

# Ébullition en milieu poreux : analyse expérimentale de la stabilité du front zone liquide–zone diphasique

Didier Stemmelén\*, Pascal Dominiak, Christian Moyne

Lemta, UMR 7563 CNRS, 2, av. de la Forêt-de-Haye, 54516 Vandœuvre-lès-Nancy cedex, France

(Reçu le 17 juin 1998, accepté le 3 décembre 1998)

Abridged English version at the end of the text

**Abstract — Boiling in porous media: experimental analysis of the stability of the front between the liquid and the two-phase zone.** We are interested in the problem of boiling in a porous column made up of glass beads saturated with water. The temperature of the plate at the bottom of the column is fixed at a value higher than the boiling point of water. The temperature at the top of the column is imposed at a value allowing a liquid zone to be present (by re-condensation), whereas the pressure is kept at the atmospheric value. We report in this paper different tests for which we have modified the size of the beads in order to obtain stable and unstable situations. In the last case, instabilities appear in the form of periodic oscillations of the temperature field and are accompanied by outlet then inlet of water through the permeable upper surface ('Geyser effect'). After having mentioned the 1D treatment of stable situations, we examine unstable ones for which the convection in the liquid zone plays a disturbing effect. A simplified linear stability analysis taking into account the increase of effective conductivity of the liquid zone with free convection is carried out with a view to obtaining a new stability criterion. © Elsevier, Paris.

boiling / phase change / porous medium/ stability / convection / experimentation

**Résumé —** Cet article s'intéresse au problème de l'ébullition dans une colonne poreuse constituée d'un empilement de micro-billes de verre saturé d'eau. La température de la plaque à la base de la colonne est fixée à une valeur supérieure à la température d'ébullition de l'eau. La température en haut de la colonne est imposée à une valeur permettant le maintien d'une zone liquide (par recondensation), la pression y étant fixée à la pression atmosphérique. Nous présentons ici différents essais, pour lesquels nous avons modifié la taille des billes de façon à obtenir des régimes stables et d'autres instables. Dans ce dernier cas, les instabilités se présentent sous la forme d'oscillations périodiques du champ de température et s'accompagnent de phases d'expulsion et d'aspiration du liquide au travers de la surface supérieure perméable («effet geyser»). Après avoir rappelé la façon dont peuvent être modélisées les situations stables, nous nous intéressons à celles instables, pour lesquelles la convection en zone liquide joue un rôle perturbateur. Une analyse linéaire de stabilité simplifiée, prenant en compte l'augmentation de la conductivité effective de la zone liquide lorsque la convection naturelle se développe, est menée en vue de la détermination d'un nouveau critère de stabilité. © Elsevier, Paris.

ébullition / changement de phase / milieu poreux / stabilité / convection / expérimentation

## Nomenclature

$c$	capacité thermique massique.....	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
$C$	coefficient de l'équation (24)	
$d_m$	diamètre moyen des billes constituant le milieu poreux.....	m
$D$	dénominateur du membre de droite de l'expression (8).....	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}$
$F$	fonction de Leverett	
$g$	accélération de la pesanteur.....	$m \cdot s^{-2}$
$h$	coefficient d'échange pour les pertes latérales.....	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$

$H$	hauteur.....	m
$H_0$	hauteur de la couche poreuse.....	m
$K$	perméabilité intrinsèque.....	$m^2$
$K_r$	perméabilité relative	
$L_v$	chaleur latente de vaporisation.....	$J \cdot kg^{-1}$
$n$	densité de flux massique.....	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
$P$	pression.....	Pa
$q_0$	densité de flux de chaleur.....	$W \cdot m^{-2}$
$r$	nombre complexe	
$Ra$	nombre de Rayleigh de filtration	
$S$	saturation	
$t$	variable de temps.....	s
$T$	température.....	K
$V$	vitesse de filtration du fluide.....	$m \cdot s^{-1}$

\* Correspondance et tirés à part.  
 Didier.Stemmelén@ensem.u-nancy.fr

$x$	variable d'espace.....	m
$X$	position du front.....	m
$\dot{X}$	vitesse du front.....	m·s <sup>-1</sup>
$z$	variable de Landau	

*Symboles grecs*

$\alpha$	coefficient de proportionnalité, cf. équation (23)	
$\beta$	coefficient d'expansion thermique.....	K <sup>-1</sup>
$\varepsilon$	porosité du milieu	
$\lambda$	conductivité thermique.....	W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>
$\nu$	viscosité cinématique.....	m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup>
$\rho$	masse volumique.....	kg·m <sup>-3</sup>
$\sigma$	tension superficielle.....	N·m <sup>-1</sup>
$\xi$	coefficient d'augmentation de la conductivité équivalente de la zone liquide en fonction de $Ra$ , cf. équation (25)	

*Indices*

c	capillaire
cr	critique
eau	grandeur relative à l'échangeur à eau (en haut de colonne)
eb	ébullition
eq	équilibre
exp	expérimental
huile	grandeur relative au bain d'huile (en bas de colonne)
irr	irréductible
l	grandeur relative à la zone liquide
min	minimum
plq	relative à la plaque de cuivre (à la base de la colonne)
v	grandeur relative à la zone vapeur
2 $\phi$	grandeur relative à la zone diphasique

*Exposants*

*	variable réduite ou relative au milieu poreux
~	perturbation autour de la position d'équilibre

## 1. INTRODUCTION

L'ébullition en milieux poreux est le phénomène accompagnant le passage à l'état de vapeur d'un liquide chauffé au sein d'une structure poreuse. Plusieurs phénomènes vont entraîner des différences importantes par rapport à l'ébullition nucléée d'un liquide. La présence de la matrice solide sous forme d'obstacles multiples contribue à limiter la croissance des bulles. Par sa perméabilité, elle va permettre le développement de gradients de pression dans le liquide de nature à modifier sensiblement la valeur de sa température de saturation. Par l'existence de nombreuses interfaces liquide-vapeur, les effets de capillarité vont pouvoir

jouer un rôle déterminant, notamment pour des milieux poreux à faibles rayons de pore. Enfin, la surface spécifique importante du milieu poreux favorisera les mécanismes de vaporisation par multiplication des sites de nucléation.

Depuis une vingtaine d'années, différents travaux expérimentaux ou théoriques se sont attachés à décrire et modéliser les mécanismes de transfert de chaleur et de masse accompagnant l'ébullition en milieu poreux. Plusieurs situations ont été envisagées :

– celles pour lesquelles l'ébullition se fait «en masse» ; c'est le cas notamment du refroidissement d'un milieu poreux dont la matrice solide aurait été initialement portée à une température supérieure à la température de saturation du liquide de refroidissement (simulation d'accidents de centrales nucléaires, refroidissement de moules de fonderie, arrosage de matériaux de construction après incendie [1–3]) ; cela peut également correspondre à des situations où l'apport de chaleur se fait en volume dans le matériau (séchage micro-ondes ou hautes fréquences [4], chauffage par induction [5–7]) ;

– d'autres pour lesquelles l'apport de chaleur se fait à partir de l'une des frontières du milieu poreux.

Une fois encore, il faudra distinguer les situations pour lesquelles le liquide circule en convection forcée dans le milieu poreux [8–10] (cas des échangeurs poreux ou des pompes thermocapillaires) de celles plus traditionnellement abordées, correspondant à une ébullition en vase clos [11–15, 17]. C'est plutôt de cette dernière situation dont il va être question dans la suite de cet article.

Les travaux entrepris au Lemta dans ce domaine ont essentiellement porté sur l'ébullition d'une couche poreuse chauffée par le bas et refroidie par le haut [17–18]. Cette configuration présente un intérêt pratique (réservoirs géothermiques, stockage souterrain de déchets radioactifs...), mais correspond aussi à un problème devenu, au fil des années, quelque peu classique, ce dont témoignent les nombreux travaux qui s'y rapportent [11–20]. La possibilité d'obtenir un régime permanent, ainsi que le caractère fondamentalement instable de ce type de situation (convection naturelle en zone liquide [19–21], instabilité du front entre la zone diphasique et la zone liquide [18, 22], instabilité gravitationnelle [23] lorsque le fluide lourd se trouve au-dessus du fluide le plus léger), expliquent également l'intérêt porté à cette question.

## 2. RÉGIME PERMANENT

Nous rappelons ici la façon dont sont modélisés les transferts lorsqu'un régime permanent peut-être obtenu [14, 17]. La modélisation est 1D verticale. Elle suppose une répartition en plusieurs zones (*figure 1*) :

– une zone saturée par le liquide au sommet de la colonne,

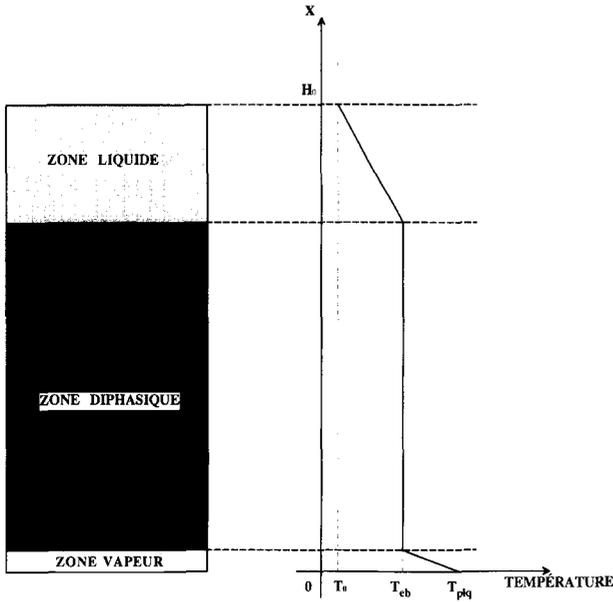


Figure 1. Schéma du modèle d'ébullition à une dimension.  
Figure 1. Sketch of the 1D boiling model.

- une zone intermédiaire «diphassique», quasi isotherme,
- une zone saturée par de la vapeur au voisinage de la plaque chaude.

Cette répartition est mise clairement en évidence à partir d'un profil de température dans le milieu.

Le transfert thermique est généralement considéré comme purement conductif dans les zones liquide et vapeur :

$$q_0 = -\lambda_l^* \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_l = -\lambda_v^* \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_v \quad (1)$$

avec  $q_0$  la densité de flux de chaleur traversant le milieu,  $\lambda_l^*$  et  $\lambda_v^*$  les conductivités thermiques des zones liquide et vapeur.

En revanche, dans la zone diphassique, le transfert s'effectue essentiellement par transport de la chaleur latente de vaporisation, c'est-à-dire, en négligeant le transfert conductif :

$$q_0 = L_v n_v \quad (2)$$

avec  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation du liquide et  $n_v = \rho_v \nu_v$  la densité de flux massique de vapeur parcourant la zone diphassique.

Ce flux massique de vapeur s'établit en réponse au gradient de pression  $\frac{dP_v}{dx}$  existant dans la zone diphassique. L'équilibre massique du système impose alors l'existence d'un flux de liquide vers le bas qui a

lieu sous l'effet conjugué de la gravité et de la capillarité, de sorte que :

$$n_l + n_v = 0 \quad (3)$$

En supposant valide la loi de Darcy généralisée, nous pouvons écrire :

$$n_l = \rho_l V_l = -\frac{K K_{rl}}{\nu_l} \left[ \frac{dP_l}{dx} + \rho_l g \right] \quad (4)$$

$$n_v = \rho_v V_v = -\frac{K K_{rv}}{\nu_v} \left[ \frac{dP_v}{dx} + \rho_v g \right] \quad (5)$$

Les pressions du liquide et de la vapeur sont reliées par l'expression de la pression capillaire :

$$P_c = P_v - P_l \quad (6)$$

Les grandeurs  $K_{rl}$ ,  $K_{rv}$  et  $P_c$  sont des fonctions de la saturation réduite  $S^*$  :

$$S^* = \frac{S - S_{irr}}{1 - S_{irr}} \quad (7)$$

où  $S$  désigne la saturation en liquide de la zone diphassique et  $S_{irr}$  la saturation pour laquelle la phase liquide devient discontinue ( $K_{rl}(S_{irr}) = 0$ ).

La résolution de ce modèle en zone diphassique revient alors à intégrer l'équation suivante :

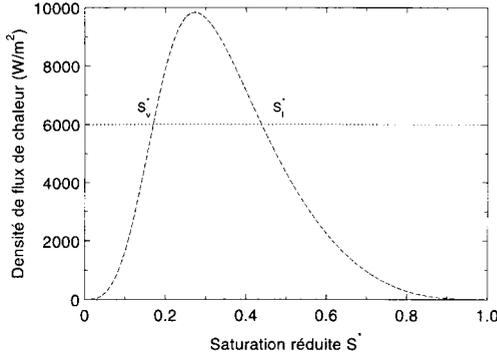
$$\frac{dx}{dS^*} = \frac{\frac{dP_c(S^*)}{dS^*}}{(\rho_l - \rho_v)g - \frac{q_0}{K L_v} \left[ \frac{\nu_v}{K_{rv}(S^*)} + \frac{\nu_l}{K_{rl}(S^*)} \right]} \quad (8)$$

Pour effectuer cette intégration, il est nécessaire de connaître les valeurs pour lesquelles le dénominateur  $D(S^*)$  de cette expression s'annule. Nous avons représenté sur la figure 2 les solutions de l'équation  $D(S^*) = 0$  lorsque la densité de flux de chaleur varie à la fois pour les modèles de perméabilité relative  $K_{rl} = S^{*3}$  et  $K_{rv} = (1 - S^*)^3$ . Dans cet exemple, le liquide est de l'eau et la perméabilité intrinsèque du milieu est prise égale à  $2,4 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$  (valeur correspondant à des billes de verre de diamètre 200–250  $\mu\text{m}$ ).

Suivant la valeur de  $q_0$ , il y a zéro, une ou deux solutions,  $S_l^*$  et  $S_v^*$ . On notera au passage que les solutions  $S_l^*$  et  $S_v^*$  correspondent à celles de réservoirs dits respectivement «à dominante liquide» et «à dominante vapeur», dans le cas où les effets capillaires sont négligés.

La valeur de la densité de flux de chaleur pour laquelle il existe une solution unique (maximum de la courbe de la figure 2) est appelée densité de flux critique et notée  $q_{cr}$ . Elle vaut dans cet exemple  $9830 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ . Il est important de noter que, comme le montre la relation (9), la valeur de  $q_{cr}$  ne dépend pas des effets de capillarité.

$$q_{cr} = \frac{(\rho_l - \rho_v)g K L_v}{\left[ \frac{\nu_v}{K_{rv}(S^*)} + \frac{\nu_l}{K_{rl}(S^*)} \right]} \quad (9)$$



**Figure 2.** Densité de flux de chaleur en fonction de la saturation réduite.

**Figure 2.** Heat flux density versus reduced saturation.

Ce sont les conditions aux limites qui vont ensuite déterminer la façon dont va s'effectuer l'intégration de l'équation (8). Deux cas doivent être envisagés.

### 2.1. Premier cas : $q_0 < q_{cr}$

Il existe deux valeurs de saturation  $S_l^*$  et  $S_v^*$  pour lesquelles  $D(S^*) = 0$ .

Pour la situation qui nous intéresse, et dans laquelle existe en permanence une zone liquide, l'intégration de l'équation (8) va s'effectuer à partir de l'interface zone liquide–zone diphasique ( $S^* = 1$ ), jusque vers la valeur limite  $S_l^*$ . En toute rigueur, il est possible d'obtenir une zone diphasique d'extension infinie. Il n'y a donc pas de zone vapeur. La hauteur  $H_0$  du milieu poreux étant finie, nous déterminons alors la hauteur de la zone diphasique à partir de la hauteur de la zone liquide, déduite simplement de la relation (1) :

$$H_{2\phi} = H_0 - H_1 \quad (10)$$

avec 
$$H_1 = \lambda_l^* \frac{T_{eb} - T_0}{q_0} \quad (11)$$

*Remarque :* Il faut évidemment que  $q_0 > \lambda_l^* \frac{T_{eb} - T_0}{H_0}$  pour qu'apparaisse une zone diphasique.

Le profil de saturation réduite dans la zone diphasique se calcule alors aisément à partir de l'équation (8), l'intégration pouvant s'effectuer jusqu'à la valeur  $S_{min}^*$ , telle que :

$$H_{2\phi} = \int_{S_{min}^*}^{S^*=1} \left( \frac{\frac{dP_c(S^*)}{dS^*}}{(\rho_l - \rho_v)g - \frac{q_0}{K L_v} \left[ \frac{\nu_v}{K_{rv}(S^*)} + \frac{\nu_l}{K_{rl}(S^*)} \right]} \right) dS^* \quad (12)$$

### 2.2. Deuxième cas : $q_0 > q_{cr}$

Par intégration de l'équation (8), nous obtenons une hauteur de zone diphasique finie :

$$H_{2\phi}^* = \int_{S^*=0}^{S^*=1} \left( \frac{\frac{dP_c(S^*)}{dS^*}}{(\rho_l - \rho_v)g - \frac{q_0}{K L_v} \left[ \frac{\nu_v}{K_{rv}(S^*)} + \frac{\nu_l}{K_{rl}(S^*)} \right]} \right) dS^* \quad (13)$$

Deux cas peuvent alors se présenter.

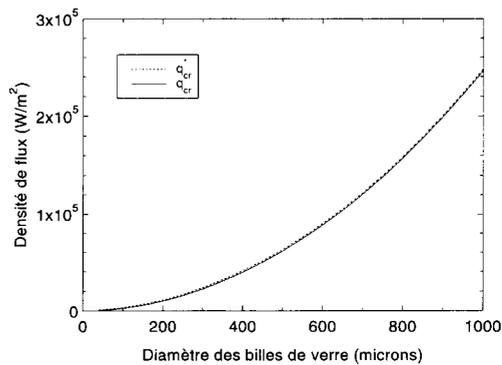
- $H_{2\phi}^* > (H_0 - H_1)$  : il n'existe pas de zone vapeur ; la hauteur  $H_{2\phi}$  de la zone diphasique est déterminée comme précédemment à partir des équations (10) et (11) ; la saturation dans la zone diphasique se calcule comme dans l'équation (12).

- $H_{2\phi}^* < (H_0 - H_1)$  : il existe une zone vapeur d'épaisseur  $H_v$  telle que :

$$H_v = H_0 - H_1 - H_{2\phi}^* \quad (14)$$

Il est donc possible de définir une densité de flux critique  $q_{cr}^*$  pour laquelle cette zone vapeur apparaît. Cette densité de flux, dite d'assèchement, dépend de la courbe de pression capillaire  $P_c(S^*)$  et diffère de la densité  $q_{cr}$ . Dans la pratique, il y a généralement peu de différences entre ces deux valeurs, comme l'indique la *figure 3*, sur laquelle nous avons tracé  $q_{cr}$  et  $q_{cr}^*$  pour différents diamètres de billes (ce qui a pour conséquence de faire varier la perméabilité intrinsèque). La hauteur du milieu  $H_0$  vaut dans ce cas 33,1 cm et sa porosité 0,35. Les perméabilités relatives utilisées sont celles données par le modèle cubique et la courbe de pression capillaire utilisée est obtenue selon [14] :

$$P_c(S^*) = \sigma \sqrt{\frac{\varepsilon}{K}} F(S^*) \quad (15)$$



**Figure 3.** Densité de flux de chaleur critique en fonction du diamètre moyen des billes de verre.

**Figure 3.** Critical heat flux density versus mean bead diameter.

avec

$$F(S^*) = 1,417(1 - S^*) - 2,12(1 - S^*)^2 + 1,263(1 - S^*)^3 \quad (16)$$

La densité de flux est dite «critique» car, lorsque nous faisons varier le flux imposé au bas de la colonne, la température  $T_{plq}$  s'élève brutalement au dessus de la température  $T_{eb}$ , non pas seulement en raison de la faible conductivité thermique de la zone vapeur, comme cela a souvent été avancé ( $\lambda_v^*/\lambda_l^* \approx 0,15$  dans notre cas), mais plutôt à cause de la diminution conjointe de l'extension de la zone liquide et surtout de la zone diphasique.

Cette dernière remarque nous a incité à réaliser des expériences, non pas en densité de flux de chaleur imposée, mais à température  $T_{plq}$  imposée. Cela permet en réalité de travailler au voisinage du flux critique, sans risque de détérioration du dispositif expérimental.

Le développement possible de la convection naturelle dans la zone liquide (peu probable dans la zone vapeur), ne remet pas fondamentalement en cause ce modèle. On peut raisonnablement penser que seule la valeur de la conductivité thermique équivalente  $\lambda_l^*$  de la zone liquide doit être modifiée en fonction du nombre de Rayleigh de filtration  $Ra$  que l'on peut y calculer.

### 3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental représenté sur la *figure 4* tente de reproduire les conditions aux limites illustrées schématiquement sur la *figure 5*.

Le milieu poreux est constitué par un empilement non consolidé de micro-billes de verre. Elles sont disposées dans un tube en inox d'épaisseur de paroi 1 mm, de diamètre intérieur 72 mm et de hauteur 40 cm. La base de la colonne poreuse est en contact avec une plaque en cuivre chauffée par une circulation d'huile thermostatée (température limite du bain d'huile : 160 °C). Un thermocouple inséré dans la plaque de cuivre indique la température  $T_{plq}$  (insertion à 1 mm en dessous de la surface en contact avec le milieu poreux). Un échangeur alimenté par un bain d'eau thermostatée à 20 °C assure le refroidissement en haut de la colonne. La surface supérieure de la colonne est rendue perméable ; un dispositif permet de mesurer, par pesée, les échanges au travers de cette surface, tout en y maintenant des conditions de charge constante sur le liquide. Un système de serrage appuie l'échangeur à eau sur le milieu poreux et évite ainsi la fluidisation du milieu poreux en cours d'essai. Enfin, une isolation à l'aide de laine de verre limite les pertes de chaleur le long du tube.

Le tube est instrumenté à l'aide de 21 thermocouples, disposés comme indiqué sur la *figure 4* et dans le *tableau 1*. L'analyse expérimentale s'effectue à partir

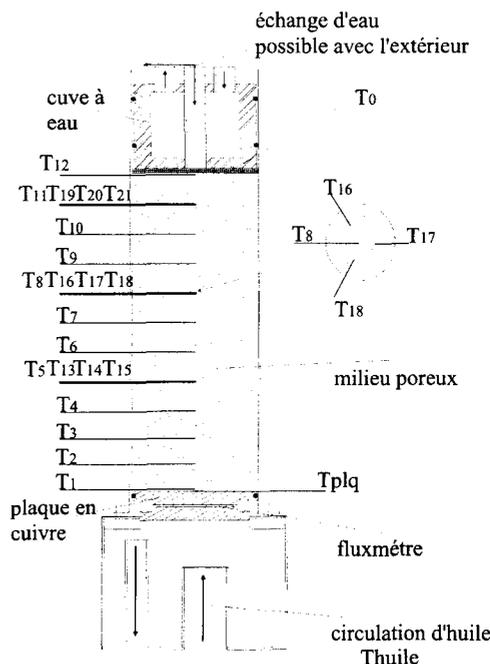


Figure 4. Dispositif expérimental.  
Figure 4. Experimental apparatus.

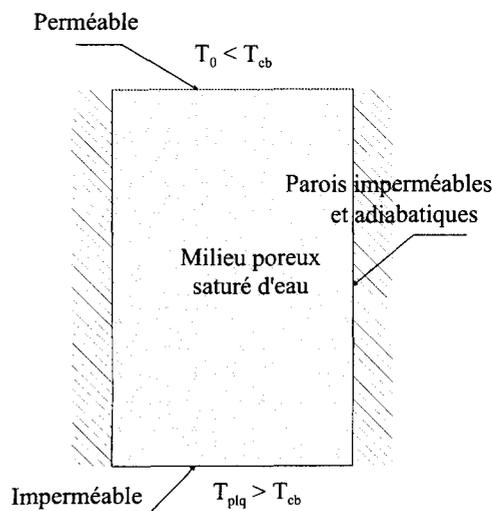


Figure 5. Conditions aux limites imposées à l'expérience.  
Figure 5. Experimental boundary conditions.

des évolutions au cours du temps du champ de températures dans le milieu, de la température à la base de la colonne et, enfin, des quantités d'eau échangées à travers la surface supérieure de la colonne. Un fluxmètre thermique a été installé dans la plaque en cuivre à la base de la colonne. Les mesures données par ce fluxmètre étant entachées d'erreurs (du fait de la dilatation thermique des matériaux) nous avons préféré

TABLEAU I / TABLE I  
Positionnement des thermocouples.  
Thermocouples localisation.

n° thermocouple	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7	T8	T9	T10	T11	T12
Position * (mm)	1	30	60	90	120	150	180	210	240	270	300	330

\* : position repérée à partir du bas (0 pour  $T_{plq}$ ).

ne pas les mentionner. Nous donnerons seulement les ordres de grandeur des flux de chaleur traversant la colonne, calculés à partir d'une estimation du gradient thermique en zone liquide et des pertes latérales le long de la colonne (coefficient d'échange  $h = 1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ).

#### 4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous présentons trois essais d'ébullition en milieu poreux réalisés à partir des mêmes conditions d'expérimentation :

- température du bain thermostaté d'eau :

$$T_{\text{eau}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$$

- température du bain thermostaté d'huile :

$$T_{\text{huile}} = 130 \text{ }^\circ\text{C}$$

- hauteur de la colonne poreuse :

$$H_0 = 33,1 \text{ cm}$$

Lorsque les conditions d'expérimentation sont propres, nous devons obtenir :

$$T_0 \approx T_{\text{eau}} \quad \text{et} \quad T_{plq} \approx T_{\text{huile}} \quad (17)$$

La seule différence entre ces trois essais concerne la taille des billes utilisées. Nous avons indiqué (tableau II) la valeur moyenne de la perméabilité intrinsèque, donnée par la formule de Kozeny-Carman, pour chaque diamètre moyen  $d_m$  de billes.

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_m^2}{180(1 - \varepsilon^2)} \quad (18)$$

TABLEAU II / TABLE II  
Caractéristiques des différents essais.  
Characteristics of the different tests.

	ESSAI 1	ESSAI 2	ESSAI 3
Diamètre des billes ( $\mu\text{m}$ )	40-70	200-250	800-1 200
Perméabilité intrinsèque ( $\text{m}^2$ )	$2,1 \cdot 10^{-12}$	$3,6 \cdot 10^{-11}$	$7,1 \cdot 10^{-10}$

L'empilement de billes est initialement saturé à l'aide d'eau distillée, la pleine saturation en eau s'effectuant en faisant d'abord le vide dans la colonne. L'huile chaude est mise en circulation à partir de l'instant initial et les données expérimentales sont relevées jusqu'en fin d'essai.

#### 4.1. Résultats de l'essai 1

Nous présentons sur la figure 6 les résultats concernant cette expérience réalisée avec des billes de verre de 40-70  $\mu\text{m}$ . Comme l'indique la figure 6a, la condition (17) où  $T_0 \approx T_{\text{eau}}$  et  $T_{plq} \approx T_{\text{huile}}$  semble vérifiée. Ces courbes mettent en évidence un régime permanent stable conforme à la description que nous avons présentée dans la partie précédente.

Comme le montre la figure 6b, les températures dans le plan  $x = 30 \text{ cm}$  sont sensiblement égales, mettant ainsi en évidence l'absence de convection naturelle dans la zone liquide pour cet essai. Ceci se confirme par une estimation du nombre de Rayleigh de filtration dans la zone liquide ( $Ra \approx 1$ ).

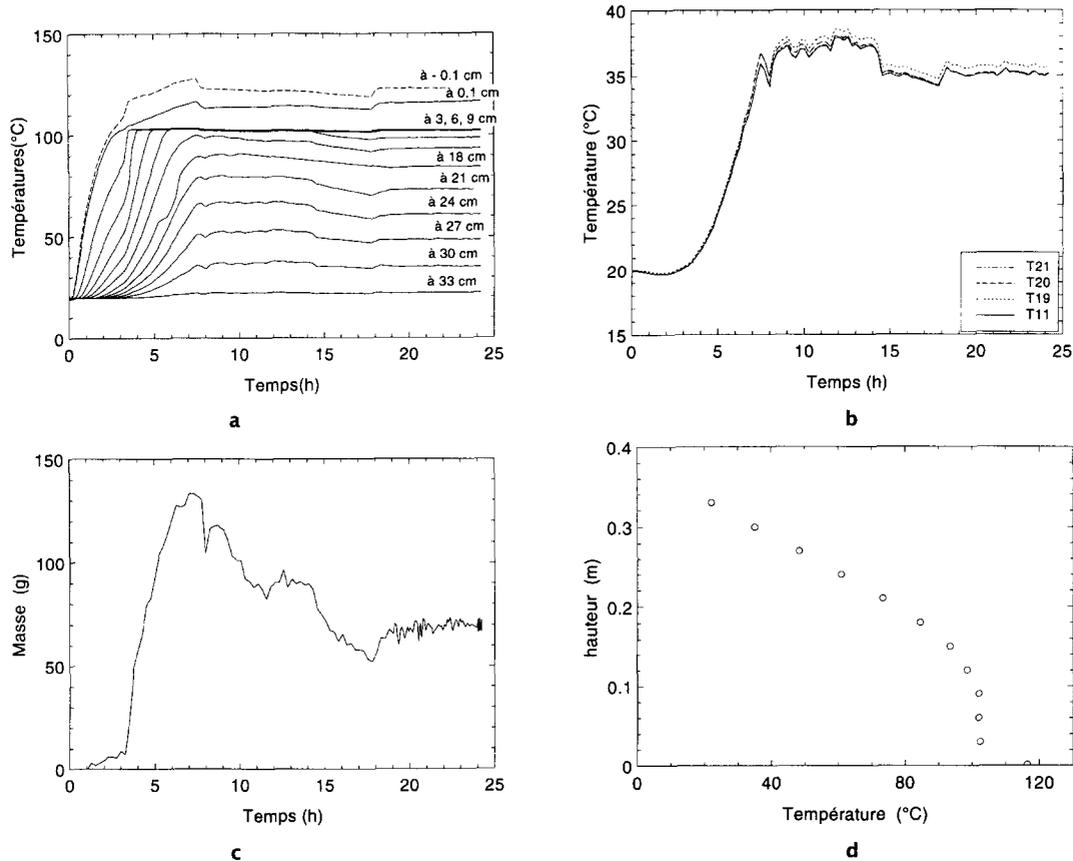
Le milieu expulse jusqu'à 130 g d'eau (figure 6c) pour ensuite arriver, en régime permanent, à une masse expulsée stable de 70 g.

Enfin, le profil de température en fin d'expérience (figure 6d) confirme la pertinence du modèle 1-D permanent évoqué précédemment : présence d'une zone liquide, d'une zone diphasique et d'une zone vapeur. D'ailleurs, la valeur estimée du flux de chaleur pour cet essai ( $q_0 = 1400 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) est du même ordre de grandeur que celle, théorique, donnée par la figure 3, pour des diamètres moyens de billes équivalents.

#### 4.2. Résultats de l'essai 2

Les différentes courbes de la figure 7 illustrent les résultats concernant les billes de verre de granulométrie 200-250  $\mu\text{m}$ . Les conditions (17) de température imposée aux extrémités de la colonne (figure 7a) semblent dans ce cas un peu plus difficiles à réaliser, en raison du flux de chaleur plus important à faire transiter au travers du milieu.

Comme le montre l'ensemble de ces courbes, le régime établi après plusieurs heures d'essai est instationnaire. Les résultats obtenus sont similaires à ceux rapportés dans les articles [13] et surtout [18], et sont caractérisés par des oscillations quasi périodiques et de forte amplitude du champ de température dans la zone liquide : la période des oscillations est ici de l'ordre de 45 minutes et les élévations de température dans le milieu peuvent atteindre 35 K (figure 7c). Ces oscillations s'accompagnent d'une expulsion de liquide (environ 100 g) hors de la colonne (figure 7b), tandis que les phases de refroidissement coïncident avec l'aspiration d'eau à travers l'interface supérieure (« effet geyser »).



**Figure 6.** a. Évolution au cours du temps du champ de températures. b. Évolution au cours du temps de la température dans le plan  $x = 30$  cm. c. Évolution au cours du temps de la quantité d'eau sortant du milieu. d. Profil de température en régime établi.

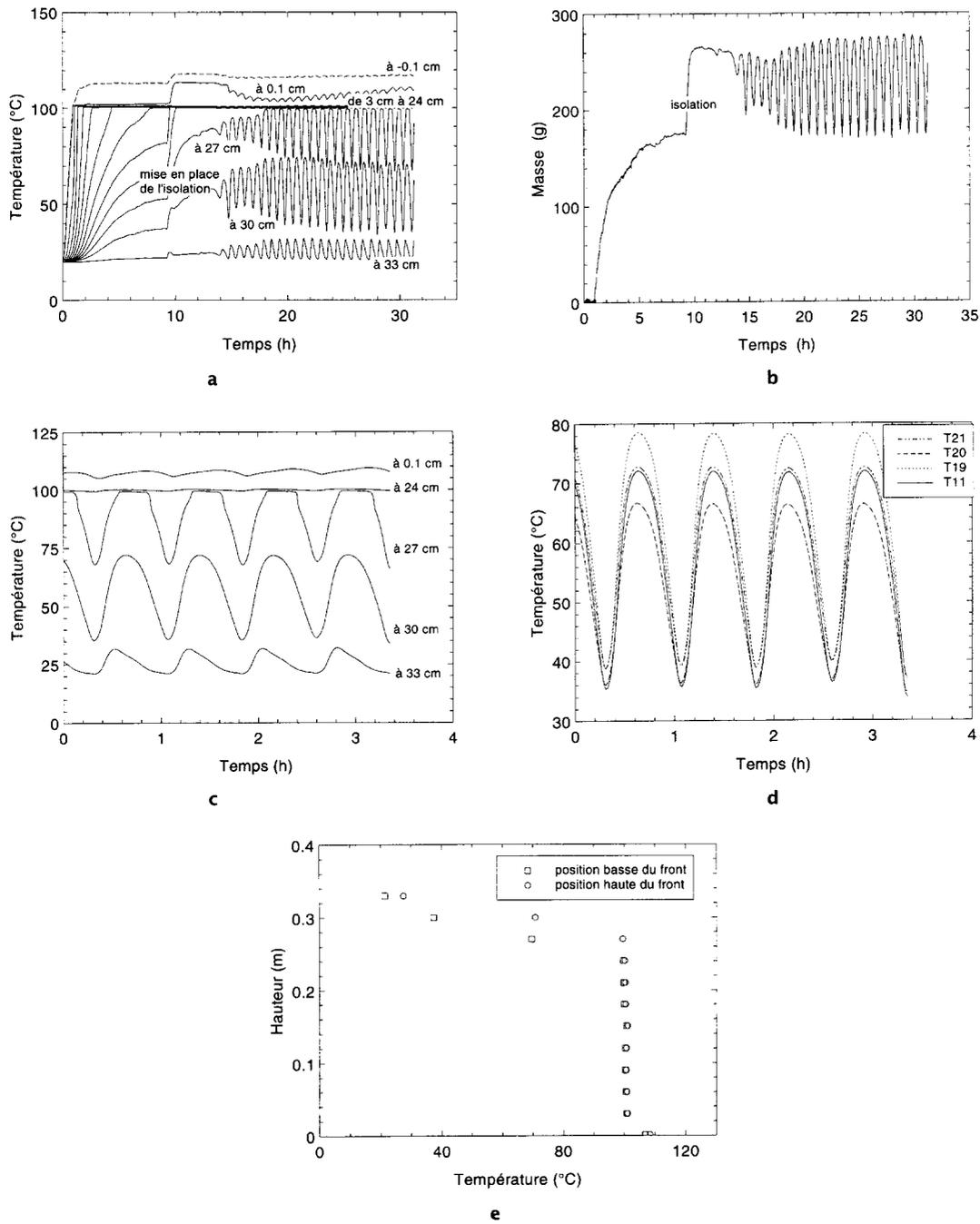
Ce comportement est attribué au déplacement du front zone liquide-zone diphasique, ce front se situant à une altitude comprise entre 24 et 27 cm (*figure 7e*). La densité de flux de chaleur moyenne estimée est de  $2\,500\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  (4 fois plus petite que la densité de flux théorique).

Les évolutions des températures dans le plan  $x = 30$  cm (*figure 7d*) témoignent de l'existence d'effets convectifs dans la zone liquide. Peuvent en être responsables la convection naturelle dans la zone liquide ou bien le mécanisme de convection forcée, correspondant au mouvement de va-et-vient du front, associé à des effets de bord (variations de perméabilité au niveau de l'interface supérieure). Une estimation des nombres de Rayleigh de filtration dans la zone liquide donne des valeurs de l'ordre de 5 à 10, permettant difficilement de conclure à propos du développement de la convection naturelle, la valeur du nombre de Rayleigh critique étant particulièrement difficile à évaluer pour cette configuration [20–21]. En conclusion, le modèle

permanent décrit précédemment ne convient pas pour interpréter ces résultats.

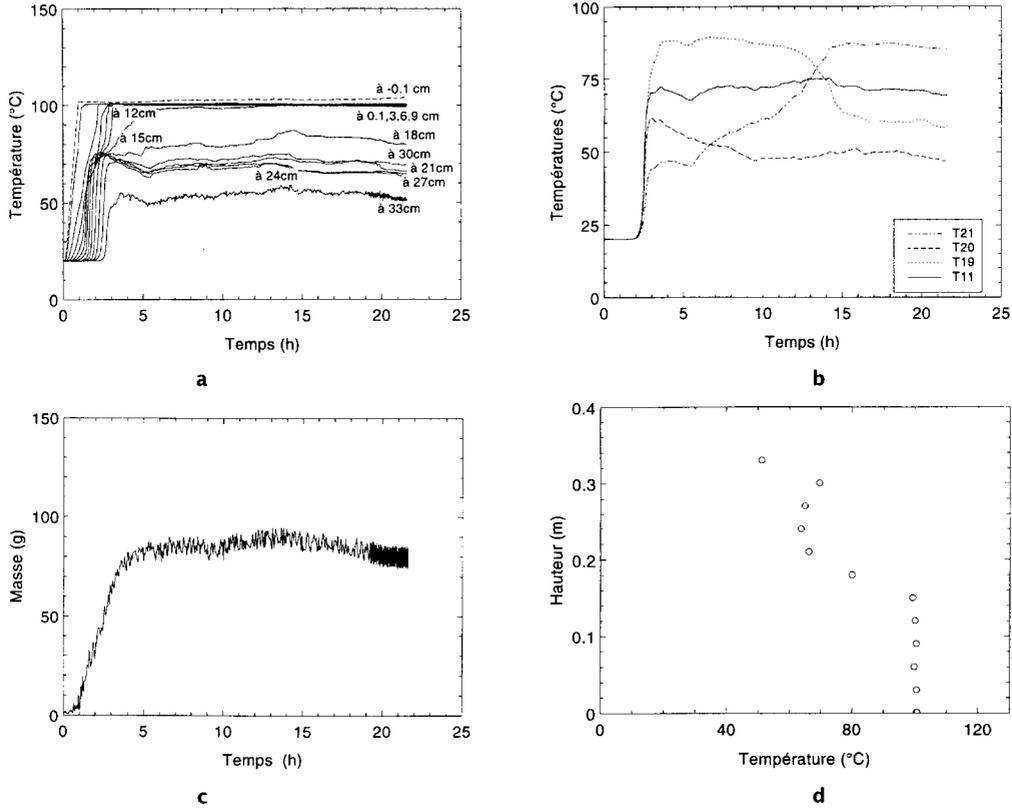
### 4.3. Résultats de l'essai 3

Pour cet essai, réalisé avec des billes de diamètre 800–1 200  $\mu\text{m}$  et dont les résultats sont représentés sur la *figure 8*, nous ne parvenons plus à fixer la température  $T_{\text{plq}}$  à une température voisine de celle du bain d'huile. Nous atteignons ici les limites de fonctionnement du dispositif expérimental : la densité de flux critique théorique est de l'ordre de  $100\,000\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , densité de flux que le bain d'huile ne permet pas de fournir, en raison des diverses résistances thermiques entre l'huile chaude et la base du milieu poreux. La densité de flux de chaleur mesurée, égale à  $1\,700\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , est sans doute quelque peu sous estimée, mais la valeur réelle demeure vraisemblablement très inférieure à  $q_{\text{cr}}$ . Nous concluons pour cet essai qu'il n'y a pas de zone vapeur.



**Figure 7.** a. Évolution au cours du temps du champ de températures. b. Évolution au cours du temps de la quantité d'eau sortant du milieu. c. Évolution au cours du temps de la température à partir de  $t = 24$ h30. d. Évolution au cours du temps de la température dans le plan  $x = 30$  cm à partir de  $t = 24$ h30. e. Profils instantanés de température à  $t = 26$ h30 et  $t = 26$ h50.

**Figure 7.** a. Time evolution of the temperature field. b. Time evolution of the water outlet. c. Time evolution of the temperature from  $t = 24$ h30. d. Time evolution of the temperature in the plane  $x = 30$  cm from  $t = 24$ h30. e. Temperature profile at  $t = 26$ h30 and  $t = 26$ h50.



**Figure 8.** a. Évolution au cours du temps du champ de températures. b. Évolution au cours du temps de la température dans le plan  $x = 30$  cm. c. Évolution au cours du temps de la quantité d'eau sortant du milieu. d. Profil instantané de température à  $t = 21$ h30.

**Figure 8.** a. Time evolution of temperature field. b. Time evolution of temperature in the plane  $x = 30$  cm. c. Time evolution of the water outlet. d. Temperature profile at  $t = 21$ h30.

L'évolution au cours du temps des températures (figure 8a) et de la quantité d'eau sortant du milieu (figure 8c) montrent que le régime établi est stable. En revanche, la convection naturelle est très active dans la zone liquide (figure 8b), conduisant même à des inversions de température (figure 8d). Le nombre de Rayleigh dans la zone liquide est estimé pour cet essai à environ 600, ce qui implique, comme nous pouvons l'observer, la présence de convection naturelle turbulente (au sens où il n'existe sans doute plus de structures convectives cohérentes).

## 5. ÉTUDE DE STABILITÉ

L'étude de stabilité développée ici est une analyse très simplifiée, reprenant dans ses grandes lignes un calcul présenté dans l'article [18]. Il y est question d'une étude de stabilité linéaire, portant uniquement sur le

transfert thermique dans la zone liquide :

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda^* \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - (\rho c)_1 V_i \frac{\partial T}{\partial x} \quad (19)$$

avec, sur la surface supérieure :

$$x = H_0 \quad T = T_0 \quad (20)$$

et, sur le front entre la zone liquide et la zone vapeur :

$$x = X(t) \quad T = T_{eb} \quad (21)$$

$$q_0 = -\lambda^* \frac{\partial T}{\partial x} \quad (22)$$

la zone diphasique n'intervenant que par les conditions aux limites et par l'intermédiaire de la vitesse  $\dot{X}(t)$  du front, telle que (au voisinage de l'équilibre) :

$$V_i = \alpha \dot{X}(t) \quad (23)$$

Cette analyse conduisait au critère de stabilité, amenant comme condition d'instabilité :

$$C = \frac{(\rho c)_1}{(\rho c)^*} \alpha > \frac{ch \pi}{1 + ch \pi} \approx 0,92 \quad (24)$$

Pour les milieux que nous utilisons, la valeur maximale atteinte par  $C$  est d'environ 0,6. Cette valeur est un peu éloignée de la valeur 0,92 donnée par le critère ci-dessus, ce qui permet difficilement, malgré la simplicité de l'analyse de stabilité utilisée, d'expliquer les situations instables rencontrées expérimentalement.

Nous rappelons au passage, en supposant au voisinage de l'équilibre un fonctionnement en régime permanent de la zone diphasique, que  $\alpha$  équivaut à la porosité  $\varepsilon$ , si une zone vapeur existe et à  $\varepsilon S(x=0)$  dans le cas contraire, ce qui limite les valeurs de  $C$  à l'intervalle :  $0 < C < 1$ .

Aussi, avons nous réfléchi aux phénomènes perturbateurs susceptibles de faire diminuer ce critère et donc notre attention s'est assez légitimement portée sur l'effet de la convection naturelle en zone liquide. L'analyse étant monodimensionnelle, nous avons traduit cet effet par une simple variation de la conductivité thermique de la zone liquide en fonction du nombre de Rayleigh de filtration :

$$\lambda^* = \lambda_{eq}^* [1 + \xi (Ra - Ra_{eq})] \quad (25)$$

le nombre de Rayleigh de filtration pouvant être évalué classiquement par :

$$Ra = \frac{g \beta_f (\rho c)_f K (H_0 - X) (T_{eb} - T_0)}{\nu_f \lambda^*} \quad (26)$$

Il est important de préciser que ce nombre de Rayleigh, est proportionnel à l'épaisseur  $H_0 - X$  de la zone liquide, elle-même susceptible de varier. Il est à noter également que nous nous plaçons dans un cas où l'épaisseur de la zone liquide est suffisamment petite pour que l'on puisse négliger les effets de confinement.

La stabilité du transfert thermique dans la zone liquide (cf. annexe) conduit alors à étudier le signe de la partie réelle de  $r^2$ , où  $r$  est un nombre complexe vérifiant l'équation transcendante complexe :

$$r \left[ \text{ch}(r) + \frac{C}{1-C} \right] - \frac{\xi Ra_{eq}}{1-C} \text{sh}(r) = 0 \quad (27)$$

Nous avons reporté sur la *figure 9* la courbe de stabilité marginale donnée par cette équation. On montre alors que la variation de la conductivité équivalente du milieu consécutive au développement de la convection naturelle permet d'obtenir des situations instables pour des valeurs de  $C$  inférieures à  $\frac{\text{ch } \pi}{1 + \text{ch } \pi}$ , valeur obtenue pour une conductivité thermique équivalente constante, que l'on retrouve sur la courbe pour  $\xi Ra_{eq} = 0$ .

La courbe de stabilité marginale s'interrompt pour  $\xi Ra_{eq} = 1$ , valeur correspondant à  $r = 0$  et qui donne la plus petite valeur instable pour  $C$  ( $C_{min} = 0,66$ ). Au-delà de ce point, il n'y a plus de solutions marginales ; on peut penser que les solutions gardent le même signe.

Pour  $\xi Ra_{eq} > 1$ , ces solutions semblent a priori être stables, ce que l'on pourra aisément vérifier en faisant

tendre, par exemple,  $\xi Ra_{eq}$  vers l'infini et en regardant le signe de la partie réelle des solutions obtenues.

Cette analyse simplifiée de stabilité linéaire semble traduire assez bien nos résultats expérimentaux. En effet, en changeant la taille des billes constituant le milieu poreux et pour des conditions aux limites identiques dans chaque essai ( $T_{eau} = 20^\circ\text{C}$  et  $T_{huile} = 130^\circ\text{C}$ ), nous obtenons des régimes stables pour les billes de verre de diamètres 40–70  $\mu\text{m}$  et 800–1 200  $\mu\text{m}$  et un régime instable pour les billes de verre de diamètre 200–250  $\mu\text{m}$ .

Le diagramme de stabilité (*figure 9*) indique, de la même façon, la possibilité d'une incursion dans le domaine instable lorsque nous faisons varier le nombre de Rayleigh, avant de retrouver des situations stables pour des nombres de Rayleigh élevés. En effet, quelle que soit la taille des billes choisie, le rapport  $C$  reste sensiblement le même et le changement de granulométrie se traduit principalement, du point de vue de la stabilité, par une augmentation du nombre de Rayleigh calculé sur la zone liquide (en d'autres termes, on se déplace horizontalement dans le diagramme de stabilité lorsque l'on passe d'un essai à un autre).

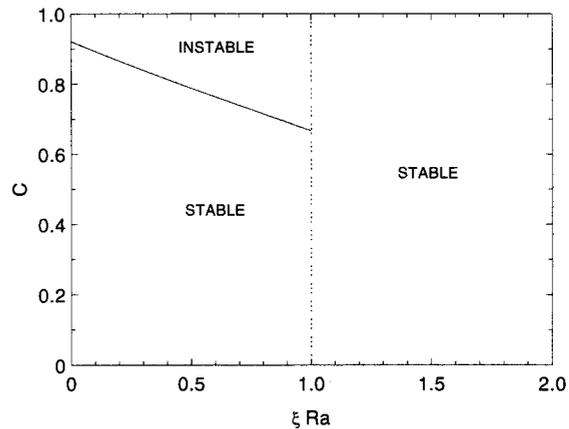


Figure 9. Courbe de stabilité marginale.

Figure 9. Marginal stability curve.

Le retour à la stabilité aux fortes valeurs du nombre de Rayleigh s'explique par l'augmentation de la conductivité thermique équivalente de la zone liquide, qui devient alors prépondérante vis-à-vis de l'effet de convection forcée dû au déplacement du front. Dans cette situation, comme le montre l'équation (19), on tend vers un modèle, évidemment stable, de diffusion pure de la chaleur.

Les valeurs de  $C$  pour lesquelles apparaît l'instabilité sont, au demeurant, un peu plus élevées que les valeurs réelles obtenues dans nos expériences ( $C_{exp} < 0,6$ ). Mais l'intérêt de ce calcul est davantage de montrer la possibilité d'obtenir une instabilité thermoconvective, sans avoir recours à une description fine des transferts en zone diphasique, que de faire coïncider les critères

de stabilité donnés par le calcul avec les observations expérimentales.

## 6. CONCLUSION

Dans cette étude, nous reportons des résultats d'ébullition en milieu poreux, les frontières de ce dernier étant soumises à des conditions de température imposée (supérieure à  $T_{eb}$  en bas et inférieure à  $T_{eb}$  en haut). Nous montrons qu'il est possible d'obtenir expérimentalement des situations d'ébullition stables et d'autres instables, en modifiant uniquement le diamètre moyen des micro-billes constituant le milieu poreux.

L'analyse de stabilité simplifiée qui est faite apporte une interprétation des résultats expérimentaux : la convection naturelle, en modifiant la conductivité thermique équivalente de la zone liquide, joue un rôle sur le développement d'instabilité du front zone liquide-zone diphasique. Ainsi, la convection naturelle dans la zone liquide n'est pas l'élément moteur de l'instabilité, cependant elle contribue significativement à augmenter (ou à diminuer) l'instabilité due à la convection en zone liquide lorsque le front séparant la zone liquide de la zone diphasique se déplace.

## RÉFÉRENCES

- [1] Buchlin J.-M., Stubos A., Phase change phenomena at liquid saturated self heated particulate beds (Ch. 3), in : Bear J., Buchlin J.-M. (éd.), Modelling and applications of transport phenomena in porous media, Kluwer, 1991, 221-276.
- [2] Lipinski R.J., A coolability model for post accident nuclear reactor debris, Nucl. Technol. 65 (1984) 53-66.
- [3] Dayan A., Glueckler E.L., Heat and mass transfer within an intensely heated concrete slab, Int. J. Heat Mass Tran. 25 (10) (1982) 1461-1467.
- [4] Constant T., Le séchage combiné convection-microondes : modélisation, validation, optimisation, thèse, INPL, Nancy, 1992.
- [5] Hardee H.C., Nilson R.H., Natural convection in porous media with heat generation, Nucl. Sci. Eng. 63 (1977) 119-132.
- [6] Dhir V., Catton I., Dryout heat fluxes for inductively heated particulate beds, J. Heat Trans.-T. ASME 99 (1977) 250-256.
- [7] Petit F., Fichot F., Quintard M., Ébullition en milieu poreux : expérimentation, in : Congrès SFT «Thermique et environnement», Marseille, France, 5-7 mai 1998, 452-457.
- [8] Rahli O., Topin F., Tadrist L., Pantaloni J., Analysis of heat transfer with liquid-vapor phase change in a forced-flow fluid moving through a porous media, Int. J. Heat Mass Tran. 39 (18) (1996) 3959-3975.
- [9] Cioulachjian S., Analyse des transferts de chaleur et de masse avec changement de phase dans un milieu poreux non consolidé, thèse, université de Provence, 1989.

[10] Figus C., Changement de phase en milieu poreux. Application à l'étude d'un évaporateur capillaire, thèse, INP Toulouse, 1996.

[11] Sondergeld C.H., Turcotte D.L., An experimental study of two-phase convection in a porous medium with applications to geological problems, J. Geophys. Res. 82 (14) (1977) 2045-2053.

[12] Sondergeld C.H., Turcotte D.L., Flow visualization studies of two-phase thermal convection in a porous layer, Pure Appl. Geophys. 117 (1978) 321-330.

[13] Bau H.H., Torrance K.E., Boiling in low-permeability porous materials, Int. J. Heat Mass Tran. 25 (1) (1982) 5-55.

[14] Udell K.S., Heat transfer in porous media considering phase change and capillarity. The heat pipe effect, Int. J. Heat Mass Tran. 28 (2) (1985) 485-495.

[15] Udell K.S., Heat transfer in a porous media heated from above with evaporation, condensation and capillary effects, ASME J. Heat Tran. 105 (1983) 485-492.

[16] Doughty C., Pruess K., A semi-analytical solution for heat pipe effects near high-level nuclear waste packages buried in partially saturated geological media, Int. J. Heat Mass Tran. 31 (1) (1988) 79-90.

[17] Stemmelen D., Ébullition en milieu poreux capillaire : modélisation et expérimentation, thèse, INPL, Nancy, 1991.

[18] Stemmelen D., Moyne C., Degiovanni A., Instabilité thermoconvective d'un liquide en ébullition dans un milieu poreux, C. R. Acad. Sci. Paris, série II 314 (1992) 769-775.

[19] Ramesh P.S., Torrance K.E., Stability of boiling in porous media, Int. J. Heat Mass Tran. 33 (9) (1990) 1895-1908.

[20] Ramesh P.S., Torrance K.E., Boiling in a porous layer heated from below: effects of natural convection and a moving liquid/two-phase interface, J. Fluid Mech. 257 (1993) 289-309.

[21] Bau H.H., Torrance K.E., Low Rayleigh number thermal convection in a vertical cylinder filled with porous materials and heated from below, J. Heat Trans.-T. ASME 104 (1982) 166-172.

[22] Miller C.A., Stability of moving surfaces in fluid system with heat and mass transport. III. Stability of displacement front in porous media, AIChE J. 21 (3) (1975) 474-479.

[23] Schubert G., Strauss J.M., Gravitational stability of water over steam in vapor-dominated geothermal systems, J. Geophys. Res. 85 (B11) (1980) 6505-6512.

## ANNEXE

Dans notre analyse simplifiée nous ne retenons que l'équation de diffusion-convection dans la zone liquide :

$$(\rho c)^* \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda^* \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - (\rho c)_l V_l \frac{\partial T}{\partial x}$$

Le problème étant à frontière mobile, nous procédons au changement de variable en utilisant une transformation de Landau :

$$z = \frac{H_0 - x}{H_0 - X(t)}$$

ce qui permet de réécrire le problème sous la forme suivante :

$$(\rho c)^* (H_0 - X(t))^2 \frac{\partial T}{\partial t} + \dot{X}(t) [(\rho c)^* z - \alpha(\rho c)_l] (H_0 - X(t)) \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda^* \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

avec :

$$\begin{aligned} z = 0 \quad T &= T_0 \\ z = 1 \quad T &= T_{eb} \\ z = 1 \quad q_0 &= \frac{\lambda^*}{(H_0 - X)} \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned}$$

Nous étudions alors l'influence des perturbations  $\tilde{X}$  autour de la position d'équilibre  $X_{eq}$  du front :

$$\begin{cases} X = X_{eq} + \tilde{X} \\ \dot{X} = \dot{\tilde{X}} \\ T = T_{eq} + \tilde{T} \\ \lambda^* = \lambda_{eq}^* + \tilde{\lambda}^* \end{cases}$$

On montre sans difficulté que l'équation vérifiée par le système perturbé s'écrit, en ne conservant que les termes du premier ordre, sous une forme analogue au problème traité dans la référence [18] :

$$\begin{aligned} (\rho c)^* \left[ (H_0 - X_{eq})^2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \dot{\tilde{X}}(t) \left( z - \alpha \frac{(\rho c)_l}{(\rho c)^*} \right) (H_0 - X_{eq}) (T_{eb} - T_0) \right] &= \lambda_{eq}^* \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} \\ \tilde{T} &= 0 \quad (z = 0) \\ \tilde{T} &= 0 \quad (z = 1) \end{aligned}$$

La seule différence concerne la condition limite déduite de la conservation du flux de chaleur :

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} = -\frac{q_0}{\lambda_{eq}^*} \tilde{X} - \frac{\tilde{\lambda}^*}{\lambda_{eq}^*} \frac{\partial T_{eq}}{\partial z} \quad (z = 1)$$

La mise sous forme adimensionnelle s'effectue à partir des grandeurs suivantes :

$$\begin{aligned} t^* &= \frac{\lambda_{eq}^*}{(\rho c)^*} \frac{t}{(H_0 - X_{eq})^2} \\ \tilde{T}^* &= \frac{\tilde{T}}{(T_{eb} - T_0)} \\ \tilde{X}^* &= \frac{\tilde{X}}{(H_0 - X_{eq})} \end{aligned}$$

Finalement, nous obtenons la forme adimensionnelle de l'équation aux perturbations linéarisée avec ses conditions aux limites :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{T}^*}{\partial t^*} + \dot{\tilde{X}}^*(z - C) = \frac{\partial^2 \tilde{T}^*}{\partial z^2} \\ \tilde{T}^* = 0 & (z = 0) \\ \tilde{T}^* = 0 & (z = 1) \\ \frac{\partial \tilde{T}^*}{\partial z} = -\tilde{X}^*(1 - \xi Ra_{eq}) & (z = 1) \end{cases}$$

$$\text{avec } C = \alpha \frac{(\rho c)_l}{(\rho c)^*}$$

Nous recherchons des solutions de la forme :

$$\begin{cases} \tilde{T}^* = f(z) \exp(\omega t) \\ \tilde{X}^* = K \exp(\omega t) \end{cases}$$

où  $\omega$  est un nombre complexe.

En posant  $\omega = r^2$ , la solution  $f(z)$  du problème est donnée par :

$$f(z) = K_1 e^{-rz} + K_2 e^{rz} - K_3 (z - C)$$

où  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  sont des constantes.

En remplaçant la solution  $f(z)$  dans les conditions aux limites, on obtient aisément :

$$\begin{cases} K_1 + K_2 + K_3 C = 0 \\ K_1 e^{-r} + K_2 e^r - K_3 (1 - C) = 0 \\ -K_1 r e^{-r} + K_2 r e^r - K_3 \xi Ra_{eq} = 0 \end{cases}$$

La recherche de solutions homogènes conduit à l'équation transcendante suivante (27) :

$$r \left[ \text{ch}(r) + \frac{C}{1 - C} \right] - \frac{\xi Ra_{eq}}{1 - C} \text{sh}(r) = 0$$

Rappelons au passage que l'état de base pourra être considéré comme stable si

$$Re(\omega) = r_1^2 - r_2^2 < 0 \quad (r = r_1 + i r_2)$$

La courbe de stabilité marginale est obtenue pour  $r_1^2 = r_2^2$ . En prenant  $r_1 = r_2 = r_0$ , ou bien  $r_1 = -r_2 = r_0$ , on trouve le même système à résoudre :

$$\begin{cases} -\left( \frac{\xi Ra_{eq}}{1 - C} \right) \text{sh}(r_0) \cos(r_0) \\ + r_0 \left( \text{ch}(r_0) \cos(r_0) + \frac{C}{1 - C} \right) - r_0 \text{sh}(r_0) \sin(r_0) = 0 \\ -\left( \frac{\xi Ra_{eq}}{1 - C} \right) \text{ch}(r_0) \sin(r_0) \\ + r_0 \left( \text{ch}(r_0) \cos(r_0) + \frac{C}{1 - C} \right) + r_0 \text{sh}(r_0) \sin(r_0) = 0 \end{cases}$$

Nous donnons (figure 9) les solutions de ce système en fonction de  $\xi Ra_{eq}$ .

---

**Abridged English Version**

**Boiling in porous media : experimental analysis of the stability  
of the front between the liquid and the two-phase zone**

The boiling of a porous medium is investigated here with special attention paid to the instabilities which can occur in this type of configuration. The porous medium is vertical, initially saturated with liquid water. It is heated from below and cooled from the top. The bottom of the bed is impermeable, whereas the top remains saturated at atmospheric pressure, allowing a free liquid water flow.

After the onset of the ebullition two or three zones exist from the bottom to the top of the medium: possibly a vapour zone where the pore structure is fully saturated with water vapour, a two-phase zone where simultaneously water liquid and vapour occupy the pore structure and a fully saturated liquid zone. The heat transfer mechanism is purely conductive in the vapour zone, by latent heat transfer (heat pipe effect) in the two-phase zone isothermal at the boiling temperature, and conductive and/or enhanced by natural convection effects in the liquid zone.

A steady state 1D model allows to understand the transition increasing the heat flux density from an infinite two-phase zone to a limited one above a critical value of the heat flux density. This value is said to be critical because a slight variation above this value leads

to a reduction of the length of the two-phase zone and the temperature of the base then rises sharply. In our experiments we imposed a temperature at the bottom of the medium of 130 °C and the top is cooled at constant temperature 20 °C. The cylinder is filled with glass beads of various diameters (40–70, 200–250, and 800–1 200 mm) and therefore various permeabilities. The experimental device enables to measure the temperature field inside the medium and simultaneously the amount of expelled water.

For 40–70 mm bead diameter, a stable steady state is obtained in accordance with the 1D model prediction. For 200–250 mm bead diameter, periodic oscillations of strong amplitude are found due to the front displacement between the two-phase and liquid zone whereas no visible natural convection effect is observed in the liquid zone. For 800–1 200 mm bead diameter, the steady state situation is stable, whereas turbulent natural convection is observed in the liquid zone.

A simplified study of linear stability in the liquid zone including the influence of the convection induced by moving of the front and the increase of the equivalent thermal conductivity of the liquid zone by the natural convection effect can explain this type of behaviour.

