hill (2009).
- [22] BAILLY (H.), MENESSIER (D.) et PRUNIER (C.). – *Le combustible nucléaire des réacteurs à eau sous pression et de réacteurs à neutrons rapides* Eyrolles Collection du Commissariat à l'énergie atomique (1996).
- [23] THOM (J.R.S.). – *Prediction of pressure drop during forced convection boiling of water*. Int. J. Heat Mass Transfer 7,709-724 (1964).
- [24] ZOHURI (B.) et FATHI (N.). – *Thermal-Hydraulic Analysis of Nuclear Reactors* Springer (2015).
- [25] WHALLEY (P.B.). – *Boiling, Condensation, and Gas-Liquid Flow* Clarendon Press Oxford Engineering Science Series (1990).
- [26] GROENEVELD (D.C.). – *An investigation of heat transfer in the liquid deficient regime* Chalk River AECL-3281 (1969).
- [27] AIEA. – *Thermohydraulic relationships for advanced water cooled reactors* TECDOC-1203 (2001).
- [28] AWAD (M.) et MUZYCHKA (Y.). – *Effective property models for homogeneous two-phase flows* Exp. Therm. Fluid Sci. 33, 106-113 (2008).
- [29] GEFFRAYE (G.) et al. – *CATHARE 2 V2.5 2 : A single version for various applications* Nuclear Engineering and Design 241 4456-4463 (2011).
- [30] AIEA. – *Passive Safety Systems and Natural Circulation in Water Cooled Nuclear Power Plants* TECDOC-1624 (2012).
- [31] EMONOT (P.), SOUYRI (A.), GANDRILLE (J.L.) et BARRÉ (F.). – *CATHARE 3 : a new system code for thermal-hydraulic in the context of the NEPTUNE project*. Nuclear Engineering and Design 241 4476-4481 (2011).
- [32] LEE (S.C.), BANKOFF (S.G.). – *A comparison of predictive models for the onset of significant void at low pressures in-forced-convection subcooled boiling*. KSME Int. 5. 12.504-513 -1998)
- [33] RELAP5-3D Code Development Team. – *Code Manual Volume I : Code Structure, System, Models, And Solution Methods* INEEL-EXT-98-00834 rev2.4 (2005).
- [34] AIEA. – *Principes fondamentaux de sûreté*. SF-1 (2007). http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/P1273_F_web.pdf
- [35] TARRIDE (B.). – *Physique, fonctionnement et sûreté des REP* Maîtrise des situations accidentelles du système réacteur. EDP Sciences (2013).
- [36] ABRAMSON (P.B.). – *Guidebook to light water reactor safety analysis* Hemisphere Publishing Corporation (1985).
- [37] BURCHILL (W.E.). – *Physical phenomena of small-break loss-of-coolant accident in PWR* Nucl. Safety, 23 (No. 5) (1982).
- [38] WINTERTON (R.H.S.). – *Where did the Dittus and Boelter equation come from?* Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 41, Nos 4-5, pp. 809-810 (1998).
- [39] CHEN (J.C.), SUNDARAM (R.K.) et OZKAYNAK (F.T.). – *Phenomenological Correlation for Post-CHF Heat Transfer* USNRC Report. NUREG-0237 (1977).
- [40] CENGEL (Y.A.). – *Introduction to Thermodynamics and Heat Transfer* Mc Graw Hill (2007).
- [41] AYED (R.) et BOURTEELE (J.-P.). – *Theoretical Evaluation of Currently Used Critical Heat Flux Correlations* Trans. ANS vol.59, Atlanta (1989).

- [42] FILLION (P.) et al. – *FLICA-OVAP : A new platform for core thermal – hydraulic studies* Nuclear Engineering and Design 241 4348-4358 (2011).
- [43] GABRIEL (H.) et GLÜCK (M.). – *Prediction of void fraction for PWR and BWR conditions with the sub-channel code F-COBRA-TF* Nuclear Engineering and Design 241 3952-3966 (2011).
- [44] FIGHETTI (C.F.) et REDDY (D.G.). – *Parametric Study of CHF Data, Volume 3, Part 1 : Critical Heat Flux Data NP-2609-V3P1*, EPRI (1982) <http://www.epri.com/abstracts/Pages/ProductAbstract.aspx?ProductId=NP-2609-V3P1>
- [45] HERER (C.). – *Conservatism, provisions and margins in DNB analyses*, Proceedings of 2016 ICAPP Conference, San Francisco (USA), 17-20, April 2016.
- [46] OWEN (D.B.). – *Factors for one-sided tolerance limits and for variable sampling plans SCR-607* Sandia Corporation (1963) <http://www.nrc.gov/docs/ML1403/ML14031A495.pdf>
- [47] WILKS (S.S.). – *Determination of Sample Sizes for Setting Tolerance Limits* Ann. Math. Statist. 12 (1941).
- [48] D'AURIA (F.). – *Thermal-Hydraulics of Water Cooled Nuclear Reactors* Woodhead Publishing (2017).
- [49] CAPPON (H.), DUFEIL (P.) et VEILLEUX (L.). – *Integration of the CATHARE 2 Safety Analysis Code on the SOFIA Engineering Simulators* Proceedings of 2010 PowerPlantSim Conference, San Diego (USA), 21-26, February 2010.
- [50] SWINDLEHURST (G.B.). – *Data Sources for Capability Assessments of Next Generation Safety Analysis Codes* EPRI, Palo Alto 3002003110 (2014) <http://www.epri.com/abstracts/Pages/ProductAbstract.aspx?ProductId=00000003002003110>
- [51] Collectif. – *TRACE V5.0 Theory Manual* ML120060218 US Nuclear Regulatory Commission (2008) <http://www.nrc.gov/docs/ML1200/ML120060403.html>
- [52] GROENEVELD (D.C.) et al. – *1986 AECL-UO Critical Heat Flux Lookup Table* Heat Transfer Engineering Volume 7, Issue 1-2 (1986).
- [53] GROENEVELD (D.C.) et al. – *The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes* Nuclear Engineering and Design 163 1-23 (1996).
- [54] GROENEVELD (D.C.) et al. – *The 2006 CHF look-up table* Nuclear Engineering and Design 237 1909-1922 (2007).
- [55] Collectif. – *ASTEC, un code intégré de simulation d'accident grave dans les réacteurs à eau légère* Rapport scientifique et technique de l'IRSN (2002). http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/publications-documentation/aktis-lettre-dossiers-thematiques/RST/RST-2002/Documents/Chap01_art5.pdf
- [56] IAEA. – *Approaches and Tools for Severe Accident Analysis for Nuclear Power Plants* Safety Report Series-56 (2008) http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/Pub1327_web.pdf
- [57] IAEA. – *Thermophysical properties database of materials for light water reactors and heavy water reactors* IAEA-TECDOC-1496 (2006)
- [58] CARBAJO (J. J.), et al. – *A review of the thermophysical properties of MOX and UO2 fuels* Journal of Nuclear Materials 299, 3 (2001)

À lire également dans nos bases

- LALLEMAND (A.). – *Écoulement des fluides – Écoulements en conduites. Réseaux.* [BE8161], Fluides et combustion (2015).
- LALLEMAND (A.). – *Écoulement des fluides – Dynamique des fluides réels.* [BE8157], Fluides et combustion (2015).
- LALLEMAND (A.). – *Thermodynamique appliquée – Premier principe. Énergie. Enthalpie.* [BE8005], Thermodynamique et énergétique (2015).
- GOSSE (J.). – *Mécanique des fluides.* [A1870], Sciences fondamentales (1995).
- LALLEMAND (M.). – *Transferts en changement de phase – Ébullition libre.* [BE8235], Transferts thermiques (2005).
- LALLEMAND (M.). – *Transferts en changement de phase – Ébullition convective.* [BE8236], Transferts thermiques (2006).
- PADET (J.). – *Transferts en changement de phase – Ébullition convection thermique et massique – Principes généraux.* [BE8205], Transferts thermiques (2017).
- PADET (J.). – *Convection thermique et massique – Nombre de Nusselt : partie 1.* [BE8206], Transferts thermiques (2017).
- PANDEY (P.). – *Transfert en changement de phase – Condensation sur des surfaces lisses.* [BE8238], Transferts thermiques (2006).
- BORZOV, DIMITROV et HERER. – *Réacteurs à eau sous pression de conception russe : les VVER.* [BN3101], Génie nucléaire (2016).
- BLANPAIN, GARNIER, IMBERT et SALAUN. – *Thermomécanique du combustible des réacteurs à eau sous pression.* [BN3060], Génie nucléaire (2011).
- LIBMANN (J.). – *Sûreté des réacteurs français en service.* [BN3820], Génie nucléaire (2000).

Sites Internet

- Cours en accès libre du MIT (2007) <http://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-313j-thermal-hydraulics-in-power-technology-spring-2007/>
- Buongiorno, Jacopo. *22.313J Thermal Hydraulics in Power Technology.* Spring 2007. Massachusetts Institute of Technology : MIT OpenCourseWare <http://ocw.mit.edu>.
- Cours en accès libre de l'AIEA (2008). Fundamentals and Basic Professional Training Courses : Thermal Hydraulics, Heat Transfer <http://nucleus.iaea.org/Pages/thermal-hydraulics-heat-transfer.aspx>

Événements

Conférence NURETH (NUclear REactor THERmalhydraulics) tous les deux ans.

Réglementation

- Loi n° 2006-686 du 13 juin 2006 relative à la Transparence et à la sécurité en matière Nucléaire (TSN).
- Arrêté du 7 février 2012 fixant les règles générales relatives aux installations nucléaires de base (INB).
- Loi n° 2015-992 du 17 août 2015 relative à la transition énergétique pour la croissance verte.
- Guide de l'ASN n° 22 : Conception des réacteurs à eau sans pression (2017).
- Guide de l'ASN n° 28 : Qualification des outils de calcul scientifiques utilisés dans la démonstration de sûreté nucléaire – première barrière (2017).

Gagnez du temps et sécurisez vos projets en utilisant une source actualisée et fiable



RÉDIGÉE ET VALIDÉE
PAR DES EXPERTS



MISE À JOUR
PERMANENTE



100 % COMPATIBLE
SUR TOUS SUPPORTS
NUMÉRIQUES



SERVICES INCLUS
DANS CHAQUE OFFRE

- + de 340 000 utilisateurs chaque mois
- + de 10 000 articles de référence et fiches pratiques
- Des Quiz interactifs pour valider la compréhension 

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Info parution

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

Les offres Techniques de l'Ingénieur

INNOVATION

- Éco-conception et innovation responsable
- Nanosciences et nanotechnologies
- Innovations technologiques
- Management et ingénierie de l'innovation
- Smart city – Ville intelligente

MATÉRIAUX

- Bois et papiers
- Verres et céramiques
- Textiles
- Corrosion – Vieillessement
- Études et propriétés des métaux
- Mise en forme des métaux et fonderie
- Matériaux fonctionnels. Matériaux biosourcés
- Traitements des métaux
- Élaboration et recyclage des métaux
- Plastiques et composites

MÉCANIQUE

- Frottement, usure et lubrification
- Fonctions et composants mécaniques
- Travail des matériaux – Assemblage
- Machines hydrauliques, aérodynamiques et thermiques
- Fabrication additive – Impression 3D

ENVIRONNEMENT – SÉCURITÉ

- Sécurité et gestion des risques
- Environnement
- Génie écologique
- Technologies de l'eau
- Bruit et vibrations
- Métier : Responsable risque chimique
- Métier : Responsable environnement

ÉNERGIES

- Hydrogène
- Ressources énergétiques et stockage
- Froid industriel
- Physique énergétique
- Thermique industrielle
- Génie nucléaire
- Conversion de l'énergie électrique
- Réseaux électriques et applications

GÉNIE INDUSTRIEL

- Industrie du futur
- Management industriel
- Conception et production
- Logistique
- Métier : Responsable qualité
- Emballages
- Maintenance
- Traçabilité
- Métier : Responsable bureau d'étude / conception

ÉLECTRONIQUE – PHOTONIQUE

- Électronique
- Technologies radars et applications
- Optique – Photonique

TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION

- Sécurité des systèmes d'information
- Réseaux Télécommunications
- Le traitement du signal et ses applications
- Technologies logicielles – Architectures des systèmes
- Sécurité des systèmes d'information

AUTOMATIQUE – ROBOTIQUE

- Automatique et ingénierie système
- Robotique

INGÉNIERIE DES TRANSPORTS

- Véhicule et mobilité du futur
- Systèmes aéronautiques et spatiaux
- Systèmes ferroviaires
- Transport fluvial et maritime

MESURES – ANALYSES

- Instrumentation et méthodes de mesure
- Mesures et tests électroniques
- Mesures mécaniques et dimensionnelles
- Qualité et sécurité au laboratoire
- Mesures physiques
- Techniques d'analyse
- Contrôle non destructif

PROCÉDÉS CHIMIE – BIO – AGRO

- Formulation
- Bioprocédés et bioproductions
- Chimie verte
- Opérations unitaires. Génie de la réaction chimique
- Agroalimentaire

SCIENCES FONDAMENTALES

- Mathématiques
- Physique Chimie
- Constantes physico-chimiques
- Caractérisation et propriétés de la matière

BIOMÉDICAL – PHARMA

- Technologies biomédicales
- Médicaments et produits pharmaceutiques

CONSTRUCTION ET TRAVAUX PUBLICS

- Droit et organisation générale de la construction
- La construction responsable
- Les superstructures du bâtiment
- Le second œuvre et l'équipement du bâtiment
- Vieillessement, pathologies et réhabilitation du bâtiment
- Travaux publics et infrastructures
- Mécanique des sols et géotechnique
- Préparer la construction
- L'enveloppe du bâtiment
- Le second œuvre et les lots techniques

OFFRE



Génie nucléaire

Parce que les enjeux énergétiques et environnementaux requièrent une information impartiale
Ref : TIP180WEB

PRÉSENTATION

L'ensemble des données scientifiques et techniques nécessaires à la production de l'énergie nucléaire,
Une description détaillée des différents types de réacteurs et leur fonctionnement: technologies, conception, fonctionnement, instrumentation et contrôle-commande,
Les principes essentiels de sûreté nucléaire et de protection de l'environnement,
Des éléments sur le cycle du combustible et les possibilités de retraitement,
Le stockage des déchets.

VOTRE COMMANDE :

Référence	Titre de l'ouvrage	Prix unitaire H.T	Qté	Prix total H.T
TIP180WEB	Génie nucléaire	1 670 €	1	1 670 €
Total H.T en €				1 670 €
T.V.A : 5,5%				91,85 €
Total TTC en €				1 761,85 €

VOS COORDONNÉES :

Civilité M. Mme

Prénom _____

Nom _____

Fonction _____

E-mail _____

Raison sociale _____

Adresse _____

Code postal _____

Ville _____

Pays _____

Date :

Signature et cachet obligatoire

CONDITIONS GÉNÉRALES DE VENTE

Conditions générales de vente détaillées sur simple demande ou sur www.technique-ingenieur.fr

Si vous n'êtes pas totalement satisfait, vous disposeriez d'un délai de 15 jours à compter de la réception de l'ouvrage pour le retourner à vos frais par voie postale. Livraison sous 30 jours maximum.