

Effet de la coalescence des gouttes sur la prédiction du flux thermique en Dispersed Flow Film Boiling

Effect of Droplet Coalescence on the Prediction of Heat Flux in Dispersed Flow Film Boiling

Juan-Esteban LUNA VALENCIA^{1*}, Arthur VIERA DA SILVA OLIVEIRA², Tony GLANTZ¹, Alexandre LABERGUE³, Michel GRADECK³

¹ Autorité de Sûreté Nucléaire et de Radioprotection (ASNR), PSN-RES/SEMIA/LEMC, F-13115, Saint Paul-Lez-Durance, France

² GOTAS/LETef, Department of Mechanical Engineering, São Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, SP, Brazil

³ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

*(auteur correspondant : juan-esteban.luna@asn.fr)

Résumé - Afin de mieux comprendre les transferts d'énergie et de masse en régime DFFB (Dispersed Film Flow Boiling), le banc COLIBRI a été développé pour caractériser expérimentalement ce régime dans des conduits à section déformée de type Venturi. À partir de ces données, le code NECTAR a été développé et validé sur deux campagnes expérimentales. Ce travail vise à évaluer l'impact potentiel de la coalescence des gouttes sur le calcul de la transfert de chaleur en régime DFFB, à l'aide d'un modèle simple fondé sur le nombre de Weber.

Abstract - To better understand energy and mass transfer in the DFFB regime (Dispersed Film Flow Boiling), the COLIBRI facility was developed to experimentally characterise this regime in conduits with Venturi-type deformed sections. Based on these data, the NECTAR code was developed and validated over two experimental campaigns. This work aims to evaluate the potential impact of droplet coalescence on heat transfer calculations in DFFB using a simple model based on the Weber number.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

Lettres latines

a_i densité d'aire interfaciale, m^{-1}
 B nombre de Spalding (masse), $(-)$
 C_D coefficient de traînée, $(-)$
 C_{coal} paramètre de fermeture de coalescence, $(-)$
 $C_{p,s}$ chaleur spécifique de la vapeur, $\text{J}(\text{kg K})^{-1}$
 d diamètre d'une goutte, m
 E_{1D} énergie d'impact spécifique, J kg^{-1}
 F_{pv}, F_{vg}, F_{pg} facteurs de forme radiatifs, $(-)$
 $f_{2\phi}$ facteur d'intensification bifluide, $(-)$
 h coefficient de convection, $\text{W}(\text{m}^2\text{K})^{-1}$
 h_{fg} chaleur latente de vaporisation, J kg^{-1}
 L longueur caractéristique, m
 $\dot{m}_s, \dot{m}_d$ débit massique (vapeur, gouttes), kg s^{-1}
 $\dot{m}_{\text{dep}}, \dot{m}_{\text{ev}}$ débit massique (déposé, évaporé), kg s^{-1}
 m_d masse d'une goutte, kg
 n_i, n_l densité numérique de gouttes, m^{-3}
 P_{enc} probabilité de rencontre physique, $(-)$
 P_{res} puissance linéique appliquée, kW m^{-1}

p_s pression de vapeur, Pa
 q'' flux thermique, W m^{-2}
 Re nombre de Reynolds, $(-)$
 S surface d'échange, m^2
 T température, K
 u vitesse, m s^{-1}
 V_{int} volume d'interaction, m^3
Lettres grecques
 η facteur de réduction du transfert convectif, $(-)$
 η_{succ} efficacité de coalescence, $(-)$
 ϕ fraction volumique, $(-)$
 Φ probabilité moyenne de coalescence, $(-)$
 ρ masse volumique, kg m^{-3}
 σ tension superficielle, N m^{-1}

Indices / exposants

g, v, p gouttes, vapeur, paroi
 sat, r, c saturation, rayonnement, convection
 i, l classes de tailles

1. Introduction

Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP), la phase de réinondation du cœur met en jeu un mode de transfert thermique de type Dispersed Flow Film Boiling (DFFB). Ce mécanisme, associé à un écoulement de gouttes entraînées par de la vapeur surchauffée, contribue au refroidissement des zones des crayons non encore mouillées [1]. Ce régime est particulièrement complexe, du fait de l'absence d'équilibre thermodynamique entre vapeur et gouttes et des multiples interactions des gouttes avec la turbulence et les parois (Figure 1) [2], rendant la compréhension des mécanismes de transfert thermique cruciale pour l'évaluation de la sûreté nucléaire.

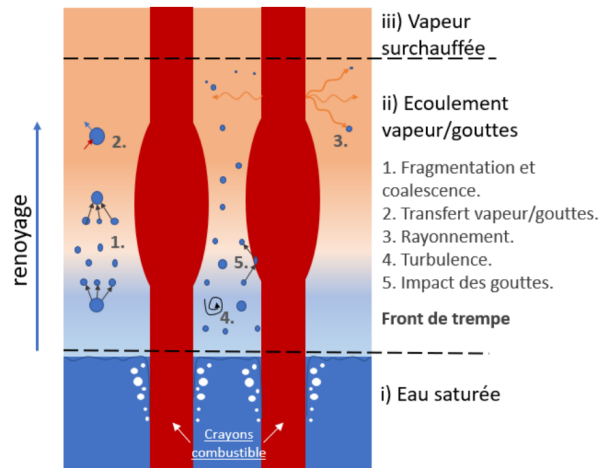


Figure 1 : Phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un APRP [3].

Afin de caractériser les transferts thermiques en régime DFFB dans un sous-canal représentatif d'un réacteur, le banc expérimental COLIBRI a été développé [4, 5]. Il permet de mesurer le flux de chaleur extrait de la paroi par un écoulement vapeur-gouttes ainsi que de caractériser la dynamique des gouttes, notamment leur vitesse et leur diamètre. Sur la base de ces données expérimentales, le code académique unidimensionnel NECTAR a été développé afin de tester et valider différents modèles et corrélations de transfert de chaleur en régime DFFB [6].

Des travaux antérieurs [7] ont montré que certaines combinaisons de corrélations permettaient de prédire correctement le transfert thermique dans des géométries de tubes droits, mais conduisaient à une surestimation dans des configurations comportant une réduction de section de type venturi. Ces résultats, obtenus sans prise en compte de la coalescence des gouttes, suggèrent que certains mécanismes physiques influençant la dynamique diphasique et les interactions gouttes-paroi n'étaient pas entièrement représentés dans la modélisation. En particulier, l'augmentation locale de la concentration de gouttes et de leurs vitesses relatives dans les zones à section réduite pourrait favoriser des phénomènes de coalescence, désormais intégrés dans le présent travail.

Dans ce contexte, un modèle de coalescence simplifié et de nature phénoménologique a été introduit dans NECTAR afin d'évaluer la sensibilité des prédictions thermiques à ce mécanisme. Le modèle repose sur une probabilité de coalescence dépendant du nombre de Weber relatif entre classes de gouttes, utilisée pour moduler l'évolution du diamètre moyen de Sauter de la phase dispersée. Bien qu'il ne décrive pas explicitement la dynamique de drainage du film interfacial ni les kernels de collision complets, il constitue une première approche visant à quantifier l'influence potentielle de la coalescence sur le calcul du transfert thermique dans les

zones à section hydraulique contrainte.

2. Installation expérimentale COLIBRI

Le banc expérimental COLIBRI a été développé pour étudier le transfert thermique en régime DFFB dans un sous-canal représentatif d'un assemblage combustible de réacteur à eau sous pression, notamment en présence de déformations locales réduisant la section hydraulique. L'installation reproduit un écoulement vertical vapeur-gouttes dans un tube chauffé, dans des conditions thermohydrauliques représentatives de la phase de réinondation.

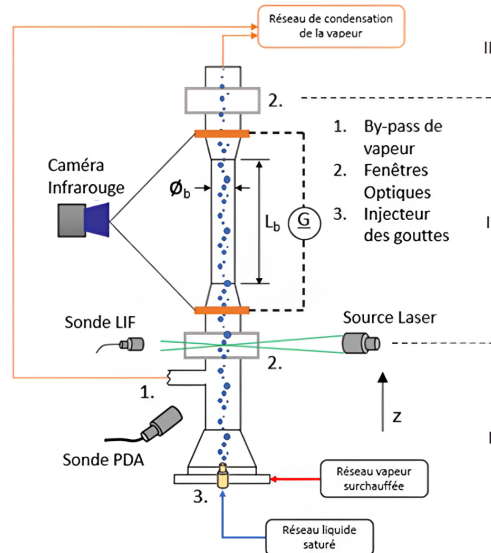


Figure 2 : Schéma de la section d'essai de la boucle COLIBRI [3].

Le dispositif expérimental repose sur l'injection contrôlée de vapeur et d'eau liquide à saturation permettant de reproduire un écoulement diphasique hors équilibre thermique et dynamique. La section d'essai est constituée d'un tube chauffé électriquement dont la géométrie peut être soit à section constante, soit comporter une réduction de section de type Venturi afin de reproduire localement des conditions hydrauliques proches de celles rencontrées dans un sous-canal déformé (Figure 2). Une caméra infrarouge CEDIP Jade III est utilisée pour mesurer la température de la paroi avec une résolution spatiale fine.

Le flux thermique extrait par l'écoulement diphasique est déterminé à partir d'un bilan énergétique réalisé dans la paroi chauffée en utilisant la puissance électrique fournie, les pertes thermiques estimées et les gradients de température mesurés dans le solide. Cette méthodologie permet d'accéder au flux thermique local transféré vers l'écoulement. En complément, la dynamique des gouttes est caractérisée à l'aide de diagnostics optiques permettant de mesurer leur vitesse et leur diamètre. L'incertitude expérimentale globale associée à la détermination du flux thermique est estimée à environ 11.2%. Une description détaillée des techniques de mesure, de la méthodologie de traitement des données et de l'évaluation complète des incertitudes expérimentales est disponible dans [5].

3. Code NECTAR

NECTAR est un code mécanistique 1D développé pour les expériences COLIBRI afin d'évaluer les transferts de chaleur en régime de Leidenfrost [6]. Il reproduit la géométrie expérimentale et les conditions aux limites, et calcule le flux thermique extrait de la paroi en considérant

les principaux mécanismes paroi–vapeur, vapeur–gouttes, rayonnement et impacts de gouttes (Fig. 3). Le flux total interne est défini comme $\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,vg} + \Phi_{r,pv}$ et comparé aux mesures COLIBRI.

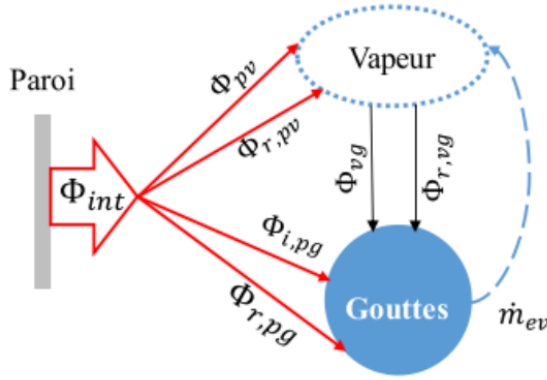


Figure 3 : Mécanismes de transfert de chaleur

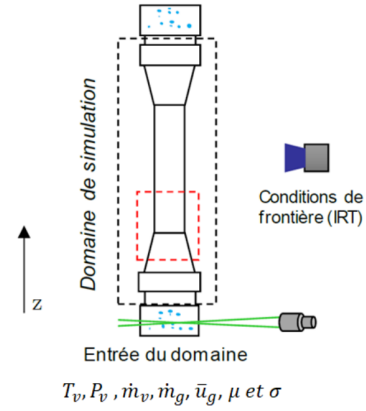


Figure 4 : Domaine du calcul

Le modèle considère des gouttes sphériques à la température de saturation, avec une distribution log-normale imposée à l'entrée à partir des mesures PDA. Les phases vapeur et gouttes sont traitées en non-équilibre, et les pertes de charge sont négligées dans le domaine étudié (Fig. 4). La paroi chauffée est supposée thermiquement mince, avec température imposée depuis thermographie infrarouge (IRT). La formulation est valable pour des conditions correspondant au régime de Leidenfrost. Les principales équations de conservation pour la quantité de mouvement des gouttes, leur évaporation, et l'énergie de la vapeur sont résumées dans le Tableau 1. Le système est intégré à l'aide d'un schéma de Runge–Kutta d'ordre quatre (RK-4).

Mécanisme	Équation (résumé)
Quantité de mouvement des gouttes	$\rho_d u_d \frac{du_d}{dz} = -\frac{3}{4D_d} \frac{C_D}{1+B} \rho_s (u_d - u_s) u_d - u_s + (\rho_s - \rho_d)g$
Évaporation des gouttes	$\frac{dm_d}{dt} = \frac{1}{h_{fg}} (\Phi_{c,sd} + \Phi_{r,sd} + \Phi_{imp,sd} + \Phi_{r,wd})$
Énergie de la vapeur	$(\dot{m}_s + \frac{dm_{ev}}{dt}) C_{p,s} \frac{dT_s}{dt} = \Phi_{c,ws} + \Phi_{r,ws} - \Phi_{c,sd} - \Phi_{r,sd}$

Tableau 1 : Résumé des principales équations gouvernantes résolues dans NECTAR.

Le modèle NECTAR traite les phases en non-équilibre thermique à partir d'une distribution de gouttes log-normale (PDA). Les transferts thermiques pariétaux et interfaciaux, détaillés dans [7], sont synthétisés dans le Tableau 2. Ils incluent la convection (Ranz-Marshall [8]), le rayonnement (Sun et al. [9]) et l'impact direct des gouttes. L'évaporation totale $\dot{m}_{ev}$ est déduite du bilan énergétique interfacial : $\dot{m}_{ev} = h_{fg}^{-1} \sum \Phi_{interfaciaux}$.

Phases	Convection / Impact (Φ)	Rayonnement (Φ_r)
Paroi–Vapeur	$S f_{2\phi} h_{ws} \Delta T_{ws}$	$S F_{ws} \sigma_{SB} \Delta T_{ws}^4$
Vapeur–Gouttes	$V_{int} \sum_i a_i h_{sd,i} \Delta T_{s,sat}$	$V_{int} \sum_i a_i F_{sd,i} \sigma_{SB} \Delta T_{s,sat}^4$
Paroi–Gouttes	$S \sum_i E_{1D,i} \dot{m}_{dep,i} / m_{d,i}$	$S \sum_i F_{wd,i} \sigma_{SB} \Delta T_{w,sat}^4$

* La sommation $\sum_i$ est effectuée sur les N_c classes de taille de gouttes.

Tableau 2 : Synthèse des flux thermiques dans NECTAR.

3.1. Modèle de coalescence

Le modèle de coalescence implémenté dans NECTAR repose sur une approche cinétique-stochastique. Dans ce cadre, la probabilité qu’une collision mène à la fusion de deux gouttes dépend de deux facteurs indépendants : la probabilité de rencontre physique (collision) et l’efficacité de l’impact (coalescence). L’efficacité de coalescence est régie par un bilan énergétique entre l’énergie cinétique et la tension superficielle [10], paramétré par le nombre de Weber relatif :

$$We_{i,l} = \frac{\rho_v |u_{d,i} - u_{d,l}|^2 d_{ref}}{\sigma}, \quad d_{ref} = \max(d_i, d_l) \quad (1)$$

Cette efficacité est modélisée par une fonction sigmoïde représentant la transition continue entre les régimes dominés par la tension superficielle (coalescence favorisée) et ceux dominés par l’inertie (séparation ou rebond) :

$$\eta_{succ}(We_{i,l}) = \left[1 + \left(\frac{We_{i,l}}{We_{crit}} \right)^n \right]^{-1} \quad (2)$$

Ici, $We_{crit} = 1$ représente la valeur charnière où les énergies de surface et cinétique s’équilibrent, tandis que l’exposant $n = 2$ contrôle la progressivité de cette transition, conformément aux critères de collision établis pour les écoulements diphasiques dispersés [11]. Pour tenir compte de la densité de l’écoulement, la probabilité de rencontre physique entre une goutte de la classe i et les gouttes de la classe l est formulée selon une distribution de Poisson, basée sur le volume balayé (swept volume) pendant le pas de temps effectif Δt [11] :

$$P_{enc,i \rightarrow l} = 1 - \exp \left(-n_l \cdot \frac{\pi}{4} (d_i + d_l)^2 |u_{d,i} - u_{d,l}| \Delta t \right) \quad (3)$$

Dans cette expression, $n_l = 6\phi_l / (\pi D_l^3)$ désigne la densité numérique de la classe cible l , où ϕ_l est la fraction volumique locale occupée par cette classe spécifique (telle que $\sum \phi_l = \phi_{total}$). La probabilité globale de coalescence (Φ) dans une cellule est obtenue par une double sommation pondérée par la concentration numérique de chaque classe n_i :

$$\Phi = \frac{\sum_i n_i \sum_{l>i} P_{enc,i \rightarrow l} \cdot \eta_{succ,i,l}}{\sum_i n_i} \quad (4)$$

Cette formulation assure que la coalescence tend naturellement vers zéro dans les zones de spray dilué ($\phi \rightarrow 0$). Enfin, le diamètre moyen de Sauter (d_{32}) est mis à jour selon :

$$d_{32}^{new} = d_{32} \left(1 + C_{coal} \Phi \right) \quad (5)$$

où C_{coal} est un paramètre de fermeture cinétique représentant l'efficacité globale du processus de coalescence à l'échelle de la maille, en intégrant les effets physiques non résolus tels que la turbulence locale, le drainage du film gazeux interfacial et les collisions non fusionnelles. D'autre part, cette relation n'affecte pas le bilan de masse liquide et intervient uniquement dans la reconstruction de la distribution de gouttes.

4. Résultats

Dans un travail précédent, plusieurs corrélations ont été évaluées dans le code NECTAR [7]. Il a été montré que la combinaison de corrélations retenue permettait d'obtenir la meilleure concordance globale avec les expériences COLIBRI, avec une erreur moyenne d'environ 15 %. Toutefois, cette configuration présente certaines limites : en présence de déviation de vapeur et de réduction locale de section, elle tend à surestimer le flux thermique extrait, suggérant que certains mécanismes physiques additionnels ne sont pas entièrement pris en compte dans la modélisation.

Dans le présent travail, cette combinaison est retenue comme référence et complétée par le modèle de coalescence des gouttes afin d'en évaluer l'influence sur les prédictions thermiques. Une étude de sensibilité est menée en faisant varier le paramètre de fermeture cinétique C_{coal} entre trois valeurs représentatives : 0 (sans coalescence), 0.1 (coalescence plausible) et 0.5 (cas majorant idéalisé). Trois expériences COLIBRI sont considérées, leurs principaux paramètres étant reportés dans le Tableau 3. Les trois expériences COLIBRI considérées diffèrent principalement par la géométrie de la section du tube Venturi et le débit de vapeur déviée, les autres paramètres étant similaires. Le tube de référence T0 est droit et intact, tandis que T61D-2 et T90D-2 présentent une réduction locale de section d'environ 61 % et 90 % respectivement, avec une déviation de vapeur ajustée proportionnellement à la réduction de section. Ces configurations permettent d'évaluer l'influence de la constriction et de la déviation de vapeur sur le refroidissement des tubes dans les conditions expérimentales simulant un LOCA. Les principaux paramètres de ces expériences sont résumés dans le Tableau 3.

Name	τ_b (%)	$\dot{m}_s$ (kg/h)	$\dot{m}_d$ (kg/h)	Byp. (-)	P_{res} (kW/m)	Re (-)	p_s (bar)	T_s (°C)	d_{10} (μm)	$\bar{u}_d$ (m/s)	σ (-)
T0	0	4	8	0	0	5633	1.4	271	278	16.3	0.424
T61D-2	61	1.5	7.7	0.64	1.9	2211	1.3	354	267	9.7	0.345
T90D-2	90	0.5	7.7	0.87	1.9	713	1.3	295	281	9.0	0.389

Tableau 3 : Thermohydraulic parameters of COLIBRI experiments.

La Figure 5 présente la comparaison entre le flux thermique moyen extrait, mesuré expérimentalement et calculé par le code NECTAR, en fonction de la température de paroi pour les trois valeurs du paramètre de coalescence. Comme on peut le constater, pour le tube droit ainsi que pour la réduction de section de 61%, le niveau de coalescence n'influence pas significativement le transfert thermique global. En revanche, lorsque la restriction de section est importante (cas à 90%), l'effet de la coalescence devient plus marqué, bien que son influence globale reste limitée : la différence entre la valeur réaliste et le cas sans coalescence demeure à peine perceptible.

Cette faible sensibilité s'explique par une probabilité globale de coalescence (Φ) n'excédant pas 4%, même dans les conditions de restriction les plus sévères. Ainsi, même en utilisant une valeur majorante ($C_{\text{coal}} = 0,5$), le diamètre de Sauter ne subit qu'une variation mineure.

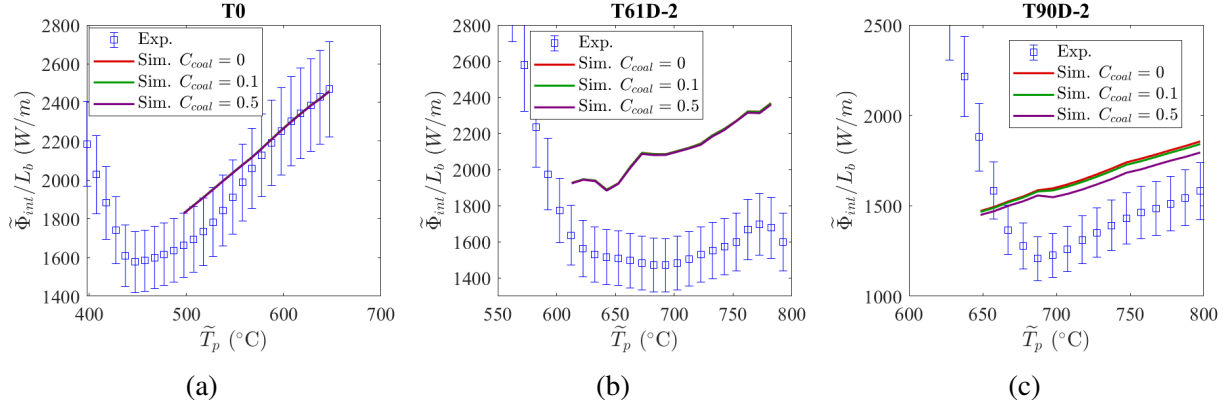


Figure 5 : Flux moyen en fonction de la température de paroi selon les trois coefficients de coalescence utilisés par NECTAR pour les expériences : a) T0, b) T61D-2 et c) T90D-2.

Dès lors, afin d'évaluer un cas extrême du modèle, il a été décidé d'imposer une efficacité de collision totale ($\eta_{succ} = 1$). Cette approche suppose que chaque rencontre physique mène invariablement à une fusion, s'affranchissant ainsi des barrières énergétiques imposées par le nombre de Weber.

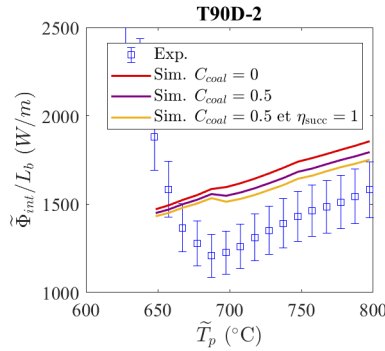


Figure 6 : Comparaison du flux thermique expérimental (T90D-2) et numérique pour le cas de coalescence idéaliste ($\eta_{succ} = 1$, $C_{coal} = 0.5$).

Le résultat de cette analyse est présenté dans la Figure 6, où ce modèle extrêmement idéalisé est comparé aux données expérimentales du cas T90D-2. Ces résultats démontrent que, même dans un scénario de coalescence limite, le flux thermique calculé par NECTAR varie de manière peu significative. Cela indique que, bien que la coalescence puisse physiquement se produire, elle ne constitue pas un phénomène prédominant dans la détermination du transfert thermique global pour ce type d'écoulement diphasique. Cette observation suggère que d'autres mécanismes physiques doivent être explorés, validés ou affinés pour réduire les incertitudes de prédiction.

5. Conclusion

Ce travail a permis d'intégrer un modèle cinétique de coalescence au sein du code NECTAR afin d'évaluer son influence sur la prédiction du flux thermique dans des conditions de vapeur surchauffée avec gouttes dispersées (expériences COLIBRI). Une étude de sensibilité a été menée en faisant varier le paramètre de fermeture cinétique et l'efficacité de collision.

Les résultats montrent que, bien que la coalescence se produise — particulièrement dans les configurations présentant une réduction de section sévère (90%) —, son impact sur le transfert thermique global reste limité. Même dans un scénario de coalescence idéaliste, les prédictions thermiques ne présentent pas de variations significatives. Cela permet de conclure que la coalescence n'est pas le mécanisme prédominant derrière les écarts observés entre le code et l'expérience. Ces conclusions suggèrent que les travaux futurs devraient se concentrer sur l'affinement d'autres processus physiques, tels que la dynamique de la couche limite de vapeur ou les interactions directes entre les gouttes et la paroi.

Références

- [1] C. Grandjean, Coolability of blocked regions in a rod bundle after ballooning under LOCA conditions : Main findings from a review of past experimental programmes, Nucl. Eng. Des. 237 (15) (2007) 1872 – 1886, NURETH-11. doi :<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.02.022>.
- [2] M. Andreani, G. Yadigaroglu, Difficulties in modeling dispersed-flow film boiling, Wärme - und Stoffübertragung 27 (1) (1992) 37–49. doi :[10.1007/BF01589976](https://doi.org/10.1007/BF01589976).
- [3] J. E. Luna Valencia, Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal, Ph.D. thesis, Université de Lorraine (2023).
- [4] J. Peña Carrillo, A. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, M. Gradeck, Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow, Int. J. Heat Mass Transf. 140 (2019) 648 – 659. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.012>.
- [5] J. Luna Valencia, A. Oliveira, T. Glantz, A. Labergue, M. Gradeck, Influence of steam deviation, droplets mass flow rate and residual power on dispersed flow film boiling at sub-channel scale in loca conditions, Nucl. Eng. Des. 428 (2024) 113450. doi :<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2024.113450>.
- [6] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, M. Gradeck, Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions, Nucl. Eng. Des. 357 (2020) 110388. doi :<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.110388>.
- [7] J. Luna Valencia, A. Oliveira, T. Glantz, A. Labergue, M. Gradeck, Evaluation of heat dissipation phenomena in dispersed flow film boiling using a mechanistic model and different correlations for droplet impact heat transfer, Int. J. Heat Mass Transf. 245 (2025) 126955. doi :<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126955>.
- [8] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, Evaporation from drops (1952).
- [9] K. H. Sun, J. M. Gonzales-Santalo, C. L. Tien, Calculation of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions, Int. J. Heat Mass Transf. 98 (3) (1976) 414–420. doi :[10.1115/1.3450569](https://doi.org/10.1115/1.3450569).
- [10] N. Ashgriz, J. Y. Poo, Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops, Journal of Fluid Mechanics 221 (1990) 183–204. doi :[10.1017/S0022112090003536](https://doi.org/10.1017/S0022112090003536).
- [11] P. J. O'ROURKE, Collective drop effects on vaporizing liquid sprays, Ph.D. thesis, Princeton University (1981).

Remerciements

Travaux financés par l'ASNR (Autorité de Sûreté Nucléaire et de Radioprotection).