

# Simulations CFD d'écoulements bouillants avec prise en compte de la distribution en taille des bulles

Nathalie SEILER\*, Pierre RUYER, Georges REPETTO

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, BP3 13115 St Paul-Lez-Durance

\*(auteur correspondant : [nathalie.seiler@irsn.fr](mailto:nathalie.seiler@irsn.fr))

**Résumé** – La simulation CFD de la topologie locale d'un écoulement bouillant est un enjeu important pour une prédiction correcte de la thermohydraulique dans le cas d'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) suite à une brèche sur le circuit primaire sur un réacteur à eau pressurisée (REP). En présence d'un écoulement à bulles, les forces gouvernant l'hydrodynamique locale d'une bulle ainsi que la surface d'échange entre la bulle et le fluide dépendent fortement de sa taille. Un modèle de population de bulles au sein d'une description moyennée de l'écoulement a été développé à partir de la méthode des moments. Ce modèle, implanté dans le code NEPTUNE\_CFD, a été validé à partir de résultats d'expérience d'écoulements bouillants obtenus sur l'installation DEBORA.

## Nomenclature

$a_i$	aire interfaciale volumique, $m^{-1}$	$\alpha_v$	taux de vide
$C_{pv}$	chaleur spécifique de la vapeur, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$\varepsilon$	dissipation turbulente, $m^2.s^{-3}$
$D$	diamètre local de la bulle, $m$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$D_d$	diamètre au détachement, $m$	$\mu_\gamma$	moment d'ordre $\gamma$ , $m^{-3+\gamma}$
$D_1$	diamètre moyen, $m$	$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$f$	fonction de distribution en taille, $m^{-4}$	$\Gamma$	terme source de masse, $kg.m^{-3}.s^{-1}$
$h_{v1}$	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$n$	densité de nombre de bulles, $m^{-3}$	$\sigma$	tension superficielle, $kg.s^{-2}$
$Nu$	nombre de Nusselt	$\frac{d}{dt}$	dérivée lagrangienne, $s^{-1}$
$Pr$	nombre de Prandtl	<i>indices</i>	
$q$	flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$i$	interface
$T$	température, $K$	$l$	liquide
$Vr$	vitesse relative entre phase, $m.s^{-1}$	$v$	vapeur
$w$	vitesse de la bulle de diamètre $D$ , $m.s^{-1}$	$sat$	saturation

## 1. Introduction

L'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) consécutif à une brèche dans le circuit primaire, sur un réacteur à eau pressurisée (REP) est un accident de dimensionnement des systèmes de sécurité. Un programme de Recherche et Développement dans le domaine de l'APRP a été lancé par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, à la Direction de Prévention des Accidents Majeurs afin d'étudier différentes conditions thermohydrauliques se produisant dans un assemblage de crayons combustibles au cours d'un tel transitoire accidentel. L'étude présentée dans ce papier est plus précisément orientée sur le développement de modèles permettant la simulation CFD de la topologie locale d'un écoulement bouillant à bulles. En effet, l'observation expérimentale d'écoulements bouillants a permis de mettre en exergue une polydispersion en taille : statistiquement et localement, la population de bulles se caractérise par un large spectre de taille. Or, les forces gouvernant l'hydrodynamique locale d'une bulle dépendent fortement de sa taille. La taille des bulles détermine également leur surface d'échange avec le liquide et donc les différents transferts

(de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) entre phases. Ces observations soulignent la nécessité de prendre en compte la polydispersion en taille des bulles au sein de la description moyennée de l'écoulement. Pour ce faire, un modèle de population de bulles pour la CFD a été développé. Ce modèle est basé sur des équations de transport des densités de moments statistiques de la fonction de distribution en taille de la population de bulles. Cette méthode qui, a été tout d'abord développée et validée pour des écoulements adiabatiques eau/air [1], est ici étendue aux écoulements bouillants.

On explicite, dans le paragraphe suivant, le développement du modèle de polydispersion basé sur la méthode des moments pour un code de CFD et les expressions finales des termes sources traduisant les différentes contributions à l'évolution des diamètres des bulles au sein de l'écoulement. Ce modèle a été implanté dans le code NEPTUNE\_CFD. On présente alors des simulations d'écoulements bouillants en tube, obtenus sur l'installation DEBORA du CEA Grenoble [2]. Ces tests constituent une première étape de validation du modèle.

## 2. Modèle de polydispersion en taille

### 2-1. Etude préliminaire isotherme

Un modèle de population de bulles polydispersée en taille pour la CFD a été développé par Ruyer et coll. [1]. Afin de décrire, de manière eulérienne, l'évolution de la population locale instantanée de bulles par l'évolution de sa distribution  $f$  (selon leur taille  $D$ ), on introduit la densité de nombre de bulles  $n$  ( $m^{-3}$ ) ainsi que la densité de probabilité de présence associée  $P(D)$  par unité de taille (eq. (1)).

$$f(D, \vec{x}, t) = n(\vec{x}, t)P(D, \vec{x}, t) \quad (1)$$

L'hypothèse que  $P(D)$  suit une loi de distribution type permet de paramétrer cette distribution par un nombre fini de ses moments, dont les évolutions sont modélisées au sein de l'écoulement. On s'intéresse alors aux moments d'ordre  $\gamma$  en diamètre,  $\mu_\gamma$ :

$$\mu_\gamma = n \left\langle D^\gamma \right\rangle_1 = n \int P(D) D^\gamma dD \quad (2)$$

Le choix effectué pour  $f$  (eq. (3)) permet de réduire à 2 le nombre de moments à transporter.  $f$  a été choisie sous la forme d'une loi quadratique d'expression analytique simple et permettant l'évaluation des termes sources de l'équation de transport d'aire interfaciale (le terme source dû à la rupture est infini dans le cas d'une loi de type log-normale). La forme de  $f$  a été validée à partir des données expérimentales obtenues sur l'installation DEBORA [3].

$$f = \begin{cases} \frac{3 n(\vec{x}, t) D}{4 D_1^3(\vec{x}, t)} (2D_1(\vec{x}, t) - D) & \text{si } D \leq 2D_1 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (3)$$

$D_1$  (m) étant le diamètre moyen défini comme le moment d'ordre 1 sur le moment d'ordre 0. Il a été choisi de considérer les moments d'ordre 2 et 3 qui s'expriment en fonction de l'aire interfaciale ( $a_i$ ) et de la fraction volumique de la phase dispersée ( $\alpha_v$ ).

$$a_i = \pi \mu_2 \text{ et } \alpha_v = \frac{\pi}{6} \mu_3 \quad (4)$$

A partir de l'équation de Liouville-Boltzmann, on montre que le transport de la quantité scalaire  $\mu_\gamma$  obéit à une équation dite d'Enskog [4] :

$$\frac{\partial \mu_\gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu_\gamma \langle \vec{w} \rangle_\gamma) = n \left\langle \frac{dD^\gamma}{dD} \cdot \left( \frac{dD}{dt} \right) \right\rangle_1 + \int \dot{F}_{c,b} D^\gamma dD \quad (5)$$

avec  $\langle \vec{w} \rangle_\gamma$  la vitesse de transport de la variable  $\mu_\gamma$ ,  $\vec{w}$  étant la vitesse de la bulle de taille  $D$ ,  $\frac{dD}{dt}$  l'évolution de  $D$  le long de la trajectoire de la bulle et  $\dot{F}_{c,b}$  le terme source et puit de l'équation lié aux phénomènes de coalescence et de rupture.

Afin de modéliser  $\langle \vec{w} \rangle_\gamma$ , il est supposé que les vitesses des différents moments sont égales à la vitesse de la phase dispersée. L'équation de quantité de mouvement de la phase dispersée est résolue en tenant compte de la polydispersion de l'écoulement dans les modélisations des forces s'exerçant sur les bulles, notamment la traînée et la portance [1].

Les termes source de coalescence et de rupture sont modélisés [1], mais pour l'écoulement traité dans cette étude seule la coalescence est considérée car elle est prépondérante. Son terme source est exprimé à partir du modèle de Prince et Blanch [7].

$$\int \dot{F}_c \pi D^2 dD = -(\alpha_v \varepsilon)^{1/3} a_i^{5/3} \zeta(N_{c,b}) \quad (6)$$

où  $\zeta$  est une fonction du nombre adimensionnel  $N_{c,b} = D_1^{5/6} \varepsilon^{1/3} \sqrt{\rho_{liq}/\sigma}$ .

## 2-2. Extension aux écoulements bouillants

Aux termes sources de rupture et coalescence se rajoutent, pour les écoulements bouillants, le terme source lié à la nucléation en paroi, celui lié au changement de phase au cœur de l'écoulement et celui dû à la compressibilité/dilatabilité.

Le terme source de **nucléation en paroi** s'écrit selon l'eq. (7) :

$$\int \dot{F}_{nucl} \pi D^2 dD = \frac{\pi D_d^2 \phi_{nucl}}{\rho_v} = \frac{6 \Gamma_{v/nucl}}{\rho_v D_d} \quad (7)$$

La surface des bulles au détachement à la paroi (supposées sphériques et de diamètre  $D_d$ ) est multipliée par le flux de nucléation associé  $\phi_{nucl}$  ( $\text{kg.m}^{-6}\text{s}^{-1}$ ). Ce terme s'exprime aussi en fonction du transfert de masse vers la phase vapeur dû à la nucléation en paroi. Cette grandeur ( $\Gamma_{v/nucl}$  ( $\text{kg.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ )), issue du modèle de Kurul & Podowski [8], est également considérée comme terme source de l'équation bilan de masse.

Afin d'explicitier les termes sources dus à la compressibilité/dilatabilité et au changement de phase au cœur de l'écoulement, nous faisons apparaître dans l'équation (5) ces deux contributions en écrivant :

$$\frac{dD}{dt} = \frac{dD}{dt}|_{comp/dil} + \frac{dD}{dt}|_{coeur} \quad (8)$$

La contribution due au phénomène de **compressibilité/dilatabilité** est prise en compte dans l'équation bilan d'aire interfaciale [9] et s'écrit selon l'équation (9) :

$$n \left\langle 2\pi D \frac{dD}{dt}|_{comp/dil} \right\rangle_1 = -\frac{2}{3} \frac{a_i}{\rho_v} \left( \frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \nabla \rho_v \right) \quad (9)$$

Le **changement de phase au cœur de l'écoulement** par évaporation et condensation se traduit dans la modélisation par des termes sources dans l'équation bilan de masse  $\Gamma_{v/coeur}$  ( $\text{kg.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) et dans l'équation bilan d'aire interfaciale ( $\frac{dD}{dt}|_{coeur}$ ) (eq. (8)).  $\Gamma_{v/coeur}$  s'exprime en fonction

du bilan volumique de flux de chaleur interfacial au cœur de l'écoulement  $Q_{coeur}$  ( $W.m^{-3}$ ). Ce bilan est évalué à partir des expressions des flux surfaciques de chaleur du liquide et de la vapeur vers l'interface d'une bulle de taille  $D$  (eq. (10)) ; respectivement  $q_{li}$  donné par le modèle de Ranz et Marshall [10] adapté à des bulles dispersées dans un écoulement sous-saturé, et  $q_{vi}$  traduisant un retour instantané à la saturation.

$$\Gamma_{v/coeur} = \frac{Q_{coeur}}{h_{vl}} = \frac{1}{h_{vl}} \int f \pi D^2 (q_{li} + q_{vi}) dD \quad (10)$$

Finalement, après intégration,  $\Gamma_{v/coeur}$  est donné par l'équation (11) avec  $V_r$  (m/s) la vitesse relative entre les deux phases et  $\Delta t$  le pas de temps (s) .

$$\Gamma_{v/coeur} = \frac{3\pi n \lambda_l (T_{sat} - T_l)}{4 h_{vl}} \left( \frac{8}{3} D_1 + 0,862 \frac{V_r^{1/2} Pr^{1/3}}{\nu_l^{1/2}} D_1^{3/2} \right) - \frac{\alpha_v \rho_v C_{p_v} (T_{sat} - T_v)}{\Delta t h_{vl}} \quad (11)$$

Par définition, pour le changement de phase :

$$n \left\langle 2\pi D \frac{dD}{dt} \right\rangle_1 = \int f \frac{d\pi D^2}{dt} dD \quad (12)$$

En exprimant la variation, le long de sa trajectoire, du diamètre de bulle due au changement de phase suivant l'équation (13), on obtient finalement la relation (14) pour le terme source d'aire interfaciale.

$$\frac{dD}{dt} = \frac{2}{\rho_v h_{vl}} (q_{li} + q_{vi}) \quad (13)$$

$$n \left\langle 2\pi D \frac{dD}{dt} \right\rangle_1 = \frac{4 \pi n D_1}{a_i \rho_v} \Gamma_{v/coeur} \quad (14)$$

### 3. Validation de la modélisation

#### 3-1. Le code NEPTUNE\_CFD

Le modèle, décrit au §2, a été implémenté dans le code NEPTUNE\_CFD [11] qui fait partie de la plate-forme d'outils de thermohydraulique multi-échelle NEPTUNE. Ce code fournit des modèles physiques et des méthodes numériques permettant de résoudre les écoulements polyphasiques. Les équations de transport eulériennes sont une extension du modèle 2 fluides-1 pression développé par Ishii [12] où des équations bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont résolues pour chaque phase.

#### 3-2. L'installation DEBORA

Les expériences réalisées sur l'installation DEBORA [2] ont été choisies pour évaluer la modélisation de la polydispersion explicitée au §2. Le dispositif expérimental est constitué d'un tube vertical de diamètre interne égal à 19,2 mm qui comporte trois parties décrites de bas en haut : une section d'entrée adiabatique (1 m), la section chauffée (3,5 m) et une section adiabatique de sortie. Du fréon R-12 est injecté par le bas dans ce tube. Des bulles de vapeur sont générées par nucléation sur les parois et peuvent condenser dans l'écoulement au contact du liquide sous-saturé. En sortie de la section chauffée, les profils radiaux de taux de vide, de diamètre des bulles ont été mesurés à l'aide d'une sonde optique et la température du liquide à l'aide d'un thermocouple [5]. Le tableau 1 fournit les conditions thermohydrauliques des quatre essais qui ont été simulés.

Essai n°	Pression (bar)	Débit <sub>entrée</sub> (kg/m <sup>2</sup> /s)	T <sub>entrée</sub> (°C)	Flux <sub>paroi</sub> (W/m <sup>2</sup> )**
1	14,59	2027	28,52	73161
2	14,59	2030	31,16	72054
3	26,15	2003	62,73	73890
4	26,15	1985	70,53	72722

Tableau 1 : Cas expérimentaux simulés (\*\*corrigés par Morel [13])

### 3-3. Résultats des simulations

Pour les quatre simulations, nous avons considéré un modèle de turbulence k-ε pour la phase continue (liquide) et de Tchen pour la phase dispersée (vapeur) [14].

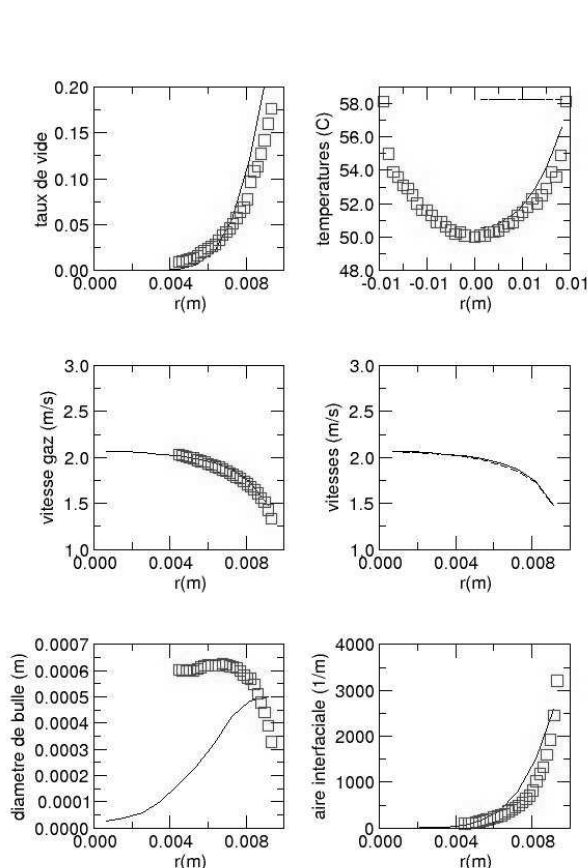


Figure 1 : Résultats des comparaisons simulation/expérience pour l'essai n°1 (symboles carrés : expérience, trait continu : simulation)

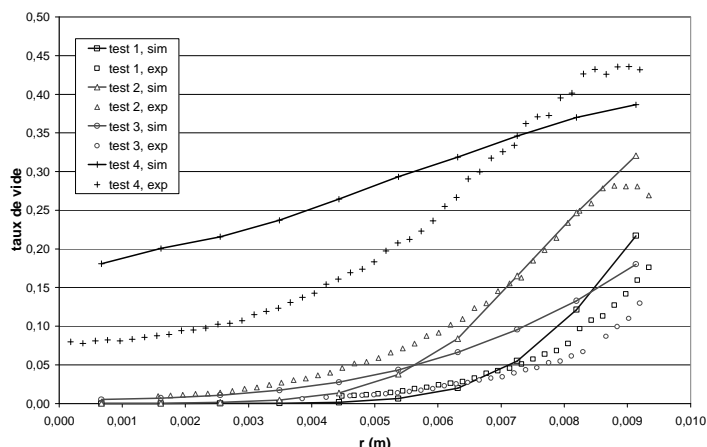


Figure 2 : Comparaisons simulation/expérience pour le taux de vide

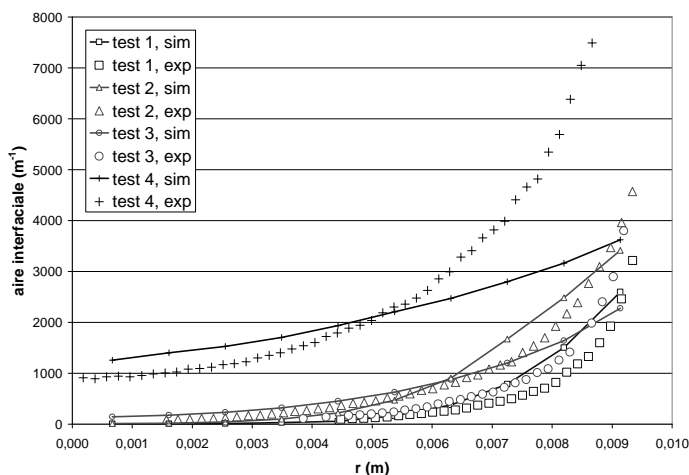


Figure 3 : Comparaisons simulation/expérience pour l'aire interfaciale volumique des bulles

Les résultats sont obtenus pour les quatre essais. Ceux correspondant à l'essai n°1 sont présentés sur la figure 1 ( $r=0m$  représentant le centre du tube et  $r=0,01m$  la paroi chauffée). Pour les trois premiers essais, les profils de taux de vide (fig 2), de température du liquide, de vitesse de gaz et d'aire interfaciale (fig.3) simulés sont en bon accord avec les données expérimentales. Pour l'essai n°4, réalisé à plus fort taux de vide, les tendances expérimentales sont bien retrouvées par le code. Ces résultats sont très satisfaisants au vu des incertitudes sur les propriétés du fluide sous-saturé. De plus, les évolutions et les ordres de grandeur des diamètres des bulles (de 0,2 à 1 mm) sont cohérents avec les données expérimentales et cela

pour des conditions très différentes (pression comprise entre 15 et 26 bar et température du liquide entre 29 et 70 °C).

## 4. Conclusion

Cette étude propose une extension aux écoulements bouillants du modèle de population de bulles polydispersée pour la CFD élaboré par Ruyer et al. [1] pour les écoulements isothermes. Ce modèle de polydispersion, basé sur la méthode des moments, a été explicité et a conduit à l'expression des termes sources traduisant les différentes contributions à l'évolution des diamètres des bulles au sein de l'écoulement. Ce modèle a été implanté dans le code NEPTUNE\_CFD et validé sur quatre essais réalisés dans l'installation DEBORA. Les résultats obtenus sont très proches des données expérimentales et montrent que cette méthode permet de décrire assez finement, à moindre coût de calcul (1 équation supplémentaire), la topologie locale d'un écoulement bouillant.

### Références :

- [1] P. Ruyer, N. Seiler, M. Beyer, F.P. Weiss, A bubble size distribution model for the numerical simulation of bubbly flows, *6<sup>th</sup> International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007*, (Leipzig, Germany, July 9-13 2007).
- [2] J. Garnier, DEBORA : Topologie d'écoulement : mise en forme et description de la banque finalisée, Note CEA SETEX/LTDF/98-65 (1998).
- [3] N. Seiler, P. Ruyer, Extension du modèle de polydispersion aux écoulements bouillants, Note IRSN/SEMCA-2008-048 (2008).
- [4] O. Simonin, *Continuum modelling of dispersed two-phase flows*. Combustion and Turbulence in two-phase flows, von Karman Institut for Fluid Dynamics (1996)
- [5] J. Garnier, E. Manon, G. Cubizolles, Local Measurement on flow boiling of Refrigerant 12 in a vertical tube, *Multiphase Science and Technology*, 13 (2001),1-111.
- [6] H.-M. Prasser, T. Frank, M. Beyer, H. Carl, H. Pietruske and Schütz, Gas-liquid flow around an obstacle in a vertical pipe—experiments and CFD simulation, *Jahrestagung Kerntechnik 2006 Eurogress Aachen*, (Germany, 16-18 May 2006), 1-6.
- [7] M.J. Prince, W. Blanch, Bubble coalescence and break up in air-sparged bubble columns, *AIChE J.*, 36-10 (1990), 1485-1499.
- [8] R.M. Podowski, D.A. Drew, R.T. Lahey, M.Z. Podowski, A mechanistic model of the ebullition cycle in forced convection subcooled boiling, *Eight International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics* (Japan 1997).
- [9] W. Yao, C. Morel, Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47-2 (2004), 307-328.
- [10] W.E. Ranz, W.R. Marshall, Evaporation from drops, *Chem. Eng. Prog.*, 48 (1952), 173-180.
- [11] N. Méchitoua, M. Boucker, J. Laviéville, J.M. Hérard, S. Piny, G. Serre, An unstructured finite volume solver for two-phase water/vapour flows modelling based on elliptic oriented fractional step method, *NURETH 10* (Seoul, Corée du Sud 2003).
- [12] M. Ishii, *Thermo-fluid dynamic theory of two-phase*, Eyrolles (1975).
- [13] C. Morel, Development et validation of the method of statistical moments, Deliverable D2.2.1.2, NURESIM-SP2-TH (2007).
- [14] O. Simonin, E. Deutsch and J.P. Minier, Eulerian prediction of the fluid/particle correlated motion in turbulent two-phase flows, *App. Sci. Res.* 51 (1993) 275-283.

### Remerciements :

Les travaux ont été réalisés à l'IRSN en relation avec le projet NEPTUNE, financé par le CEA, EDF, IRSN et AREVA-NP. Les auteurs tiennent à remercier Christophe Morel (CEA) et Catherine Colin (IMFT) pour leur collaboration.