

# Etude théorique d'un écoulement bulle-bouchon dans un micro canal rectangulaire : Comparaison entre les différents niveaux de modélisation

Thibault VAN'T VEER<sup>1,2\*</sup>, Alessandro SEMERARO<sup>2</sup>, Vincent AYEL<sup>2</sup>, Mouad DINY<sup>1</sup>, Yves BERTIN<sup>2</sup>

1 Stellantis – Site de Carrières sous Poissy, 78955 Carrières sous Poissy, France

2 Pprime Institute CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, UPR 3346, 86961 Futuroscope-Chasseneuil, France

\*(auteur correspondant : thibault.vantveer@stellantis.com)

**Résumé** - Une modélisation fine et détaillée des Pulsating Heat Pipe (PHP) demeure un exercice encore relativement complexe. Ainsi la présente étude se concentre sur une branche unitaire d'un PHP plat de section rectangulaire dans laquelle évolue une bulle de vapeur intercalée entre deux bouchons liquides. L'analyse de la croissance de la bulle de vapeur pour plusieurs niveaux de modélisation et différents fluides montre des comportements différents qui mettent en avant l'importance de certaines propriétés thermodynamiques propres au fluide de travail. L'analyse des transferts de masse par évaporation donne un classement relatif des fluides au regard du déplacement du bouchon liquide.

## Nomenclature

|               |  |                             |  |
|---------------|--|-----------------------------|--|
| $A_{int}$     | Surface transversale, $m^2$                  | $u$                         | Vitesse, $m.s^{-1}$                      |
| $c_v$         | Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}K^{-1}$        | $V$                         | Volume, $m^3$                            |
| $D_h$         | Diamètre hydraulique, $m$                    | $Z$                         | Facteur de compressibilité, -            |
| $G$           | Force de gravité, $N$                        | <i>Symboles grecs</i>       |  |
| $H_v$         | Coefficient d'échange, $W.m^{-2}K^{-1}$      | $\Delta$                    | Différence                               |
| $h_{lv}$      | Chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$ | $\delta$                    | Epaisseur, $m$                           |
| $L$           | Longueur, $m$                                | $\lambda$                   | Conductivité thermique, $W.m^{-1}K^{-1}$ |
| $m$           | Masse, $kg$                                  | $\mu$                       | Viscosité dynamique, $Pa.s$              |
| $Nu$          | Nombre de Nusselt, -                         | $\rho$                      | Masse volumique, $kg.m^{-3}$             |
| $P$           | Pression, $Pa$                               | $\sigma$                    | Tension de surface, $N.m^{-1}$           |
| $\mathcal{P}$ | Périmètre, $m$                               | <i>Indices et exposants</i> |  |
| $Q_{lat}$     | Transfert par chaleur latente, $W$           | flm                         | film liquide                             |
| $Q_{sens}$    | Transfert par chaleur sensible, $W$          | l                           | liquide                                  |
| $r$           | Constant des gaz parfaits, $J.kg^{-1}K^{-1}$ | sat                         | saturation                               |
| $S$           | Surface, $m^2$                               | v                           | vapeur                                   |
| $T$           | Température, $K$                             | w                           | wall                                     |

## 1. Introduction

Dans un contexte d'électrification de la chaîne de traction des véhicules, la bonne gestion thermique des différents organes nécessite des solutions adaptées à l'environnement et aux différents cas de vie du véhicule. Une des solutions techniques retenue pour répondre à ce besoin repose sur l'utilisation de caloduc oscillant plat (Flat Plate Pulsating Heat Pipe, FPHP) : il s'agit d'un système de refroidissement passif composé d'un tube (ou d'un canal usiné dans une plaque métallique pour les FPHPs) de dimension capillaire et enroulé sur lui-même plusieurs fois entre une source chaude et une source froide. Il est rempli d'un fluide de travail à l'état de saturation et réparti sous forme de bouchons liquides et bulles de vapeur. Un tel système est rendu complexe par les instabilités régissant le caractère dit oscillatoire du fluide de travail, auxquelles se rajoutent les transferts de chaleur entre le liquide, la vapeur et la paroi

du PHP. L'apparition des sites de nucléation, qu'ils soient cotés évaporateur ou condenseur, sont un autre aspect difficilement prédictible pour étudier le comportement global du PHP.

Plusieurs travaux font état de la modélisation globale d'un PHP sous différentes approches. Les travaux de Yoon et al. [1] portent sur un micro PHP plat constitué de cinq branches en configuration verticale favorable ("bottom heated mode", BHM). Un modèle numérique masse/ressort permet de modéliser le comportement oscillatoire des bouchons liquides avec un déphasage de  $2\pi/5$  en concordance avec une étude expérimentale. L'identification des constantes caractéristiques des équations de mouvement et d'énergie leur ont permis de faire le lien entre les transferts thermiques et le mouvement des bouchons liquides en passant par les propriétés thermodynamiques du fluide.

Une seconde approche consiste en la discrétisation spatiale du système. Rouaze et al. [2] compare des résultats expérimentaux sur un caloduc oscillant tubulaire avec un modèle numérique 1D. Le maillage est fixe et la différence est faite entre les éléments contenant, soit uniquement du liquide, de la vapeur, ou la coexistence des deux phases, ce qui a permis de prédire les performances du système avec une erreur inférieure à 8%. Odagiri et al. [3] et Daimaru et al. [4] développent une modélisation tridimensionnelle d'un PHP plat. Un maillage fixe est défini au préalable pour la partie solide du PHP alors que la discrétisation du fluide change en fonction de l'avancement du calcul. Ces trois études tiennent compte des échanges de chaleur entre la paroi et le fluide (liquide et vapeur), ainsi que de l'évaporation du film liquide. La vapeur est quant à elle considérée comme un gaz parfait.

Nikolayev [5] dresse un état de l'art des différentes approches de modélisation des caloducs oscillants en passant par l'étude d'une simple branche pour ensuite l'étendre vers le système global. La modélisation de la phase vapeur reste une tâche délicate. En effet plusieurs hypothèses sont discutées, notamment au sujet de l'évolution de la pression : soit en suivant la courbe de saturation, comme Kim et al. en ont fait l'hypothèse pour tracer une figure de mérite [6], soit en assimilant la vapeur comme un gaz parfait dans un état surchauffé [2-5]. L'évaporation est également sujet à de nombreux débats, premièrement avec l'évolution du film liquide le long de la paroi asséchée mais aussi sur la quantité de liquide évaporée ainsi que l'énergie thermique associée [5].

Cette présente étude porte sur une branche élémentaire de caloduc oscillant de section rectangulaire pour un diamètre hydraulique de 0,67 mm soumis au champ de gravité dans une configuration verticale défavorable (top heat mode, THM). L'objectif est, à partir d'un état initial asséché, d'étudier le niveau d'instabilité nécessaire pour faire croître la bulle de vapeur et ainsi déplacer les bouchons liquides au-delà de la zone condenseur (voir Figure 1). Les différents niveaux de modélisation de la phase vapeur et les hypothèses associées sont décrites avant de comparer les résultats obtenus. Une analyse des propriétés thermodynamiques en lien avec les phénomènes étudiés donne un classement relatif des différents fluides de travail.

## **2. Modélisation : Equation du mouvement et bilan des forces**

### **2.1. Système étudié**

Le système, constitué d'une bulle de vapeur entourée par deux bouchons liquides identiques (même longueur et même position d'origine), est visible sur la Figure 1. Les deux bouchons liquides sont soumis à la même pression à leur extrémité, constante et égale à  $P_{v,0}$ . Ceci permet de comparer uniquement les effets de la croissance de la bulle de vapeur sur le mouvement de ces bouchons liquides, le but étant à cette bulle d'atteindre la zone condenseur pour déclencher le fonctionnement auto-entretenu des oscillations ultérieures. La symétrie du problème revient à considérer de manière identique la contribution de ces deux bouchons liquides autour de la

bulle de vapeur. La répartition des phases correspond à un taux de remplissage du FPHP de 50%, c'est-à-dire que les longueurs de la bulle de vapeur et des bouchons liquides sont initialement identiques. L'orientation du FPHP est verticale défavorable, avec le condenseur en-dessous de l'évaporateur. La longueur de ce dernier est de 90 mm de long tandis que celle du condenseur est de 10 mm. Le système est initialement à l'équilibre thermique à l'état de saturation à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$ . La condition limite reviendra à imposer un écart en température, nommée  $\Delta T$ , entre la paroi et la poche de vapeur à  $t = 0$  gardée constante durant la simulation.

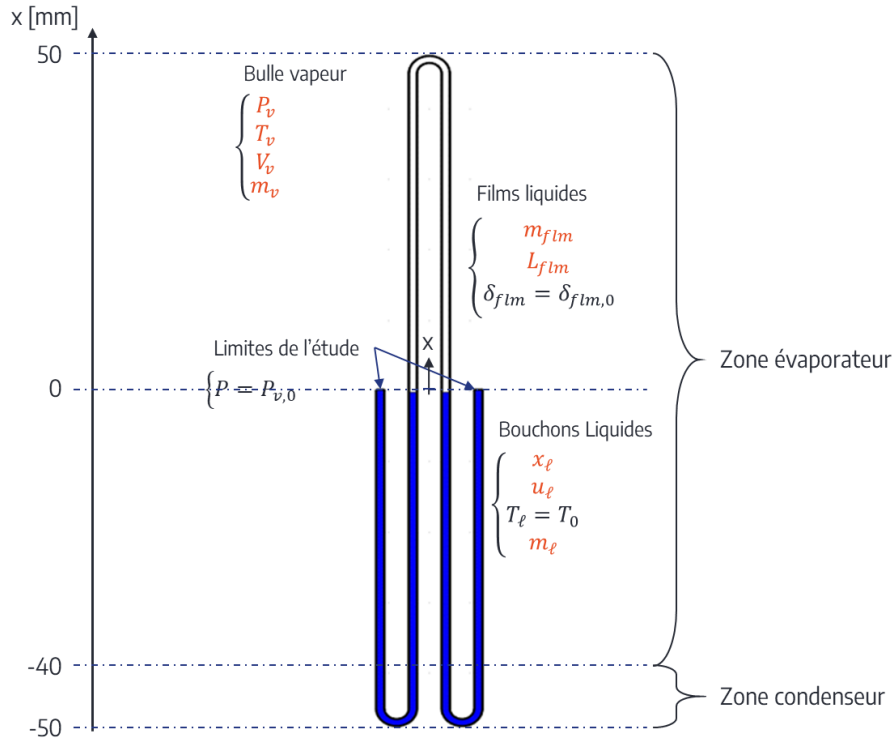


Figure 1: Représentation schématique du système étudié et les variables associées

## 2.2. Hypothèses principales

La phase liquide est considérée incompressible, avec sa température constante. Les échanges de chaleur au niveau du liquide ne sont pas pris en compte. Seul un transfert de masse entre le liquide et la vapeur sera modélisé dans la dernière approche. Concernant la phase vapeur, ses propriétés thermodynamiques, pression, température et masse volumique sont homogènes dans l'espace. L'état initial de la vapeur est pris dans un état d'équilibre à saturation pour une température donnée. Une condition aux limites est imposée à la température de parois supérieure à la température initiale. Ainsi les transferts thermiques se font par convection entre la paroi et la vapeur et/ou par le film liquide qui se dépose sur la paroi lorsque ce dernier est pris en compte. Trois niveaux de modélisation sur l'évolution de la phase vapeur sont étudiés : en suivant la courbe de saturation sans transfert de masse (modèle 1) ; en suivant la loi des gaz parfaits sans transfert de masse (modèle 2), puis idem avec prise en compte de l'évaporation (modèle 3).

## 2.3. Mise en équation et résolution du problème

Le mouvement d'un bouchon liquide (c'est à dire du ménisque) est régi par l'équation de quantité de mouvement (1) :

$$\frac{d}{dt}(m_l u_l) = A_{int} \Delta P - G - 8\pi\mu_l L_l u_l \quad (1)$$

Explicités dans de nombreuses publications [1,4-5], les forces d'inertie de la partie de gauche sont la résultante des forces de pression provoquées par un gradient de pression entre les deux ménisques d'un même bouchon liquide, des forces de gravité et de frottement visqueux. Ainsi le déplacement du liquide dépend de sa masse volumique et de sa viscosité.

L'évolution de la phase vapeur est donnée par l'équation du bilan d'énergie (2) issue du second principe de la thermodynamique avec, dans la partie de gauche, la variation d'énergie interne, et dans celle de droite, les transferts de chaleur sensible  $Q_{sens}$  (3) et latent  $Q_{lat}$  (cf. §3.3) ainsi que le travail des forces de pression.

$$m_v c_v \dot{T}_v = Q_{sens} + Q_{lat} - P_v \dot{V}_v \quad (2)$$

Le transfert thermique par chaleur sensible par convection se produit entre la température de paroi  $T_w$  et de la vapeur  $T_v$  à travers la surface associée  $S_w$  et par le nombre de Nusselt [7].

$$Q_{sens} = H_v S_w (T_w - T_v), \text{ avec } H_v = \frac{Nu \lambda_v}{D_h} \text{ où } Nu = 4 \quad (3)$$

### 3. Evolution de la phase vapeur

#### 3.1. Modèle 1 : Phase vapeur à l'état de saturation

La première approche, proposée par Kim et al. [6], est de maintenir la vapeur dans un état de saturation, soit que la pression à l'intérieur de la poche de vapeur corresponde à la pression de saturation à la température associée. Par conséquent une différence de température relativement faible entre la paroi et la vapeur implique dans les premiers instants de la simulation une augmentation rapide de la température de la vapeur (équations (2) et (3)). La pression augmente ainsi rapidement engendrant une expansion de la bulle de vapeur qui provoque une chute soudaine de la température (voir Figure 2). Lorsque la température de la vapeur se rapproche de la température de paroi, l'effet s'estompe et une partie de l'énergie apportée par la chaleur sensible est consommée par la variation du volume, ce qui a pour conséquence de ralentir le mouvement du bouchon liquide.

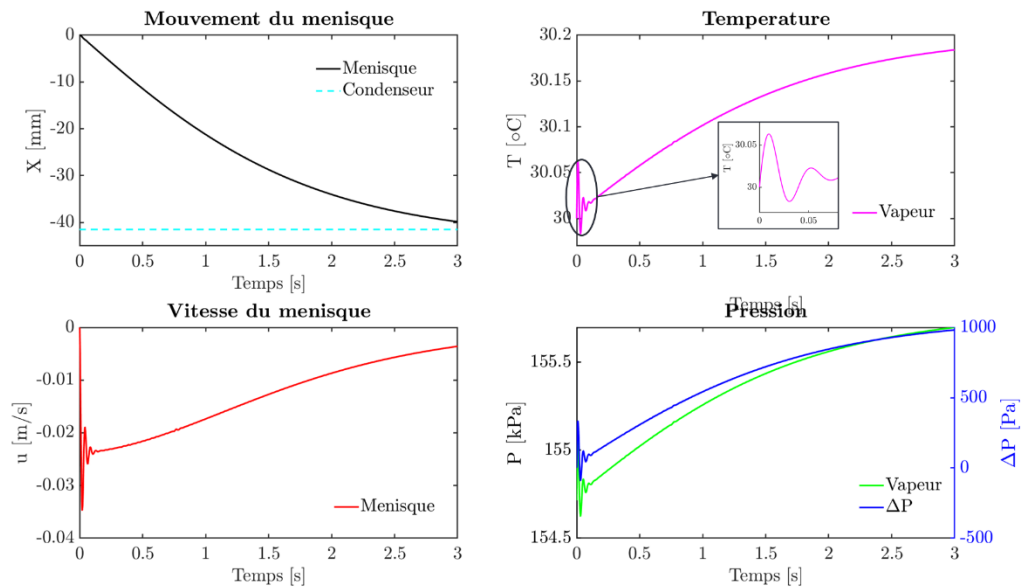


Figure 2: Déplacement du ménisque et évolution de la température et de la pression de la vapeur pour le fluide R1233zde à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 0,2^\circ\text{C}$  (modèle 1)

### 3.2. Modèle 2 : Gaz parfait

Dans la seconde approche, la vapeur suit le comportement de la loi des gaz parfaits sans tenir compte de l'évaporation, ce qui permet d'ajouter une équation supplémentaire pour calculer la pression de vapeur (4). Etant donné que la relation des gaz parfaits demande à être corrigée proche de la courbe de saturation, le facteur de compressibilité  $Z$  est introduit [8] et sa variation évaluée numériquement.

$$V_v \dot{P}_v = Z m_v r T_v \dot{T}_v + Z r T_v \dot{m}_v + m_v r T_v \dot{Z} - P_v \dot{V}_v \quad (4)$$

La Figure 3 montre, à gauche, la vitesse et le déplacement associés au ménisque et à droite une décomposition des termes de l'équation (4) pour un écart en température de  $1^\circ\text{C}$ . En comparaison avec le déplacement donné par le modèle 1 à saturation ( $\Delta T = 0,2^\circ\text{C}$ ), le déplacement devient imperceptible avec la relation des gaz parfaits. Cela s'explique par l'impact de la différentielle de volume qui s'oppose directement à la différentielle de pression. Dans le même temps, l'augmentation de la température par chaleur sensible initie le mouvement mais devient rapidement négligeable devant l'expansion du volume. A noter que la prise en compte du facteur de compressibilité n'est pas à négliger durant les premiers instants de la simulation.

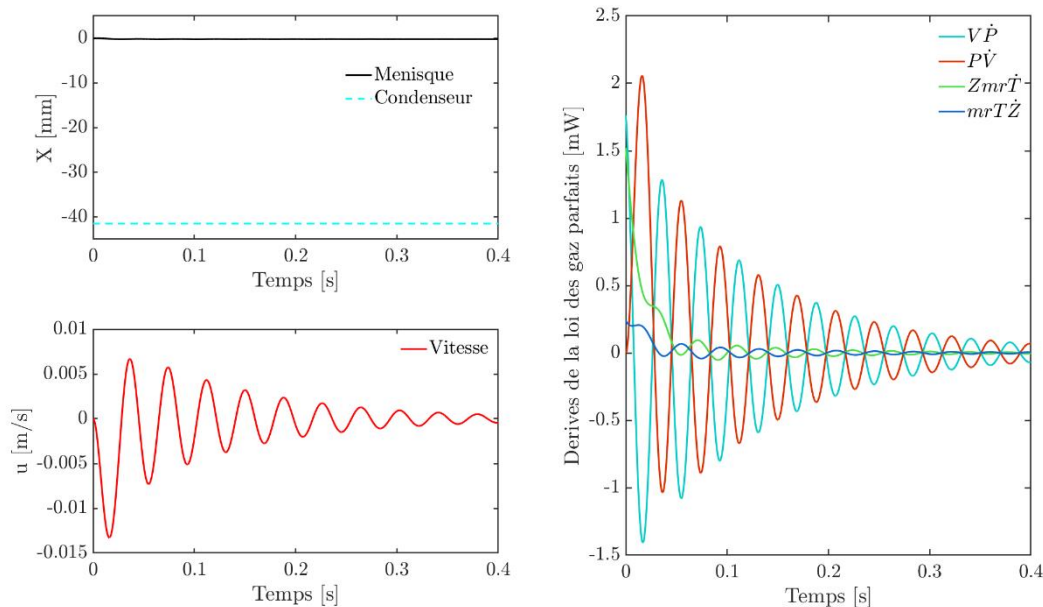


Figure 3: Comparaison de la contribution de chacun des termes de l'équation dérivée des gaz parfaits pour le fluide R1233zde à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 1^\circ\text{C}$  (modèle 2)

### 3.3. Modèle 3 : Gaz parfaits et transfert de masse par évaporation

Afin de compléter le modèle 2 précédent, les transferts de masse par évaporation sont pris en compte au niveau du film mince liquide. Bien que l'évaporation du ménisque et de la ligne triple soient présents dans les transferts, ils sont considérés ici négligeables au regard de l'évaporation du film mince. Le film mince liquide se dépose suite au passage du ménisque sur une paroi asséchée. Son épaisseur est considérée constante et est calculée en fonction du nombre capillaire ( $Ca = \mu_l u_l / \sigma$ ) [9].

Daimaru et al. et Nikolayev [4-5], évoquent l'évaporation du film liquide en donnant le débit d'évaporation (5) en fonction de la géométrie du film liquide, de la chaleur latente de vaporisation et de la différence de température entre la température de la paroi et la température de saturation à la pression de la vapeur.

$$\dot{m}_v = \frac{\lambda_l}{\delta_{flm} h_{lv}} \mathcal{P} L_{flm} (T_w - T_{sat}) \quad (5)$$

Le transfert thermique par chaleur latente est sujet à de nombreuses discussions [5]. La forme retenue est l'équation (6) qui fait intervenir la constante des gaz parfaits, la température et le débit de fluide évaporé.

$$Q_{lat} = r T_v \dot{m}_v \quad (6)$$

Sur la Figure 4, l'apport d'énergie dans le système par chaleur latente n'est pas négligeable mais intervient plus tard dans l'expansion de la vapeur, après un dépôt suffisant de film liquide. Alors que l'apport d'énergie par chaleur sensible est nécessaire pour initier le mouvement (chauffage initial de la phase vapeur), l'évaporation permet d'entretenir l'expansion de la poche vapeur et donc le déplacement du ménisque. Le condenseur est alors atteint à partir d'une différence de température supérieure à  $0,19^\circ\text{C}$  (graphes de gauche).

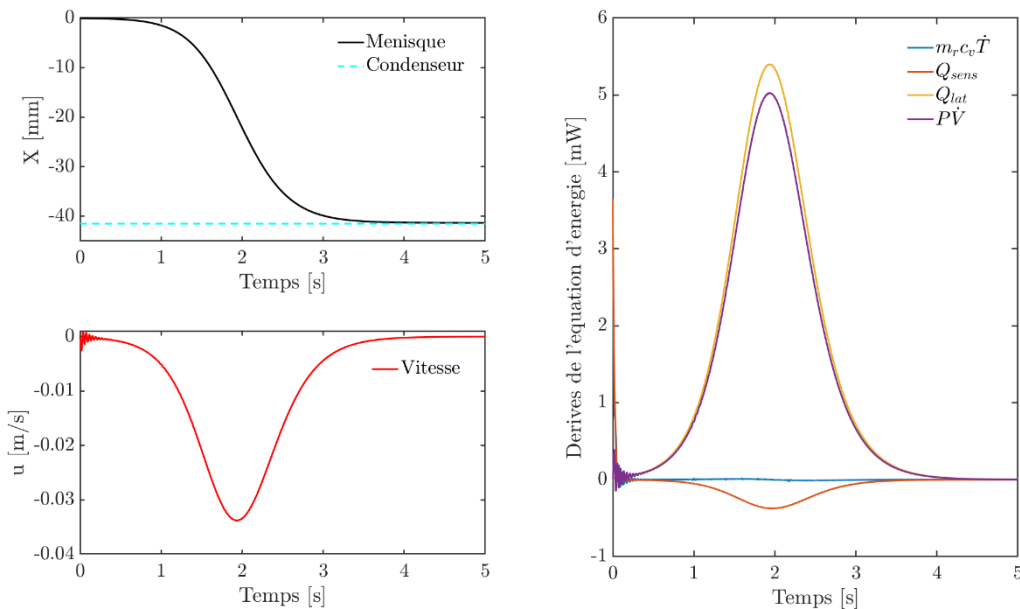


Figure 4: Comparaison des différents termes de l'équation d'énergie pour le fluide R1233zde à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 0,19^\circ\text{C}$  (modèle 3)

## 4. Analyses et comparaisons des résultats pour les différentes approches de modélisation

### 4.1. Choix des fluides de travail et leurs propriétés thermodynamiques associées

Les contraintes liées à l'industrie automobile ainsi qu'à l'environnement du système étudié limitent la liste des fluides de travail potentiels. Les fluides doivent donc être non toxiques, respecter les normes environnementales en vigueur, être ininflammables, et avoir un comportement stable dans la gamme de température de  $-40^\circ\text{C}$  à  $80^\circ\text{C}$ . Par conséquent les fluides frigorigènes dont l'indice GWP est supérieur à 150 sont écartés pour ne laisser place qu'aux fluides de dernière génération. De plus, la proximité du fluide avec les organes électriques du véhicule nécessite un caractère diélectrique en conséquence. Le Tableau 1 énumère les différents fluides retenus ainsi que leurs propriétés thermodynamiques principales. L'ammoniac, non autorisé, est présent dans l'étude à simple titre de comparaison avec les fluides frigorigènes.

| Fluides  | $\rho_l$<br>kg.m <sup>-1</sup> | $\rho_v$<br>kg.m <sup>-1</sup> | $c_v$<br>kJ.kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> | $h_{lv}$<br>kJ.kg <sup>-1</sup> | $(dP/dT)_{sat}$<br>kPa.K <sup>-1</sup> |
|----------|--------------------------------|--------------------------------|--|---------------------------------|--|
| HFE 7000 | 1390,8                         | 7,27                           | 0,88   | 135,4                           | 3,26                                   |
| R1233zde | 1250,6                         | 8,51                           | 0,75   | 188,5                           | 5,33                                   |
| R1234zez | 1211,1                         | 10,36                          | 0,80   | 203,1                           | 7,0                                    |
| R1234zee | 1146,4                         | 30,52                          | 0,85   | 163,1                           | 16,87                                  |
| R1234yf  | 1073,3                         | 43,73                          | 0,89   | 141,2                           | 21,24                                  |
| Ammoniac | 595,4                          | 9,05                           | 2,20   | 1144,6                          | 34,68                                  |

Tableau 1: Propriétés thermodynamiques des fluides de travail à une température de 30°C

#### 4.2. Classement relatif des fluides étudiés

Les hypothèses choisies durant la modélisation du déplacement du bouchon liquide impactent fortement les résultats. Bien que de nombreuses hypothèses ont été prises sur l'évolution du film liquide et son évaporation, le choix s'est orienté sur la présentation de l'évolution de la pression à l'intérieur d'une bulle de vapeur suivant les deux approches (1) et (3).

La Figure 5 associée au Tableau 2 montre des tendances différentes entre les modèles et entre les fluides. Le profil du déplacement est différent pour les deux cas de figure. En effet, le démarrage du mouvement est fortement ralenti lorsque la vapeur se comporte comme un gaz parfait. Phénomène déjà évoqué précédemment, l'apport d'énergie par chaleur sensible ne suffit pas au regard du travail des forces de pression pour initier le mouvement. Celui-ci ne persiste qu'avec l'augmentation du taux de chaleur générée par l'évaporation du film liquide (Figure 4).

L'évaporation du film liquide tend ensuite à accélérer le déplacement du ménisque. Or pour deux fluides (R1234zee et R1234yf), l'effet est contraire. Ils atteignent le condenseur plus lentement avec le modèle gaz parfait et évaporation qu'avec le premier modèle à saturation. Pour ces deux fluides, l'énergie générée par l'évaporation n'est pas suffisante pour contrebalancer l'augmentation du volume.

Enfin l'étude comparative entre les fluides de travail montre qu'un compromis se présente entre l'écart minimal en température pour amorcer les oscillations et la vitesse à laquelle évolue le bouchon liquide. Ainsi les fluides ayant la valeur de  $(dP/dT)_{sat}$  la plus élevée comme le R1234yf demande un écart en température relativement faible (0,045°C) mais un temps de réponse relativement long (>50 s).

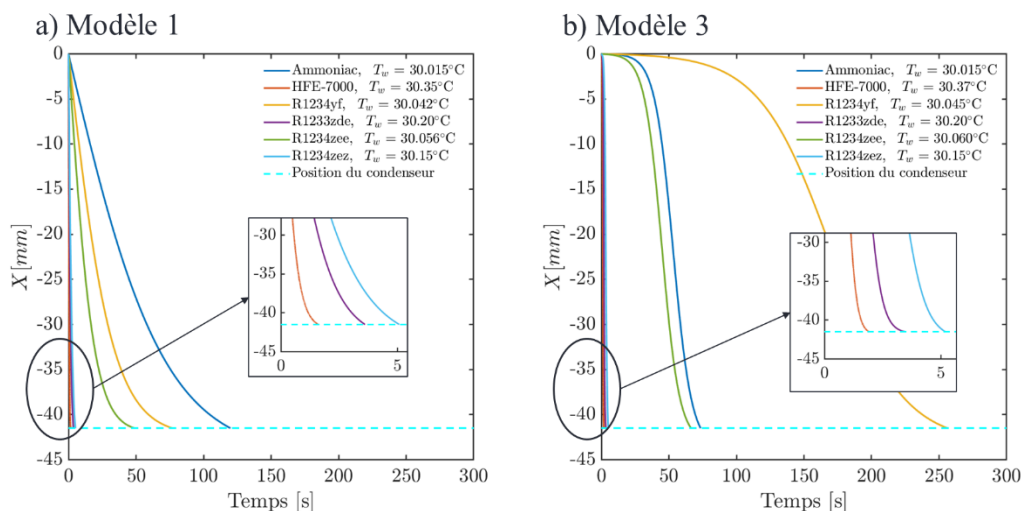


Figure 5: Déplacement du ménisque pour différents fluides avec l'écart minimal en température pour atteindre le condenseur ( $T_0 = 30^\circ\text{C}$ , modèle 1 et 3)

| Fluides  | Modèle 1 : saturation |         | Modèle 3 : GP + évaporation |         |
|----------|-----------------------|---------|-----------------------------|---------|
|          | $\Delta T$ [°C]       | $t$ [s] | $\Delta T$ [°C]             | $t$ [s] |
| HFE 7000 | 0,35                  | 2,3     | 0,37                        | 1,9     |
| R1233zde | 0,19                  | 7,4     | 0,20                        | 3,5     |
| R1234zez | 0,14                  | 10,4    | 0,15                        | 5,2     |
| R1234zee | 0,056                 | 49      | 0,060                       | 66      |
| R1234yf  | 0,042                 | 77      | 0,045                       | 256     |
| Ammoniac | 0,015                 | 120     | 0,015                       | 73      |

Tableau 2: Ecart minimal en température ( $T_0 = 30^\circ\text{C}$ ) pour atteindre le condenseur avec la durée associée pour deux approches de modélisation

## 5. Conclusion

L'étude du niveau de modélisation sur l'évolution de la phase vapeur dans une branche unitaire de caloduc oscillant dans une situation particulière défavorable (verticale et source froide vers le bas), donne une approche comparative de différents fluides de travail et de leurs propriétés thermodynamiques. Considérer l'état thermodynamique de la vapeur dans un état de saturation ou comme un gaz parfait donne des résultats et des tendances très différentes.

Le démarrage du mouvement est initié par la contribution de la chaleur sensible mais est rapidement ralenti par le travail des forces de pression. L'évaporation du film liquide joue alors un rôle primordial pour entretenir le mouvement.

Le rapport  $(dP/dT)_{sat}$  n'est pas le paramètre le plus prépondérant pour comparer relativement les fluides de travail. Bien qu'une valeur élevée demande une instabilité en température relativement faible, la vitesse de déplacement du ménisque n'est pas à négliger.

## Références

- [1] A. Yoon, S. J. Kim, *Characteristics of oscillating flow in a micro pulsating heat pipe: Fundamental-mode oscillation*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 109 (2013), 242-253
- [2] G. Rouaze, J. B. Marcinichen, F. Cataldo, P. Aubin, J. R. Thome, *Simulation and experimental validation of pulsating heat pipes*, Applied Thermal Engineering, 196 (2021), 117271
- [3] K. O., K. W., S. C., S. M., S. R., A. P., B. F., E. S., T. Daimaru, *Three-dimensional heat transfer analysis of flat-plate oscillating heat pipes*, Applied Thermal Engineering, 195 (2021), 117189
- [4] T. D., H. N., M. A., K. T., A. O., H. Sugita, *Comparison between Numerical Simulation and On-orbit Experiment of Oscillating Heat Pipes*, 46<sup>th</sup> ICES (Vienna, Austria, 10-14 July 2016)
- [5] V. Nikolayev, *Physical principles and state-of-the-art of modelling of the pulsating heat pipe: A review*, Applied Thermal Engineering, 195 (2021), 117111
- [6] J. Kim, S. J. Kim, *Experimental investigation on working fluid selection in a micro pulsating heat pipe*, Energy Conversion and Management, 205 (2020), 112462
- [7] Y. Han, N. Shikazono, N. Kasagi, *The effect of liquid film evaporation on flow boiling heat in a micro tube*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 55 (2012), 547-555
- [8] Y. A. Cengel, M. Boles, *Thermodynamics – An Engineering Approach*, Fifth Edition, 2005
- [9] Y. Han, N. Shikazono, *Measurement of liquid film thickness in micro square channel*, International Journal of Multiphase Flow, 35 (2009), 896-903

## Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE, établie entre le laboratoire Pprime de Poitiers et Stellantis (Site de Carrières sous Poissy), par le biais de l'OpenLab Fluidics.