



HAL
open science

Ébullition en milieu poreux capillaire : modélisation et expérimentation

Didier Stemmelen

► **To cite this version:**

Didier Stemmelen. Ébullition en milieu poreux capillaire : modélisation et expérimentation. Matière Condensée [cond-mat]. Institut National Polytechnique de Lorraine, 1991. Français. NNT : 1991INPL009N . tel-01751011

HAL Id: tel-01751011

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01751011v1>

Submitted on 29 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

10602000000

91 INPL009N

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE
ECOLE NATIONALE SUPERIEURE D'ELECTRICITE ET DE MECANIQUE
L.E.M.T.A.

[M] 1991 STEMMELEN, D.

THESE

présentée à

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'I.N.P.L.

spécialité MECANIQUE ET ENERGETIQUE

par

STEMMELEN DIDIER



**EBULLITION EN MILIEU POREUX CAPILLAIRE :
MODELISATION ET EXPERIMENTATION**

soutenue publiquement le 30 Janvier 1991, devant la Commission d'Examen

JURY :

Président :	A. DEGIOVANNI :	Professeur
Rapporteurs :	M. COMBARNOUS :	Professeur
	C. MOYNE :	Chargé de recherche au CNRS
Examineurs :	G. BERTHOUD :	Docteur Ingénieur
	M. VAUCLIN :	Directeur de Recherche au CNRS

S O M M A I R E

AVANT-PROPOS

PRINCIPALES NOTATIONS

INTRODUCTION

CHAPITRE I GENERALITES CONCERNANT L'ETUDE DES TRANSFERTS
COUPLES DE CHALEUR ET DE MASSE EN MILIEU POREUX AVEC
CHANGEMENT DE PHASE

I - NOTIONS ELEMENTAIRES SUR LES MILIEUX POREUX	3
I-1. Description générale	3
I-2. Cadre général adopté dans cette étude	4
I-3. Paramètres relatifs à la répartition des différentes phases	4
I-4. Exposé général de la problématique	7
II - DOMAINES D'APPLICATION	9
II-1. Le Séchage	9
II-2. Le stockage de déchets radioactifs à haute activité en milieu géologique	11
II-3. Autres domaines	13

III - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	13
III-1. Premiers travaux	13
III-2. Travaux effectués à l'Université Cornell (USA)	15
III-2.1 Travaux de Sondergeld et Turcotte	15
III-2.2 Travaux de Bau et Torrance	17
III-3. Travaux réalisés à l'Université de Berkeley (USA)	20
III-3.1 Travaux de Ogniewicz et Tien	20
III-3.2 Travaux de Udell	21
III-3.3 Travaux récents	23
IV - CONCLUSION	25

CHAPITRE II **ETUDE EN REGIME PERMANENT**

I - MILIEU POREUX SATURE PAR UN MELANGE LIQUIDE-VAPEUR	27
I-1. Modèle sans prise en compte de la conduction : Udell	27
I-2. Prise en compte de la conductivité thermique de la zone diphasique	36
I-3. Prise en compte des pertes latérales de chaleur	42
II - PRISE EN COMPTE DE L'EFFET DES INCONDENSABLES	48
II-1. Modèle théorique	48
II-2. Résultats numériques	50
III - CONCLUSION	60

CHAPITRE III MODELE TRANSITOIRE

I - POSITION DU PROBLEME	63
I-1. Généralités	63
I-2. Choix du modèle mathématique	66
I-2.1 Choix d'un modèle "à zones"	66
I-2.2 Choix du maillage	66
II - DESCRIPTION DU MODELE THEORIQUE	69
II-1. Equations constitutives des transferts de chaleur et de masse	69
II-1.1 En zone liquide	69
II-1.2 En zone diphasique	71
II-2. Equations de conservation	73
II-2.1 En zone liquide	73
II-2.2 En zone diphasique	74
II-3. Conditions aux limites	77
II-3.1 Conditions sur la face inférieure	77
II-3.2 Conditions sur la face supérieure	78
II-3.3 Conditions de passage entre les deux zones	78
II-4. Mise en forme du modèle	81
II-4.1 Réécriture du modèle	81
II-4.2 Mise sous forme adimensionnelle	84
II-4.3 Equations transformées par la technique de LANDAU	87

III - MODELISATION NUMERIQUE	91
III-1. Discrétisation spatiale	91
III-2. Discrétisation des équations	93
III-2.1 Méthode	93
III-2.2 Equations discrétisées	94
III-3. Résolution numérique	97
III-3.1 Principe	97
III-3.2 Vérification du modèle numérique	98
III-3.3 Présentation de quelques résultats	102
IV - CONCLUSION	108

CHAPITRE IV **RESULTATS EXPERIMENTAUX**

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL	111
I-1. La cellule de mesure	111
I-2. Techniques de mesure	117
I-2.1 Mesures thermiques	117
I-2.2 Mesure d'humidité	118
I-2.3 Acquisition des mesures	122
II - DESCRIPTION DE LA PROCEDURE D'ESSAI	123
II-1. Etalonnage du banc gammamétrique	123
II-1.1 Gain d'amplification	125
II-1.2 Choix de la fenêtre d'énergie	125

II-2. Etalonnage du fluxmètre	128
II-2.1 Principe	128
II-2.2 Résultats	130
II-3. Description de la procédure d'essai	131
II-3.1 Mesures par gammamétrie	131
II-3.2 Essai thermique en dessous du point d'ébullition de l'eau	137
II-3.3 Mise en ébullition du milieu poreux	142
III - RESULTATS EXPERIMENTAUX D'EBULLITION EN MILIEU POREUX	142
III-1. Régime permanent d'ébullition	142
III-2. Evolution transitoire	147
III-2.1 Essai à faible flux de chaleur	147
III-2.2 Essai à flux de chaleur élevé : observation d'instabilités oscillatoires	153
III-2.3 Conditions théoriques d'apparition du régime instationnaire	157
III-2.4 Tentative d'explication du mécanisme d'instabilité thermoconvective	159
IV - CONCLUSION	160
CONCLUSIONS GENERALES	161
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	165
ANNEXES	169

AVANT-PROPOS

Ce travail a été réalisé au L.E.M.T.A. (Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée) sous la direction de Monsieur le Professeur Alain DEGIOVANNI qui anime avec dynamisme et bonne humeur l'équipe de recherche "Transferts Couplés dans les Milieux Solides Hétérogènes". Je tiens à le remercier pour la confiance qu'il m'a accordée d'abord en tant que Directeur de thèse puis en me faisant l'honneur de présider le jury.

Mes plus vifs remerciements s'adressent également à Monsieur Christian MOYNE, chargé de Recherche au C.N.R.S. et spécialiste des transferts couplés en milieu poreux, pour l'aide inestimable qu'il m'a apportée au cours de ce travail. Sa disponibilité, sa rigueur scientifique et sa passion pour l'étude des milieux poreux sont pour moi une continuelle référence. Je tiens enfin à lui exprimer ma gratitude pour s'être acquitté d'un ultime devoir : être le rapporteur de ma thèse.

Toute ma reconnaissance s'adresse aussi à Monsieur le Professeur M. COMBARNOUS pour le très grand honneur qu'il m'a fait en acceptant de participer au jury de thèse et, de surcroît, d'en être le rapporteur. Je tiens à lui témoigner ma profonde gratitude pour ses remarques et critiques fructueuses.

Je remercie vivement Messieurs G. BERTHOUD et M. VAUCLIN pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour m'avoir fait l'honneur de participer au jury.

Mes remerciements s'adressent également à :

- Jean Christophe BATSALE qui m'a initié à la mesure d'humidité par gammamétrie,
- Partick PERRÉ avec qui les discussions furent toujours enrichissantes,
- Sylviane BOURGOGNE et Huguette GUILLEROT qui se sont chargées, avec ô combien de patience, de la dactylographie du mémoire,
- les techniciens du L.E.M.T.A. et de l'E.N.S.E.M. et tout particulièrement Patrick LEGRAND, Michel HENRY ainsi que Gilbert DIDIER qui sont intervenus dans l'élaboration du dispositif expérimental,
- l'A.F.M.E. (Agence Française pour la Maîtrise de l'Energie) qui a participé au financement de cette recherche.

Je ne saurais oublier mes collègues et amis du LEMTA. Sans pouvoir les nommer tous individuellement, je souhaite néanmoins leur dire combien il m'a été agréable de travailler en leur compagnie.

PRINCIPALES NOTATIONS

Bi	Nombre de Biot
C_p	Chaleur massique
D	diffusivité thermique
D_v	coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air
d, d_0	diamètre de l'éprouvette poreuse
F(S)	fonction de Leverett (cf. II-12)
f	facteur de résistance à la diffusion gazeuse en milieu poreux
f_a	fraction moyenne d'air
g	accélération de la pesanteur
H_0	hauteur de la couche poreuse
h	coefficient d'échange
h	enthalpie massique
K	perméabilité intrinsèque
K_r	perméabilité relative
k_e	conductivité thermique équivalente du milieu poreux saturé de liquide
L	nombre de noeuds du maillage en zone diphasique
L_v	chaleur latente de vaporisation
M	masse molaire
m	masse
\dot{m}	masse d'eau se vaporisant par unité de volume et de temps
m_0	périmètre de l'éprouvette
M+1	nombre de noeuds du maillage en zone liquide
N	nombre de moles
N	nombre de photons γ (comptage gammamétrique)
n	densité de flux-masse
Nu	nombre de Nusselt
P	pression
P, p	puissance dissipée
Pe	nombre de Péclet
q	densité de flux de chaleur
R	constante des gaz parfaits
Ra	nombre de Rayleigh
Re	nombre de Reynolds
S	saturation
S_0	section de l'éprouvette
T	température
t	variable de temps
V	volume
X	position du front

X	teneur massique
\dot{X}	vitesse de déplacement du front
x	fraction molaire
x	variable d'espace
y	variable réduite d'espace
z	variable réduite d'espace

Symboles grecs :

β	coefficient d'expansion thermique
ϵ	porosité
λ	conductivité thermique
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
μ_λ	coefficient d'absorption linéaire total d'un milieu poreux pour la longueur d'onde λ
ρ	masse volumique
σ	tension superficielle
θ	température (°C)
θ	teneur volumique
ω	fraction massique

Indices :

a	air
c	capillaire
cr	critique
e	à 100°C
eau	eau
g	phase gazeuse
i	incondensable
irr	irréductible
l	phase liquide
max	maximum
o	valeur imposée
p	pores
r	relative
ref	grandeur de référence
s	phase solide
sl	saturé de liquide
sat	à température de saturation
total	ensemble des phases du milieu poreux
v	vapeur
vs	vapeur saturante
1	grandeur relative à la zone liquide
2	grandeur relative à la zone diphasique

Symboles :

- valeur moyenne
- ~ perturbation autour de la valeur d'équilibre
- * variable réduite
- ∞ loin des parois du dispositif

INTRODUCTION

L'ébullition en milieu poreux est l'ensemble des mécanismes de transfert de chaleur et de masse lorsque la température du milieu excède la température d'ébullition du liquide qu'il contient. Si, sur le plan appliqué, cette situation concerne de nombreux domaines (séchage, géothermie, problèmes d'incendie, etc...), l'aspect fondamental n'en demeure pas moins intéressant car peu étudié.

La complexité du problème nous conduira, d'emblée, à restreindre notre étude au cas de milieux à comportement capillaire. Cette notion sera abordée au cours du premier chapitre qui se veut une longue introduction sur le sujet. Nous y présenterons d'abord les généralités concernant les milieux poreux avant d'aborder plus directement l'ébullition par le biais de ses domaines d'applications. Nous terminerons classiquement ce chapitre par un recensement des différents travaux ayant porté sur ce thème.

Dans le deuxième chapitre, nous élaborerons un modèle apte à décrire les transferts en régime permanent. L'influence des différents paramètres et des conditions aux limites sera examinée.

Les aspects transitoires ne seront traités qu'au troisième chapitre à partir d'un modèle permettant de simuler numériquement les phénomènes.

La partie expérimentale fait l'objet du dernier chapitre. Elle sera orientée sur la mesure simultanée des températures à l'aide de thermocouples et des teneurs en eau à partir d'une mesure par absorption d'un rayonnement gamma.

La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux permettra finalement de juger de la pertinence de l'analyse théorique.

C H A P I T R E I

GENERALITES CONCERNANT L'ETUDE DES TRANSFERTS COUPLES DE CHALEUR ET DE MASSE EN MILIEU POREUX AVEC CHANGEMENT DE PHASE

I - NOTIONS ELEMENTAIRES SUR LES MILIEUX POREUX

I-1. Description générale

On définit très généralement un milieu poreux comme un corps, hétérogène à petite échelle, constitué par une structure solide comportant des cavités remplies par une ou plusieurs phases liquides ou gazeuses. Ces cavités, appelées pores, peuvent être connectées entre elles, permettant alors un écoulement de fluide au travers de la structure. A partir de cette définition, force est de constater qu'une grande partie de notre environnement est composée de milieux poreux pouvant prendre des aspects très variés :

- la quasi-totalité des éléments constituant les terrains (calcaire, granite, sable, argiles)
- la plupart des matériaux de construction (béton, briques, plâtre, laine de verre, amiante)
- les poudres et les empilements granulaires (talc, neige, empilage de céréales)
- les gels (colle, gélatine)
- la matière végétale ou animale, ou les matériaux qui en sont issus (bois, papier, viande, cuir)

Une classification communément adoptée répartit les milieux poreux en trois catégories :

- les milieux à comportement capillaire pour lesquels le rayon des pores ne descend guère en dessous du micron. Pour ces matériaux le fluide mouillant est lié au milieu solide principalement par des forces de capillarité,

- les milieux à très faible porosité, dont la dimension des pores est inférieure au micron. Dans ce cas les liaisons entre le fluide et le solide résultent de mécanismes d'adsorption et obéissent le plus souvent à des processus chimiques difficiles à décrire,
- les gels où la structure poreuse n'est plus définie de façon claire.

I-2. Cadre général adopté dans cette étude

Notre point de vue vise principalement l'étude des mécanismes de transfert de chaleur et de masse au sein des matériaux poreux et ce, de façon très générale, sans nous occuper des spécificités de tel ou tel autre produit ; aussi, allons nous restreindre le cadre de nos investigations à des milieux poreux à comportement capillaire. De plus, nous supposerons, conformément à la théorie de WHITAKER [1], qu'ils répondent aux critères suivants :

- la matrice solide est indéformable,
- on peut définir un volume élémentaire représentatif pour lequel le matériau est assimilé à un milieu continu homogène et isotrope,
- il n'y a pas de réactions chimiques dans chacune des phases.

Par ces hypothèses, nous éliminons, certes, une grande partie des matériaux poreux rencontrés dans la réalité, pour nous intéresser à des milieux ayant des comportements quelque peu idéaux.

Nous supposerons en outre que la phase liquide ne contient qu'un seul composant. Quant à la phase gazeuse, elle sera constituée suivant les situations envisagées, tantôt uniquement par la vapeur du liquide remplissant les pores, tantôt par un mélange de cette vapeur avec un gaz supposé incondensable.

I-3. Paramètres relatifs à la répartition des différentes phases

Les milieux poreux, introduits de la sorte, apparaissent comme des milieux triphasés dont on peut définir dès à présent les paramètres donnant la répartition de chacune des phases.

Considérons un volume quelconque pris au sein d'un matériau poreux. La répartition volumique des différentes phases y est schématisée sur la figure I.1.

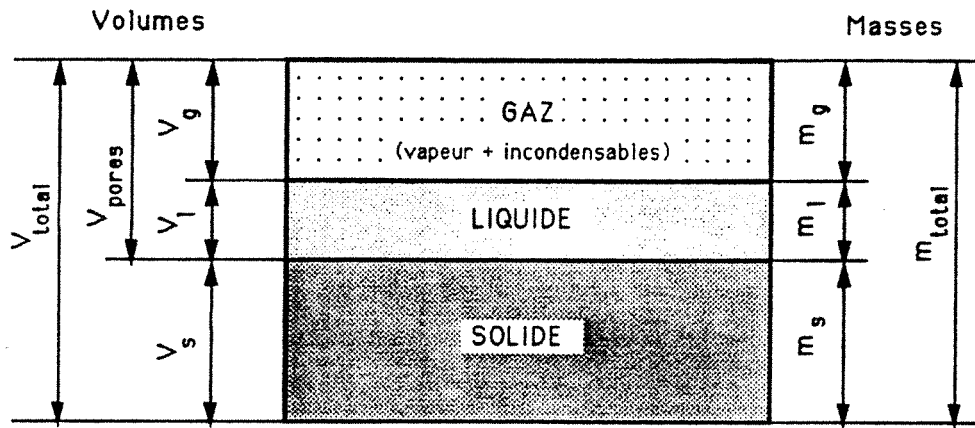


Figure I.1 : Répartition volumique des différentes phases

a) Porosité

En premier lieu, nous appelons de façon classique "porosité" le paramètre ε qui représente le volume total des pores (c'est-à-dire le volume disponible pour le fluide, tous les pores étant supposés connectés entre eux) sur le volume total de milieu poreux considéré :

$$\varepsilon = \frac{V_p}{V_{\text{total}}} = \frac{V_g + V_l}{V_s + V_l + V_g} \quad (\text{I.1})$$

Il est à noter que la porosité, telle que nous venons de la définir, est soit un paramètre global si le volume considéré correspond à la totalité du milieu poreux, soit un paramètre local quand le volume total correspond à un élément de volume du milieu poreux. Lorsque le milieu est hétérogène, la porosité locale peut différer d'un volume élémentaire à un autre. Dans ce cas la porosité globale peut être retrouvée par intégration sur l'ensemble des volumes élémentaires.

b) Saturation

Une seconde caractéristique volumique du milieu poreux est la saturation en liquide des pores. Elle est définie de façon simple comme le rapport du volume de liquide au volume des pores :

$$S = \frac{V_l}{V_l + V_g} \quad (\text{I.2})$$

Elle est égale à 1 lorsque le milieu est parfaitement saturé, c'est-à-dire lorsque ses pores sont intégralement remplis de

liquide, et vaut 0 lorsqu'ils sont totalement occupés par du gaz. Nous utiliserons toujours, par la suite, ce paramètre pour caractériser localement la quantité de liquide contenue dans le matériau.

Il existe d'autres variables ayant un rôle similaire :

$$\theta_l = \frac{V_l}{V_{\text{total}}} \quad \text{appelée teneur volumique en liquide} \quad (\text{I.3})$$

ou encore

$$X_l = \frac{m_l}{m_s} \quad \text{appelée teneur massique en liquide} \quad (\text{I.4})$$

(m_l et m_s sont respectivement les masses de liquide et de solide correspondant aux volumes V_l et V_s).

Ces différentes grandeurs sont proportionnelles entre elles lorsque le milieu est indéformable et le fait que la saturation S soit une variable adimensionnelle variant entre 0 et 1 justifie à lui seul que notre choix se soit porté sur ce paramètre.

c) Fraction massique de vapeur

Nous avons déjà annoncé que le gaz était un mélange entre la vapeur du liquide contenue dans le milieu poreux et un gaz supposé incondensable. Il n'est donc pas possible de définir comme précédemment et de façon simple un paramètre volumique relatif à la répartition des deux espèces gazeuses. On détermine dans ce cas, la quantité de vapeur contenue dans le mélange gazeux à partir des répartitions massiques de chaque constituant.

Ainsi :

$$\omega_v = \frac{m_v}{m_g} \quad \text{représente la fraction massique de vapeur contenue dans le gaz} \quad (\text{I.5})$$

Il est possible aussi d'introduire, mais nous ne l'utiliserons pas par la suite, la fraction molaire de vapeur :

$$x_v = \frac{N_v}{N_g} \quad (\text{I.6})$$

(où N_v est le nombre de moles de vapeur et N_g le nombre total de moles de gaz)

I-4. Exposé général de la problématique

La structure du milieu poreux étant désormais globalement définie, nous allons maintenant poser brièvement le problème soulevé par l'étude des transferts couplés en milieux poreux.

a) Approche synoptique

Les phases liquide et gazeuse étant mobiles au sein de la matrice solide, des écoulements de matière vont pouvoir s'y organiser. Ces écoulements peuvent s'établir au travers de l'ensemble de la structure si la porosité est "ouverte", c'est-à-dire si les pores sont en communication les uns avec les autres. On peut, dans ce cas, envisager a priori, une élimination totale de la phase liquide sans détérioration de l'édifice solide ou au contraire une saturation parfaite en liquide. L'examen, a posteriori, tant théorique que pratique, de ces deux situations pose de réelles difficultés. Par ailleurs, on peut aborder le problème d'un point de vue thermique. Il s'agit alors classiquement de préciser le champ de température à l'intérieur du matériau lorsqu'il est soumis à un déséquilibre thermique dans l'espace ou/et dans le temps. En soumettant notamment un milieu poreux, partiellement imbibé d'eau, à un important gradient de température, il va s'établir au sein même de la structure un transfert de chaleur par conduction, par convection, par rayonnement et par changement de phase (évaporation - condensation). Il conviendra en temps voulu de préciser la contribution au transfert thermique global, de chacun de ces modes de transmission de la chaleur.

Il va de soi que la répartition interne de chacune des phases va influencer fortement le comportement du milieu poreux et notamment ses caractéristiques thermiques. Ainsi, le plus souvent, la conductivité thermique ainsi que la chaleur volumique d'un milieu saturé par un liquide seront plus élevées que celles d'un milieu anhydre. C'est ici qu'apparaît la notion de couplage entre le transfert de masse et le transfert de chaleur. Cela signifie en d'autres termes, que le transport de matière dans le milieu poreux modifie parfois considérablement le transfert thermique et que vice-versa on ne peut concevoir raisonnablement une étude traitant des écoulements non isothermes en milieu poreux qui négligerait les effets thermoconvectifs.

b) Prise en compte des changements de phase

Il peut se produire des changements de phase dans les échantillons

poreux, soumis à des conditions thermiques sévères, de deux natures :

- la congélation du liquide, lequel se transforme en une phase solide (et réciproquement, la fusion d'une partie de la phase solide se transformant en liquide),
- la vaporisation de la phase liquide se transformant en vapeur (et réciproquement la condensation de la vapeur en liquide).

Il n'entre pas dans notre propos de traiter le problème de la congélation-fusion en milieu poreux.

Ce problème, faisant l'objet de divers travaux, rappelle pourtant, à bien des égards, l'étude qui nous concerne. Le changement de phase qui permet de transformer le liquide en vapeur est, selon les circonstances, appelé évaporation ou vaporisation :

- On parle d'évaporation en milieu poreux lorsque le gaz au voisinage du liquide n'est pas constitué exclusivement de vapeur ; le changement de phase se produit de façon à maintenir au niveau de l'interface liquide-gaz une pression partielle de vapeur égale à la pression de vapeur saturante. Le transfert de la vapeur vers l'extérieur est dû essentiellement au gradient de pression partielle dans le gaz. L'évaporation est alors souvent un processus lent car c'est le phénomène de diffusion en phase gazeuse qui contrôle la cinétique du processus.
- On entend par vaporisation en milieu poreux la transformation qui a lieu lorsque la température dans le milieu atteint ou dépasse la température de saturation du liquide ($T \geq T_s$). Il existe deux méthodes classiques conduisant à cette vaporisation :
 - * en chauffant le milieu jusqu'à une température supérieure ou égale à T_s ,
 - * en abaissant de façon isotherme la pression totale du gaz jusqu'à la pression de saturation P_s .

On rencontre typiquement ces phénomènes de vaporisation en milieu poreux dans le cas du séchage en vapeur surchauffée ou du séchage sous vide. Le séchage en étuve à moyenne température est, quant à lui, plus représentatif des processus d'évaporation que de vaporisation.

C'est précisément à une description macroscopique des mécanismes de vaporisation en milieu poreux que nous allons désormais nous

appliquer, sans pour autant négliger les effets de type diffusif, résultant de la présence, même en très faible quantité, d'incondensables dans la phase gazeuse.

II - DOMAINES D'APPLICATION

Il nous a semblé souhaitable, avant d'entrer résolument dans le vif du sujet, à savoir son approche par le biais de la théorie et de l'expérience, de rappeler brièvement quelques situations ou procédés industriels particulièrement représentatifs de l'ébullition en milieu poreux, et dans lesquels ce travail puise tout son intérêt.

II-1. Le séchage

C'est évidemment l'opération pour laquelle la compréhension des mécanismes de vaporisation est une nécessité dès lors que des températures élevées ou des pressions totales gazeuses faibles sont atteintes. Il ne nous semble pas non plus superflu d'avertir le lecteur que l'analyse de résultats concernant le séchage à haute température et le séchage sous vide a été à l'origine de ce travail [2,3].

a) Le séchage par contact à haute température

C'est, à n'en pas douter, la situation la plus classique. Dans ce procédé, le matériau à sécher est mis en contact avec une surface chauffante dont la température excède la température de saturation de l'eau. Le mode de chauffage de cette surface peut être assuré de différentes manières :

- soit par circulation d'un fluide (liquide ou vapeur) permettant de conserver une température de contact pratiquement constante,
- soit par des résistances électriques de façon à travailler sensiblement à flux de chaleur constant,
- soit encore par rayonnement infra-rouge.

Au mécanisme d'évaporation, propre au séchage par contact à moyenne température ($< 100^{\circ}\text{C}$), ou au séchage convectif, se substitue à proximité de la plaque chaude, un mécanisme de vaporisation. Le séchage par contact est très souvent couplé à un procédé convectif permettant l'évacuation de la vapeur d'eau (séchage dissymétrique). Les exemples de développements industriels sont nombreux ; citons entre autres le séchage sur tambour de produits agro-alimentaires (pulpe de fruits, purée de pommes de terre...) et le séchage multicylindre du papier.

b) Le séchage par contact sous vide

Une étude, réalisée il y a quelques années dans notre laboratoire, concernant le séchage par contact sous vide, a souligné l'importance des effets de vaporisation dans la description des mécanismes d'élimination de l'eau du produit [4]. On entend par séchage sous vide, un procédé dans lequel le matériau à sécher est disposé dans une enceinte dont la pression du gaz peut être abaissée à quelques kilopascals. L'énergie calorifique nécessaire au changement de phase est alors apportée par conduction au travers de la plaque sur laquelle repose le matériau. L'intérêt du procédé est d'abaisser la température de saturation, ce qui favorise la vaporisation du liquide à basse température. Il a été alors montré que durant la cinétique de séchage apparaît une zone en ébullition à l'intérieur du corps ; la température y est quasiment constante et égale à la température de saturation et le transfert de chaleur par changement de phase devient prédominant vis-à-vis des autres modes de transfert thermique (de la conduction en particulier).

c) Le séchage convectif en vapeur surchauffée

Ce type de séchage utilise de la vapeur surchauffée comme agent caloporteur dans des gammes de températures se situant couramment entre 120°C et 200°C. Cette méthode n'est pas à proprement parler une innovation. Toutefois, cet axe de recherche, longtemps délaissé d'un point de vue fondamental, semble actuellement prendre un nouvel essor. Des applications industrielles, concernant plus spécifiquement le séchage du bois, paraissent tout à fait fructueuses [5,6,7]. Le procédé est intéressant à plus d'un titre puisqu'il permet d'accélérer considérablement la cinétique de séchage tout en garantissant généralement une bonne qualité finale du produit sec. Les possibilités de récupération d'énergie à partir de ce procédé ne sont pas non plus à négliger. Là encore, les mécanismes de changement de phase mis en jeu au sein du matériau sont beaucoup plus représentatifs des phénomènes de vaporisation que des phénomènes d'évaporation.

d) Le séchage par micro-ondes

Depuis quelques années, les micro-ondes sont utilisées comme mode de chauffage dans nombre d'opérations industrielles. Séchage de produits agro-alimentaires ou pharmaceutiques, de papier, de carreaux de plâtre, de plaquettes de bois ou de contreplaqué ..., les exemples d'utilisation des ondes hyperfréquences sont multiples et

variés. Cet intérêt accru pour les techniques micro-ondes trouve son explication dans la diminution spectaculaire des durées de séchage et dans la qualité généralement excellente des produits obtenus.

La particularité essentielle des micro-ondes, par rapport aux modes conventionnels de chauffage, est qu'elles effectuent un échauffement volumique du produit. De plus, cet échauffement s'exerce de façon privilégiée, voire exclusive, sur les molécules d'eau très fortement polarisées. Dans bon nombre de procédés industriels de séchage utilisant les micro-ondes, l'eau est mise en ébullition au sein du produit. Certains procédés associent même aux micro-ondes l'utilisation de pressions réduites permettant d'accélérer la vaporisation. Ainsi une meilleure connaissance des phénomènes d'ébullition en milieu poreux peut s'avérer bénéfique quant à l'amélioration des techniques de séchage par hyperfréquences.

II-2. Stockage de déchets radioactifs à haute activité en milieu géologique

Avec l'exploitation grandissante des centrales électronucléaires, les quantités de déchets radioactifs sont devenues de plus en plus importantes. La question : "que faire des déchets radioactifs à longue durée de vie ?" s'est donc posée de façon cruciale. On entend par déchets à longue durée de vie, des substances dont la période radioactive est supérieure à une centaine d'années et peut dépasser le million d'années. Pour cette catégorie de produits le stockage en surface n'est plus de mise. La solution actuellement envisagée pour assurer leur gestion à très long terme est le stockage en formations géologiques profondes. Les déchets à haute activité dégageant encore une importante quantité de chaleur et renfermant de nombreux émetteurs de particules α , β et γ , sont d'abord conditionnés par vitrification dans des conteneurs en acier inoxydable d'environ 200 litres. Ces conteneurs sont entreposés en surface durant une période de refroidissement de plusieurs années à l'issue de laquelle leur puissance thermique est ramenée à un niveau de l'ordre du kilowatt par conteneur. Ils sont finalement enfouis dans des structures géologiques stables. Le stockage en profondeur est schématisé sur la figure I.2. Le site de stockage localisé à des profondeurs variant entre 500 et 1000 mètres est constitué de galeries horizontales dans lesquelles sont creusés des puits verticaux de quelques dizaines de mètres. Les colis de verres sont disposés dans ces rangées de puits. L'espace libre dans les puits est ensuite remblayé par un matériau de remplissage constituant ce que l'on nomme communément une

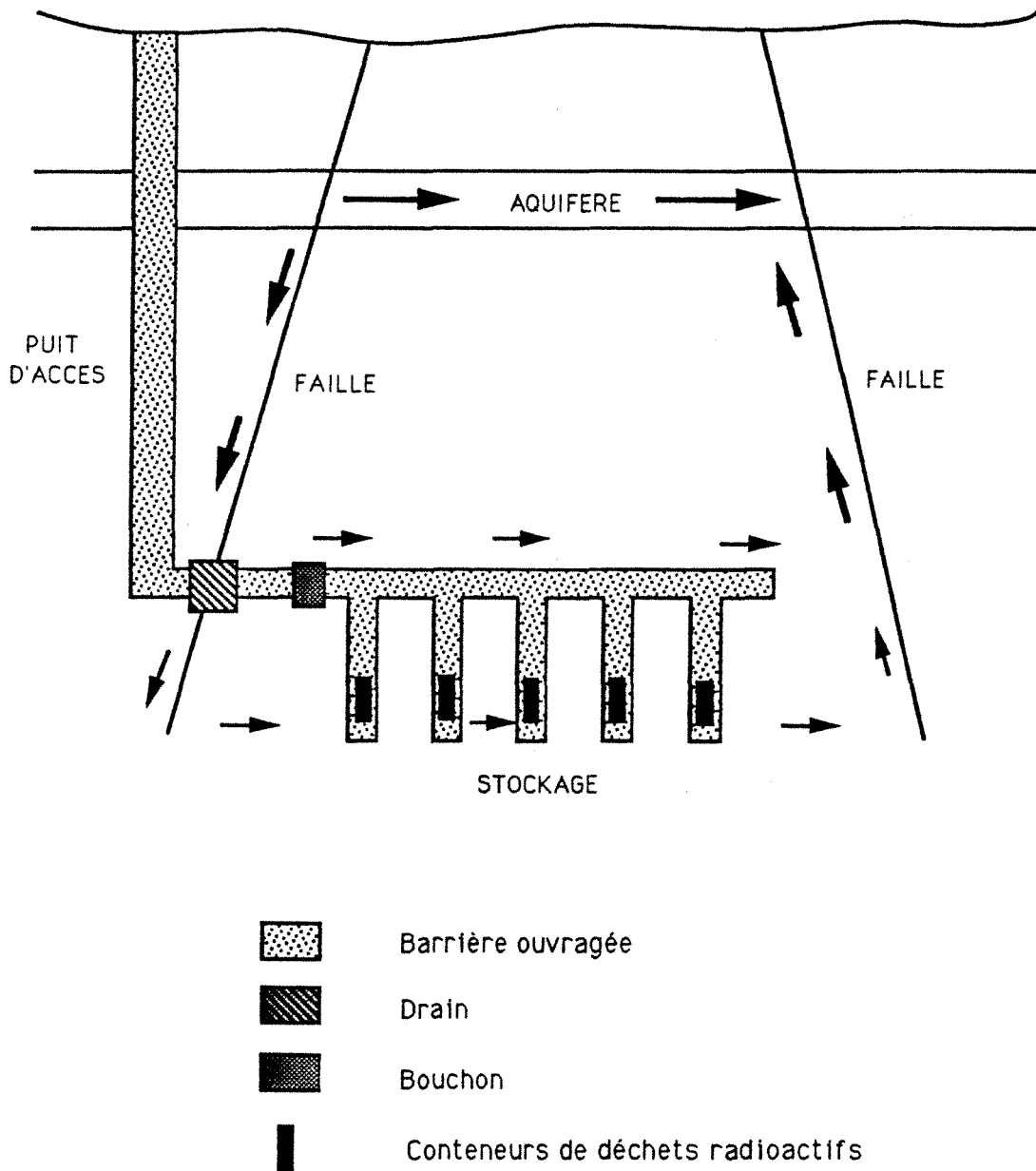


Fig. I-2 : Schématisation du stockage profond de déchets radioactifs.

barrière ouvragée. Les conteneurs dégageant encore une puissance thermique conséquente lors de leur enfouissement, il est capital si l'on souhaite décrire la diffusion à long terme des radioéléments vers la biosphère, de pouvoir prédire comment s'effectueront sur des centaines, voire des milliers d'années, les transferts de chaleur et d'humidité dans les barrières ouvragées ainsi que dans les roches d'accueil du site de stockage. La valeur élevée de la puissance thermique émise (1 kW) permet de supposer, en milieu clos, que des phénomènes de vaporisation vont jouer un rôle important.

II-3. Autres domaines

L'ébullition en milieu poreux se rencontre également dans des problèmes de simulation d'incendies : qu'il s'agisse de décrire les transferts de chaleur dans les murs de construction ou dans les parois de galeries de mines ou encore d'analyser la diffusion de radioéléments dans les terrains après un accident de centrale nucléaire.

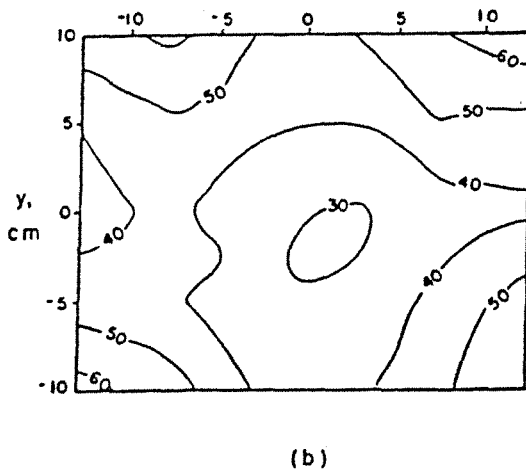
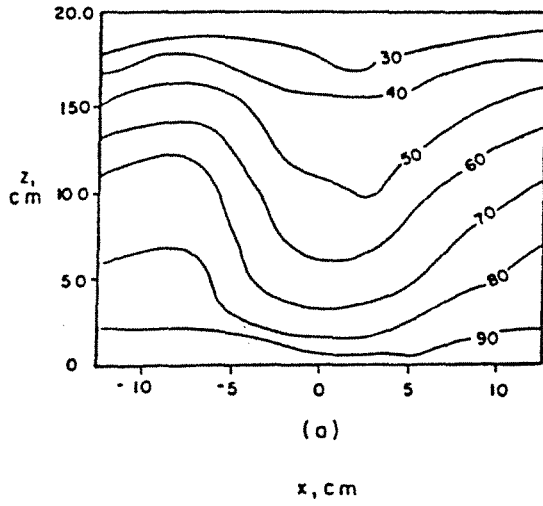
L'étude des transferts de chaleur dans les moules de fonderie, l'optimisation des caloducs, l'exploitation des réservoirs géothermiques à haute énergie ou encore l'injection de vapeur dans les gisements de pétrole, constituent d'autres domaines d'application concernant ce sujet.

III - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'intérêt suscité par l'ébullition en milieu poreux, n'est, selon la littérature scientifique, que très récent. Il faut bien admettre que la description des transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux n'a atteint un degré de maturité que durant cette dernière décennie ; l'éclosion des modèles numériques, aptes à simuler les principaux phénomènes, a joué en cela un rôle déterminant. A notre connaissance, les études tant expérimentales que théoriques, de mise en ébullition dans un milieu poreux sont encore peu nombreuses.

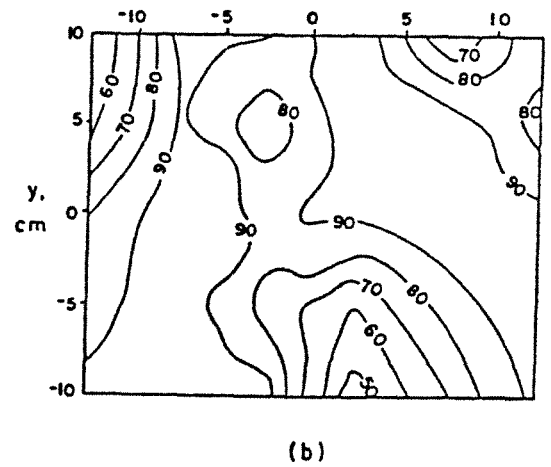
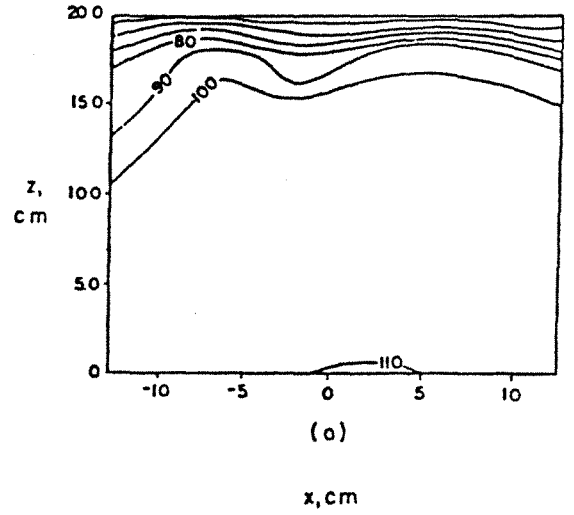
III-1. Premiers travaux

Dans un premier temps, des chercheurs souhaitant améliorer les performances des caloducs, ont été amenés à examiner avec un soin particulier les transferts s'effectuant dans les réseaux capillaires de ces derniers [8].



Temperature profiles in degrees Celsius for $H = 19.84$ cm and $Nu = 1.8$. (a) Vertical temperature profile at $y = 0$. (b) Horizontal temperature profile at $z = 18.5$ cm.

Fig. 1-3



Temperature profiles in degrees Celsius for $H = 19.84$ cm and $Nu = 18.0$. (a) Vertical temperature profile at $y = 0$. (b) Horizontal temperature profile at $z = 18.5$ cm.

Fig. 1-4

TRAVAUX DE SONDERGELD ET TURCOTTE

D'autres travaux, axés sur la conductivité thermique de milieux poreux, totalement ou partiellement saturés d'eau, ont mis à jour l'existence d'un effet caloduc au passage de la température d'ébullition de l'eau au sein de ces matériaux. Ainsi, KAR et DYBBS [9] observent sur des réseaux de fibres métalliques saturés d'eau et soumis à un flux de chaleur élevé, une zone de transition à très faible gradient de température où coexistent à la fois de la vapeur et de l'eau.

Par ailleurs, des recherches à propos de la géothermie ont conduit certains chercheurs à examiner les processus de vaporisation en milieu poreux. Un nombre important de modèles est consacré aux possibilités d'exploitation de gisements géothermiques. Ce sont généralement des modèles "globaux" [10], dont l'objet n'est pas une analyse fondamentale des mécanismes mis en jeu, mais plutôt une évaluation quantitative des ressources énergétiques. Des études expérimentales et théoriques concernant "l'autovaporisation en milieu poreux" ont été successivement développées par CASTANIER et PODAIRE [11,12] à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Leurs travaux donnent une approche locale des phénomènes de changement de phase pouvant se développer dans des gisements géothermiques.

III-2. Travaux effectués à l'Université Cornell (U.S.A.)

III-2.1 Travaux de SONDERGELD et TURCOTTE

SONDERGELD et TURCOTTE [13] étudient expérimentalement la convection diphasique dans un milieu poreux avec application à des problèmes de géothermie. Le dispositif initial est constitué par une boîte de grande dimension remplie avec des billes de verre de $530\mu\text{m}$ de diamètre. Le milieu est saturé avec de l'eau distillée. Des résistances chauffantes permettent de porter de façon uniforme la base de l'échantillon à une température supérieure au point d'ébullition de l'eau. Une plaque métallique perforée recouvre le milieu poreux. Elle permet une uniformisation des températures sur la face supérieure, autorise les échanges de matière (liquide + vapeur) avec l'extérieur et évite la fluidisation du milieu poreux. Cette plaque métallique est recouverte par une nappe d'eau distillée refroidie en permanence par plusieurs serpentins. Le champ de température à l'intérieur de la matrice poreuse est obtenu par l'intermédiaire d'un réseau de 60 thermocouples. SONDERGELD et TURCOTTE comparent les champs de température obtenus dans les plans horizontaux et verticaux de la matrice poreuse pour différentes puissances de chauffage et pour différentes hauteurs de la couche poreuse.

Pour des faibles flux de chaleur, les profils verticaux de température (Fig.I.3) montrent que les transferts thermiques s'effectuent par conduction et par convection naturelle. Dans ce cas, le milieu reste saturé d'eau sous forme liquide. Pour des flux plus élevés (Fig.I.4) apparaît une région diphasique caractérisée par son aspect isotherme à $100^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$. Cette zone diphasique est toujours recouverte par une zone saturée de liquide. Pour des flux de chaleur croissants, l'extension de cette zone diphasique augmente jusqu'à l'apparition d'une zone à fort gradient de température au voisinage de la plaque chaude. Les températures dans cette zone sont supérieures à 100°C et laissent à penser que le milieu poreux est saturé avec de la vapeur surchauffée.

Les auteurs de cette étude analysent les transferts dans la zone diphasique de la façon suivante : "la vapeur se forme sur la plaque inférieure, monte verticalement et se condense au sommet de la zone diphasique. La condensation ne se produit pas dans la zone diphasique puisqu'elle est isotherme. L'eau percole vers le bas pour reformer de la vapeur dans la partie inférieure". Par ailleurs, les zones saturées de liquide et diphasique sont mises en évidence à l'aide d'un dispositif analogue axé sur la visualisation [14].

SONDERGELD et TURCOTTE développent un modèle unidirectionnel pour décrire les transferts de chaleur et de masse dans la zone diphasique en régime permanent et analyser leurs résultats expérimentaux. Ils écrivent successivement :

- L'équilibre des flux-masse de liquide et de vapeur en zone diphasique :

$$n_l + n_v = 0 \quad (\text{I.7})$$

- L'identification du transfert total de chaleur et du transfert thermique par convection de la chaleur latente de vaporisation :

$$q = L_v n_v \quad (\text{I.8})$$

- L'expression des flux-masse obtenue à partir de la loi de

DARCY (axe Oz suivant la verticale ascendante):

$$n_l = - \frac{\rho_l K K_{r,l}}{\mu_l} \left(\frac{dP}{dz} + \rho_l g \right) \quad (I.9)$$

$$n_v = - \frac{\rho_v K K_{r,v}}{\mu_v} \left(\frac{dP}{dz} + \rho_v g \right) \quad (I.10)$$

Dans ces deux dernières relations, nous constatons que les effets de pression capillaire sont négligés. Cette description n'est donc valable, ainsi que l'expliquent leurs auteurs, que pour des valeurs élevées de la saturation ; la pression capillaire est alors pratiquement nulle et les pressions dans le liquide et dans la vapeur quasiment identiques.

En prenant, pour les perméabilités relatives, des fonctions linéaires de la saturation :

$$\begin{cases} K_{r,l} = S \\ K_{r,v} = 1 - S \end{cases} \quad (I.11)$$

SONDERGELD et TURCOTTE obtiennent, par élimination des termes de gradient de pression, une expression pour la saturation de la zone diphasique qui se simplifie considérablement dès lors que $\frac{\mu_l}{\rho_l}$ peut

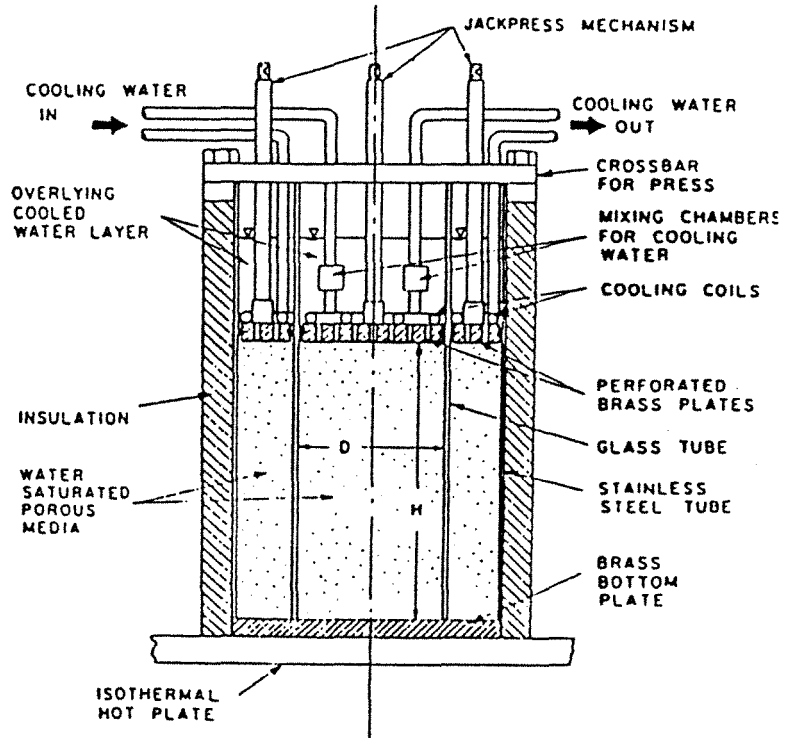
être négligé vis-à-vis de $\frac{\mu_v}{\rho_v}$ (rapport de 70 pour l'eau) :

$$S = 1 - \frac{q \mu_v}{K L_v g (\rho_l - \rho_v) \rho_v} \quad (I.12)$$

Dans cette modélisation la saturation est donc constante dans chacune des zones liquide, diphasique et éventuellement vapeur et subit par conséquent une discontinuité au passage entre deux zones contigües.

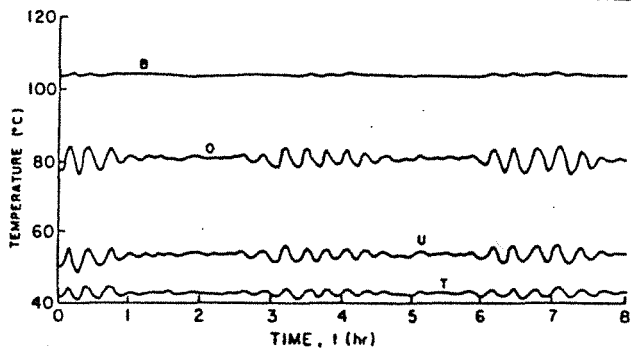
III-2.2 Travaux de BAU et TORRANCE

BAU et TORRANCE [15] utilisent un dispositif dont le principe est similaire à celui que nous venons de présenter et ont essayé d'approfondir la description des phénomènes d'ébullition en milieu

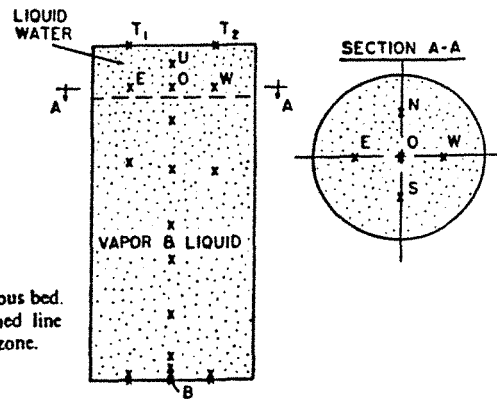


Schematic diagram of the experimental apparatus.

Fig. 1-5



Temperature transients for a porous bed with permeability $k = 64 \times 10^{-12} \text{m}^2$ (grain size $d = 0.254 \text{mm}$). The mean heat flux is 8.7kW/m^2 . Both short term oscillations and long term fluctuations are visible.



Schematic diagram of a water-saturated porous bed. Thermocouple locations (the x's). The dashed line indicates the approximate height of the 2-phase zone.

Fig. 1-6

poreux donnée par SONDERGELD et TURCOTTE. Les principales améliorations apportées par leur dispositif expérimental [Fig I.5] sont:

- l'utilisation d'une garde passive pour diminuer les pertes thermiques latérales,
- le choix d'une géométrie cylindrique,
- le perfectionnement du dispositif permettant d'éviter la fluidisation du milieu,
- le système de chauffage par plaque chaude isotherme.

Du point de vue expérimental, BAU et TORRANCE présentent des profils de températures relatifs à différentes densités de flux de chaleur et à plusieurs granulométries des billes de verre de l'empilement. Leurs expériences confirment largement les essais de SONDERGELD et TURCOTTE quant à la mise en évidence de différentes zones :

- zone saturée de liquide,
- zone diphasique isotherme (liquide + vapeur),
- éventuellement zone vapeur à fort gradient de température.

Lorsque la hauteur de la zone diphasique dépasse une valeur critique correspondant environ à 3/4 de la hauteur de la couche poreuse, ils observent des oscillations du champ de température dans la zone saturée de liquide [Fig. I.6]. La période de ces oscillations est relativement longue et semble être inversement proportionnelle à la perméabilité du milieu poreux. Mais les auteurs de l'étude ne donnent pas d'explications vraiment claires quant à l'origine de ce phénomène oscillatoire.

L'aspect théorique qu'ils développent reprend très exactement l'approche présentée par SONDERGELD et TURCOTTE. On y retrouve quelques considérations supplémentaires concernant le calcul de la hauteur de la zone diphasique ainsi que le flux d'assèchement q_{max} pour lequel apparaît une zone vapeur :

$$q_{max} = \frac{\lambda L_v g (\rho_l - \rho_v)}{(\sqrt{\nu_l} + \sqrt{\nu_v})} \quad (I.13)$$

BAU et TORRANCE [16,17] examinent par ailleurs les mécanismes de convection en se référant à un nombre de RAYLEIGH en début d'ébullition représentatif de la géométrie considérée (Fig.I.7).

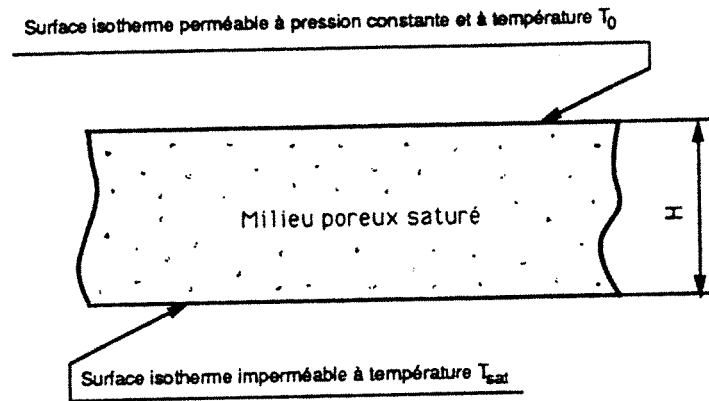


Figure I.7

$$Ra_b = \frac{g \beta K (T_{sat} - T_0) H}{\nu_l \left(\frac{k_e}{\rho_l C_{pl}} \right)} \quad (I.14)$$

où β , ν_l , ρ_l et C_{pl} sont respectivement le coefficient d'expansion thermique, la viscosité cinématique, la masse volumique et la chaleur massique du liquide, g est l'accélération de la pesanteur, K la perméabilité intrinsèque du milieu poreux et k_e la conductivité thermique équivalente du milieu poreux saturé de liquide. En comparant la valeur de ce nombre de RAYLEIGH à celle du nombre de RAYLEIGH critique Ra_{cr} en début de convection monophasique, BAU et TORRANCE analysent l'influence des phénomènes convectifs sur le déroulement de l'ébullition.

III-3. Travaux réalisés à l'Université de BERKELEY (U.S.A.)

III-3.1 Travaux de OGNIWICZ et TIEN [18]

OGNIWICZ et TIEN, parallèlement aux travaux entrepris par SONDERGELD et TURCOTTE, étudient analytiquement ce qu'ils appellent "l'effet caloduc en milieu poreux". Ce phénomène se traduit, lors de la mise en ébullition du liquide contenu dans le milieu poreux, par la présence d'une zone quasi-isotherme ayant par conséquent une très forte conductivité thermique équivalente. Les mécanismes de transfert de chaleur et de masse dans cette zone et son environnement sont tout à fait similaires à ceux qui peuvent se produire dans les caloducs.

L'analyse d'OGNIWICZ et TIEN diffère principalement des travaux antérieurs par la prise en compte de la capillarité. Celle-ci

s'avère importante si ce n'est fondamentale, puisqu'elle crée, quelle que soit l'orientation du dispositif, un écoulement du liquide des zones les plus humides vers celles les plus sèches, c'est à dire des régions froides vers les régions les plus chaudes ; ce qui n'est pas forcément le cas de la gravité. Ainsi, les densités de flux-masse de liquide et de vapeur sont écrites sous la forme suivante :

$$\vec{n}_l = - \frac{K.K_{rl}}{\nu_l} [\vec{\nabla} P_l - \rho_l \vec{g}] \quad (I.15)$$

$$\vec{n}_v = - \frac{K.K_{rv}}{\nu_v} [\vec{\nabla} P_v - \rho_v \vec{g}] \quad (I.16)$$

avec : $P_l = P_v - P_c(S)$ (I.17)

où :

- P_l , P_v et P_c sont respectivement la pression du liquide, la pression de la vapeur et la pression capillaire,
- K , K_{rl} et K_{rv} sont les perméabilités intrinsèque, et relatives au liquide et celle relative à la vapeur,
- ν_l et ν_v sont les viscosités cinématiques du liquide et de la vapeur.

Moyennant une hypothèse qui consiste à négliger dans la zone diphasique le transfert conductif de chaleur vis-à-vis du transfert convectif de chaleur latente, OGNIWICZ et TIEN calculent dans le cas unidirectionnel les profils d'humidité et de température dans la zone diphasique. Des résultats théoriques sont présentés de façon à analyser les performances thermiques de l'effet caloduc en milieu poreux selon le fluide utilisé, la densité de flux de chaleur imposée ou l'orientation donnée au dispositif par rapport à la gravité.

III-3.2 Travaux de UDELL [19,20]

Faisant suite aux travaux d'OGNIWICZ et TIEN, l'étude réalisée par UDELL est assurément la plus complète sur le sujet. Le dispositif expérimental (Fig.I.8) sur le principe assez semblable à celui utilisé par BAU et TORRANCE, peut néanmoins être renversé ou placé horizontalement ceci dans le but d'analyser l'interaction entre les effets capillaires et gravitationnels. L'isolation thermique latérale est obtenue grâce à une garde active. Les densités de flux de chaleur sont mesurées à chaque extrémité de la cellule par l'intermédiaire de deux thermocouples insérés dans un milieu de conductivité thermique standard connue.

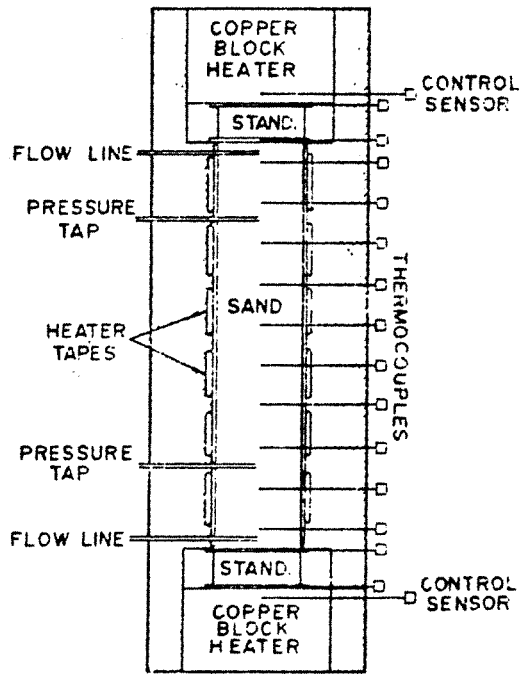


Fig. I-8 Experimental apparatus.

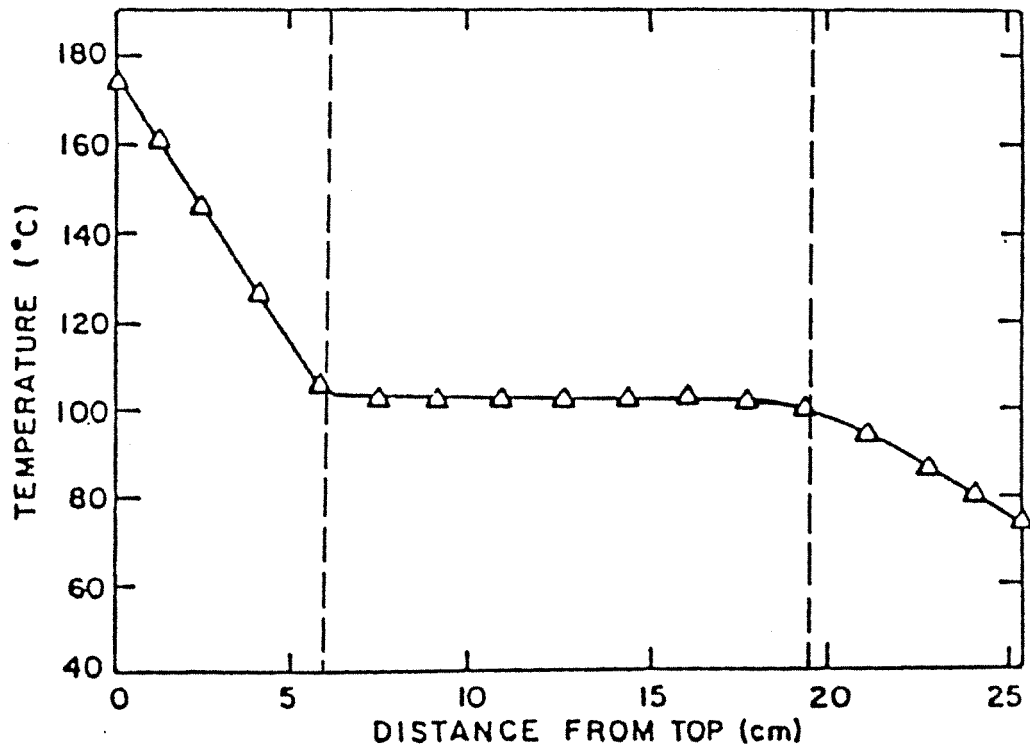


Fig. I-9

TRAVAUX DE UDELL

UDELL relève les profils de température résultant d'essais en régime permanent sur des sables de différentes granulométries pour plusieurs densités de flux de chaleur et pour des dispositions horizontales et verticales de la cellule de mesure. Ainsi la figure I.9 représente le profil de température dans un noyau de sable chauffé à son extrémité supérieure et refroidi à la base. Pour cet essai, la capillarité et la gravité agissent à contresens. Le profil de température fait clairement apparaître les zones liquide, diphasique et vapeur.

Sur le plan théorique, UDELL donne la démarche à suivre pour calculer les profils de température, de saturation et de pression (liquide et vapeur) dans la zone diphasique. En se donnant un modèle de description des perméabilités relatives (modèle de FATT et KLIKOFF) et de la pression capillaire (modèle de LEVERETT), il peut représenter analytiquement ces différents profils. La confrontation des résultats expérimentaux et théoriques est particulièrement bonne. On peut cependant regretter que la modélisation présentée ne s'attache qu'à la description de la zone diphasique. Nous verrons par la suite qu'une description globale sur l'ensemble du milieu poreux s'avère fructueuse quant à l'apparition et la répartition de chacune des zones.

III-3.3 Travaux récents

a) Modèle de CHUAH et CAREY

CHUAH et CAREY [21] présentent un modèle analytique du transfert de chaleur et de masse en zone diphasique dans le cas particulier où la porosité du milieu n'est pas uniforme. Ils prennent un profil variant exponentiellement :

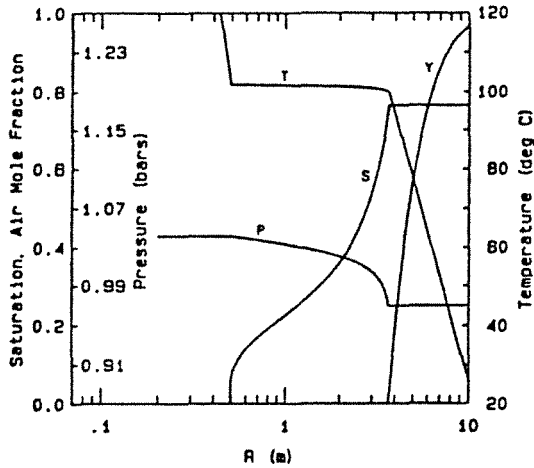
$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}} = \exp\left(-\frac{x}{x_L}\right) \quad (I.18)$$

x_L est une longueur caractéristique

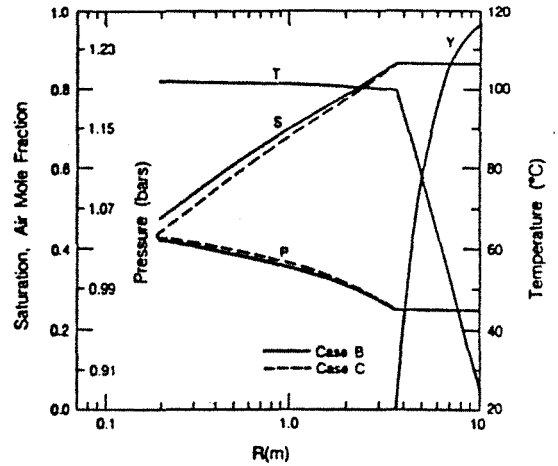
La perméabilité intrinsèque du milieu poreux est corrigée en tout point pour tenir compte des variations de porosité, grâce à la formule de KOZENY-CARMAN :

$$K = \frac{d^2}{180} \frac{\varepsilon^3}{(1 - \varepsilon)^2} \quad (I.19)$$

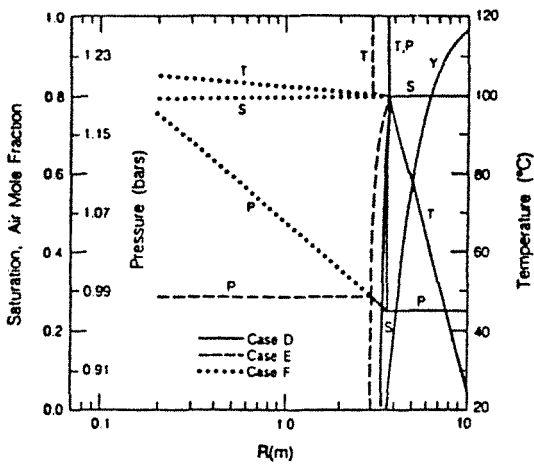
d : diamètre moyen des grains



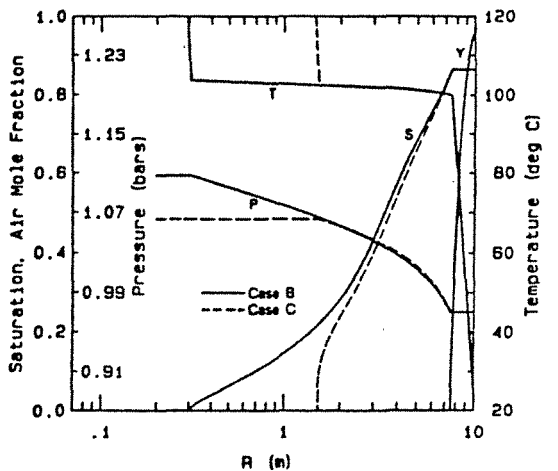
Analytical solution for scaled-saturation, pressure, temperature, and air-mole-fraction profiles, for case A. The temperature at the canister, T_{ca} is 225°C.



Analytical solution for scaled-saturation, pressure, temperature, and air-mole-fraction profiles for cases B and C, where $Q = 500 \text{ W m}^{-1}$.



Analytical solution for scaled-saturation, pressure, temperature, and air-mole-fraction profiles for cases D-F.



Analytical solution for scaled-saturation, pressure, temperature, and air-mole-fraction profiles for cases B and C, when $Q = 1750 \text{ W m}^{-1}$.

Characteristic curves for relative permeability and capillary pressure dependence on saturation

Case	Capillary pressure	Relative permeability
A	$P_{cap} = P_{co} f$ $P_{co} = -\sigma(\phi/k)^{1/2}$ $f = a(1-S) + b(1-S)^2 + c(1-S)^3$ $a = 1.417, b = -2.12, c = 1.263$	$k_{ri} = S^3$ $k_{rv} = (1-S)^3$ $S_{li} = 0.15, S_{lv} = 1.0$
B	Same as A	$k_{ri} = S$ $k_{rv} = 1-S$ $S_{li} = 0.2, S_{lv} = 0.895$
C	Same as A	$k_{ri} = S^3$ $k_{rv} = a + bS + cS^2$ $a = 1.259, b = -1.7615, c = 0.5089$ $S_{li} = 0.2, S_{lv} = 0.895$
D	$P_{cap} = P_{co} f$ $P_{co} = -13.93 \text{ bar}$ $f = (S^{-1/2} - 1)^{-1}$	$k_{ri} = \sqrt{S[1 - (1-S^{1/2})^2]}$ $k_{rv} = 1 - k_{ri}$ $S_{li} = 9.6 \times 10^{-4}, S_{lv} = 1.0, \lambda = 0.45$
E	Same as D	$k_{ri} = \sqrt{S[1 - (1-S^{1/2})^2]}$ $k_{rv} = 3067$ $S_{li} = 9.6 \times 10^{-4}, S_{lv} = 1.0, \lambda = 0.45$
F	Same as D	$k_{ri} = 90.65$ $k_{rv} = 2976$

Fig. I-10

CHUAH et CAREY réécrivent alors le système d'équations donné par UDELL qui régit les transferts dans la zone diphasique. La solution numérique de ces équations fait apparaître de fortes modifications de la hauteur de la zone diphasique dues aux variations de porosité.

b) Travaux de DOUGHTY et PRUESS

DOUGHTY et PRUESS [22] se sont intéressés au problème des effets caloducs se développant à proximité des conteneurs de déchets nucléaires enfouis dans le sol. Ils ont adapté le modèle de UDELL à une géométrie cylindrique pour un milieu partiellement saturé. Les profils de température, de saturation en liquide, de pression et de fraction molaire d'air au voisinage des conteneurs sont calculés pour plusieurs modèles de milieux géologiques - (Fig. I.10) - PRUESS a développé par ailleurs un modèle numérique de calcul transitoire des transferts en milieu poreux non saturé. Les résultats transitoires permettent d'examiner comment évolue dans le temps la zone diphasique et à quel moment une zone d'assèchement va apparaître au contact du conteneur (si la puissance dégagée par le conteneur est suffisante). Les résultats obtenus à partir de la simulation numérique transitoire pour les temps longs semblent en bon accord avec les résultats issus du modèle semi-analytique permanent.

IV - CONCLUSION

Nous n'avons présenté, dans cette partie à caractère bibliographique, qu'un nombre volontairement limité de travaux concernant l'ébullition en milieu poreux. Il existe, en effet, de nombreux articles se rapportant aux transferts de chaleur et de masse dans des milieux polyphasiques non consolidés. L'ébullition de ces milieux s'accompagne alors d'effets de fluidisation de la matrice solide. Les mécanismes deviennent, par conséquent, très différents de ceux que nous voulons analyser et nous n'y avons donc pas fait référence.

Nous nous proposons, dans les deux prochains chapitres, de développer, d'abord un modèle permanent à partir du modèle de UDELL, puis d'élaborer un modèle théorique transitoire d'ébullition en milieu poreux capillaire.

CHAPITRE II**ETUDE EN REGIME PERMANENT**

Nous nous proposons, dans ce chapitre, de présenter l'ensemble des résultats concernant l'étude du régime permanent. Après avoir rappelé brièvement les points essentiels de la résolution monodimensionnelle permanente du transfert de chaleur et de masse dans un milieu poreux saturé par les phases liquide et vapeur d'un même fluide, la prise en compte de la conductivité thermique du milieu (au sens de Fourier) sera abordée. Nous essaierons alors d'évaluer les domaines de validité de l'hypothèse qui tend à négliger la part conductive dans le milieu poreux vis-à-vis du mécanisme de filtration de la vapeur et donc du transfert de chaleur latente. Dans le souci de nous rapprocher au maximum des conditions expérimentales, nous tenterons aussi d'évaluer l'influence des pertes thermiques latérales en essayant toutefois de conserver un modèle monodimensionnel.

Dans une seconde partie, nous traiterons de l'effet des incondensables pour de tels systèmes. Nous écrirons d'abord la formulation mathématique du problème dans ce cas. Nous exposerons ensuite, les résultats théoriques dérivant de cette formulation et tenterons, à partir d'une comparaison de ces résultats avec ceux obtenus précédemment, d'analyser d'un point de vue macroscopique, l'effet de gaz incondensables sur les transferts de chaleur et de masse.

I - MILIEU POREUX SATURE PAR UN MELANGE LIQUIDE-VAPEUR

Dans toute cette partie nous supposons que le milieu poreux est saturé par les phases liquide et vapeur d'un fluide à un seul constituant. Nous admettons par conséquent qu'il n'y a pas présence de gaz incondensable (de l'air par exemple) au sein du milieu poreux.

I-1. Modèle sans prise en compte de la conduction : K.S.UDELL

Le point de départ de notre étude s'appuie sur le modèle monodimensionnel en régime permanent développé par K.S.UDELL [20].

a) Mise en évidence

K.S. UDELL applique à un milieu poreux granulaire, initialement saturé avec un liquide (de l'eau), un gradient de température élevé. Ce gradient est ajusté de façon à ce que les extrémités de l'échantillon soient à des températures de part et d'autre du point d'ébullition du liquide. Le dispositif utilisé, dont la description a été entrevue au chapitre I, est conçu pour autoriser l'expulsion du liquide consécutive au développement de la phase vapeur dans la structure poreuse. La description expérimentale du régime permanent a fait apparaître trois régions distinctes au sein d'un tel système (Fig.II.1) :

- une zone à fort gradient thermique et caractéristique du milieu poreux saturé avec de la vapeur surchauffée,
- une zone intermédiaire "diphase", quasi-isotherme, dominée par des flux à contre-courant de liquide et de vapeur,
- une zone à faible gradient thermique localisée du côté de l'extrémité froide et caractéristique du milieu poreux saturé par le liquide.

Cette description est confirmée par d'autres travaux effectués dans des conditions comparables [13-15].

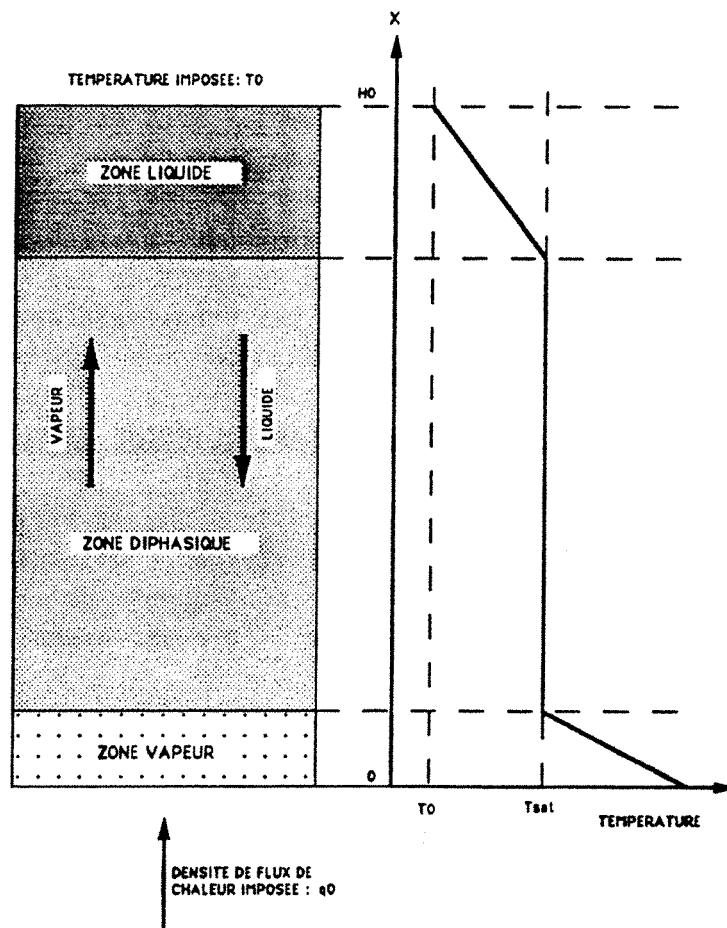


Figure II-1 : Modélisation du régime permanent en trois zones.

b) Hypothèses

A partir de ces observations et d'un certain nombre d'hypothèses que nous rappelons ci-dessous, K.S. UDELL parvient à résoudre le problème du transfert de chaleur et de masse dans la zone diphasique en régime permanent pour une configuration monodimensionnelle. Ces hypothèses sont :

- celles énoncées au paragraphe I-2. du chapitre I,
- l'équilibre thermodynamique local au niveau du volume élémentaire représentatif. Ceci revient à dire qu'à l'intérieur du volume élémentaire représentatif les températures moyennes de chacune des phases (solide, liquide, gazeuse) sont égales,
- les flux des phases liquide et gazeuse sont dominés par les forces de viscosité et peuvent être décrits de façon acceptable à partir de la loi de Darcy,
- les gradients de température au sein de la zone diphasique sont très faibles, ce qui permet de négliger dans cette partie :
 - . le terme de conduction de la chaleur vis-à-vis du terme de convection de la vapeur par mouvement de filtration,
 - . les variations des caractéristiques thermophysiques en fonction de la température,
- la convection de chaleur sensible a un effet négligeable.

c) Résolution

Partant de ces hypothèses les expressions des différentes densités de flux au sein de la zone diphasique sont écrites sous la forme suivante:

Densité de flux-masse de liquide :

$$n_l = - \frac{K \cdot K_{rl}}{\nu_l} \left(\frac{dP_l}{dx} + \rho_l g \right) \quad (II.1)$$

Densité de flux-masse de vapeur :

$$n_v = - \frac{K \cdot K_{rv}}{\nu_v} \left(\frac{dP_v}{dx} + \rho_v g \right) \quad (II.2)$$

Densité de flux de chaleur :

$$q = L_v \cdot n_v \quad (II.3)$$

Les équations de conservation de la masse et de l'énergie dans la zone diphasique en régime permanent s'écrivent sous une forme particulièrement simple :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_l}{dx} = - \dot{m} \\ \frac{dn_v}{dx} = \dot{m} \\ \frac{dq}{dx} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.4})$$

\dot{m} est la masse d'eau liquide se vaporisant par unité de volume et de temps.

Il apparaît donc que la densité de flux de chaleur est constante dans toute la zone diphasique et vaut q_0 (densité de flux de chaleur imposée).

En régime permanent, les interfaces entre les différentes zones liquide-diphasique d'une part, diphasique-vapeur d'autre part, peuvent être considérées comme des parois imperméables puisque la quantité de fluide contenue à l'intérieur de chacune de ces régions est fixée. Il résulte de ces conditions sur les limites de la zone diphasique que l'équation de conservation de la masse dans cette zone pourra être formulée de la façon suivante :

$$n_l + n_v = 0 \quad (\text{II.5})$$

En remplaçant dans cette dernière relation les densités de flux-masse par leur valeur respective, il est possible de faire apparaître les gradients de pression liquide et vapeur :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_v}{dx} = \frac{-v_v}{L_v \cdot K \cdot K_{rv}} \cdot q_0 - \rho_v \cdot g \\ \frac{dP_l}{dx} = \frac{v_l}{L_v \cdot K \cdot K_{rl}} \cdot q_0 - \rho_l \cdot g \end{array} \right. \quad (\text{II.6})$$

L'expression du gradient de pression capillaire est alors immédiate :

$$\frac{dP_c}{dx} = \frac{d(P_v - P_l)}{dx} = - \frac{q_0}{K \cdot L_v} \left(\frac{\nu_l}{K_{r_l}} + \frac{\nu_v}{K_{r_v}} \right) + (\rho_l - \rho_v) g \quad (\text{II.7})$$

En supposant en outre, que la pression capillaire P_c , ainsi que les perméabilités relatives K_{r_l} et K_{r_v} ne dépendent que de la saturation en liquide S , le calcul du gradient de saturation dans la zone diphasique ne présente plus de difficultés :

$$\frac{dS}{dx} = \frac{- \left(\frac{\nu_l}{K_{r_l}(S)} + \frac{\nu_v}{K_{r_v}(S)} \right)}{K \cdot L_v \cdot \frac{dP_c(S)}{dS}} \cdot q_0 + \frac{(\rho_l - \rho_v)}{\frac{dP_c(S)}{dS}} \cdot g \quad (\text{II.8})$$

L'intégration de cette dernière relation sur la longueur de la zone diphasique aboutit au profil de saturation.

Les profils de pression sont calculés à partir des équations suivantes :

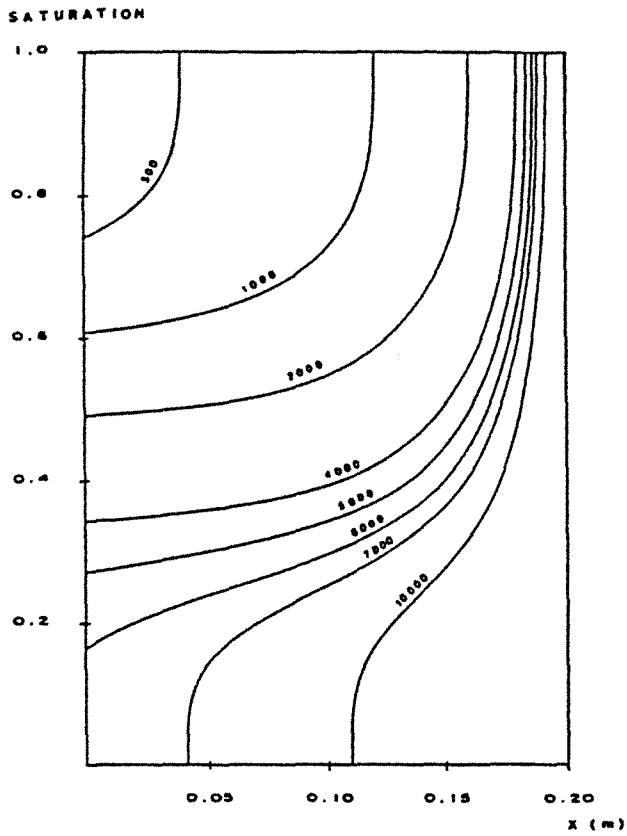
$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_v}{dx} = \frac{-\nu_v}{L_v \cdot K \cdot K_{r_v}} \cdot q_0 - \rho_v \cdot g \\ \frac{dP_l}{dx} = \frac{dP_v}{dx} - \frac{dP_c}{dS} \cdot \frac{dS}{dx} \end{array} \right. \quad (\text{II.9})$$

Quant au profil de température, il est recalculé à partir du profil de pression de vapeur P_v en utilisant les relations thermodynamiques liant P_v et T .

d) Chauffage par le bas

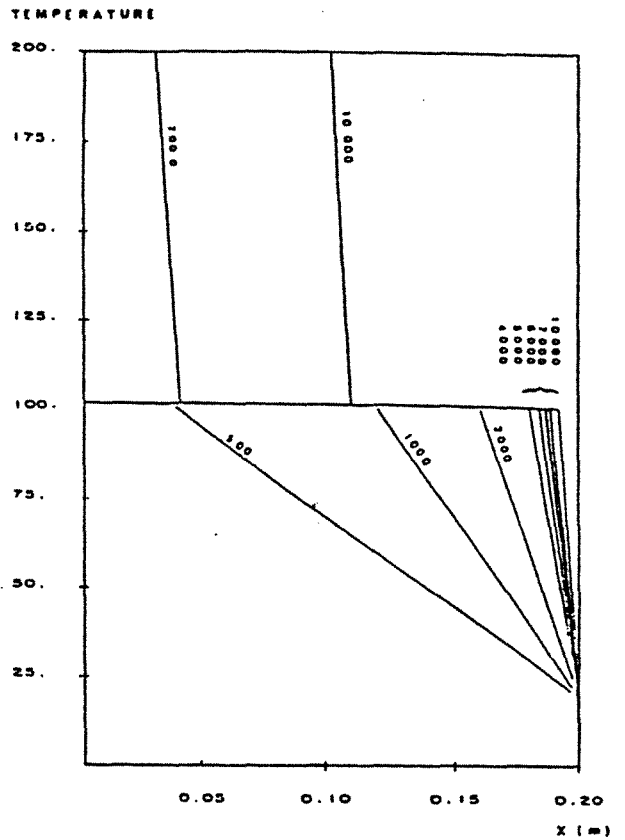
La résolution est effectuée dans un cas particulier, pour lequel le milieu poreux est chauffé à la base de façon intense, refroidi sur l'extrémité supérieure (température imposée) et isolé thermiquement sur les parois latérales. La saturation est imposée sur la surface supérieure ($S=1$). Quant aux parois inférieures et latérales elles demeurent parfaitement imperméables.

Les coefficients physiques utilisés correspondent à ceux d'un lit de billes de verre de très faibles diamètres ($\sim 200 \mu\text{m}$), le fluide saturant étant de l'eau. Pour un tel milieu les perméabilités relatives sont approchées à partir de fonctions cubiques de la saturation :



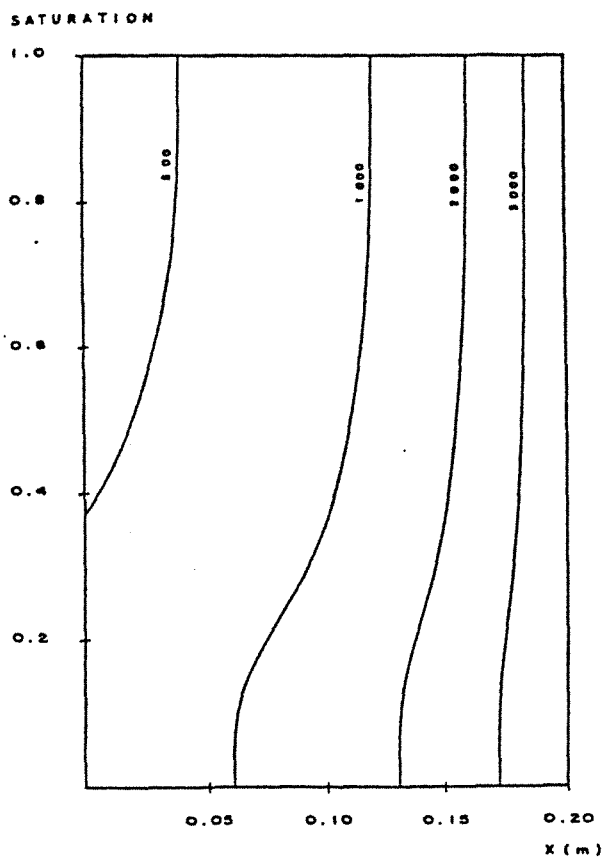
Profils de saturation ($K=10^{-11} \text{ m}^2$)

Fig. II-2



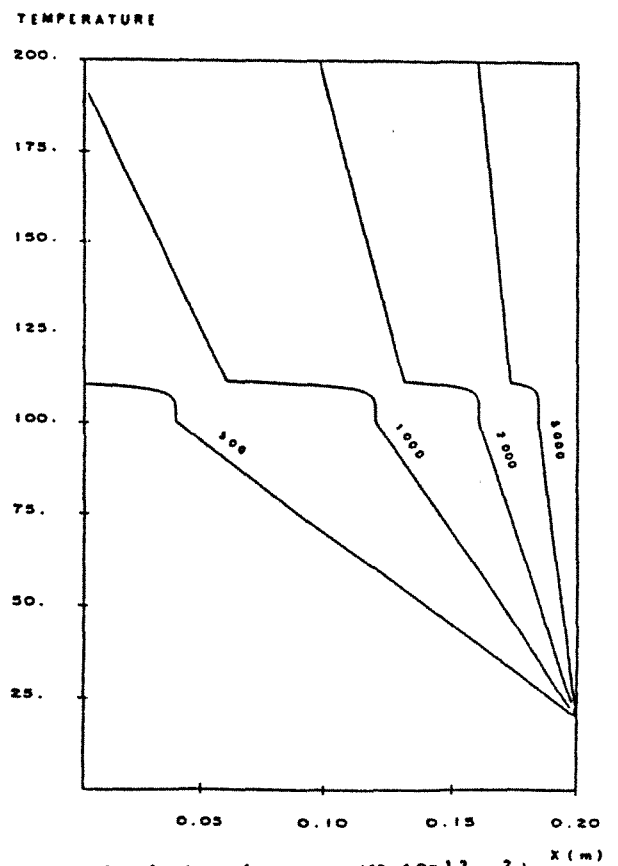
Profils de température ($K=10^{-11} \text{ m}^2$)

Fig. II-3



Profils de saturation ($K=10^{-13} \text{ m}^2$)

Fig. II-4



Profils de température ($K=10^{-13} \text{ m}^2$)

Fig. II-5

PROFILS POUR DIFFERENTES DENSITES DE FLUX DE CHALEUR

$$K_{r_l}(S) = S^3 \quad \text{et} \quad K_{r_v}(S) = (1-S)^3 \quad (\text{II.10})$$

La pression capillaire est mise sous une forme faisant apparaître le terme adimensionnel $F(S)$ appelé fonction de LEVERETT :

$$P_c(S) = \sigma \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{K}} \cdot F(S) \quad (\text{II.11})$$

σ : la tension superficielle de l'eau
 ε : la porosité du milieu
 K : la perméabilité intrinsèque du milieu.

La fonction de LEVERETT, corrélée à partir de résultats expérimentaux sur des milieux granulaires [19], est représentée par le polynôme suivant :

$$F(S) = 1.417 (1-S) - 2.120 (1-S)^2 + 1.263 (1-S)^3 \quad (\text{II.12})$$

Nous représentons aux figures II.2 et II.3 les profils de saturation et de température obtenus par une intégration numérique de l'équation (II.8) pour différentes densités de flux de chaleur et pour une perméabilité intrinsèque de $K = 10^{-11} \text{m}^2$. Les figures II.4 et II.5 représentent ces mêmes profils pour une perméabilité intrinsèque de $K = 10^{-13} \text{m}^2$. Les coefficients physiques utilisés sont regroupés ci-dessous :

$$\begin{array}{lll} \varepsilon = 0.4 & \sigma = 0.058 \text{ N.m}^{-1} & g = 9.81 \text{ m.s}^{-2} \\ R = 8.32 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1} & \lambda_s = 1.22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} & \lambda_l = 0.67 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ \nu_l = 0.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1} & \nu_v = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1} & \rho_l = 1000 \text{ kg.m}^{-3} \end{array}$$

$$\rho_v = \frac{P_v \cdot M_{\text{eau}}}{R \cdot T} \quad (T \text{ en K})$$

$$M_{\text{eau}} = 0.018 \text{ kg.mol}^{-1}$$

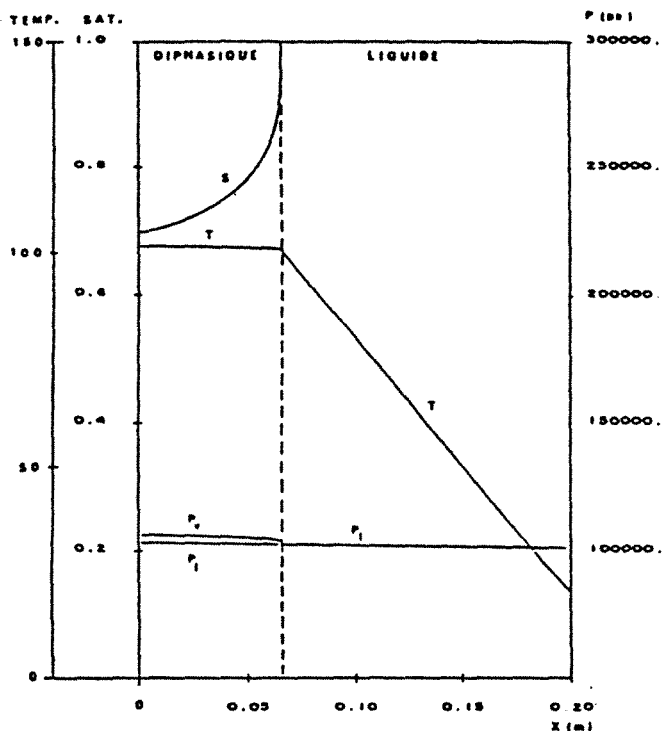
$$L_v = (2500.8 - 2.441.\theta) \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1} \quad (\theta \text{ en } ^\circ\text{C})$$

λ_s et λ_l sont les conductivités thermiques du solide (verre) et de l'eau.

La pression de la vapeur est égale à la pression de vapeur saturante dans la zone diphasique. En effet la réduction de pression de vapeur par effet de Kelvin reste, dans la mesure où les rayons moyens des pores de la structure sont suffisamment grands ($\geq 1 \mu\text{m}$), tout à fait négligeable. Nous utiliserons par la suite la corrélation suivante liant la pression de vapeur saturante à la température :

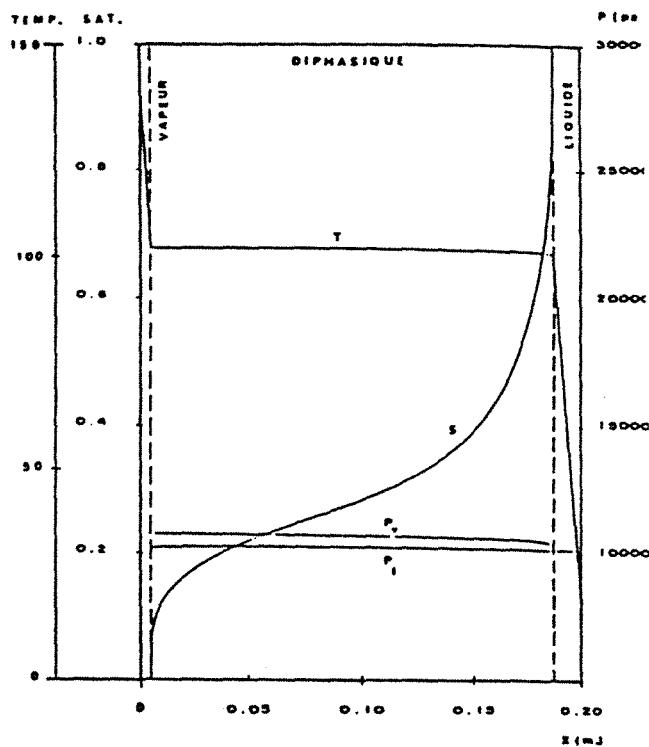
$$\log_{10}(P_{vs}) = A - \frac{B}{\theta + C} \quad (\theta \text{ en } ^\circ\text{C}, P_{vs} \text{ en Pa}) \quad (\text{II.13})$$

$$\text{avec} \quad A=10.1946 \quad B=1730.63 \quad C=233.426$$



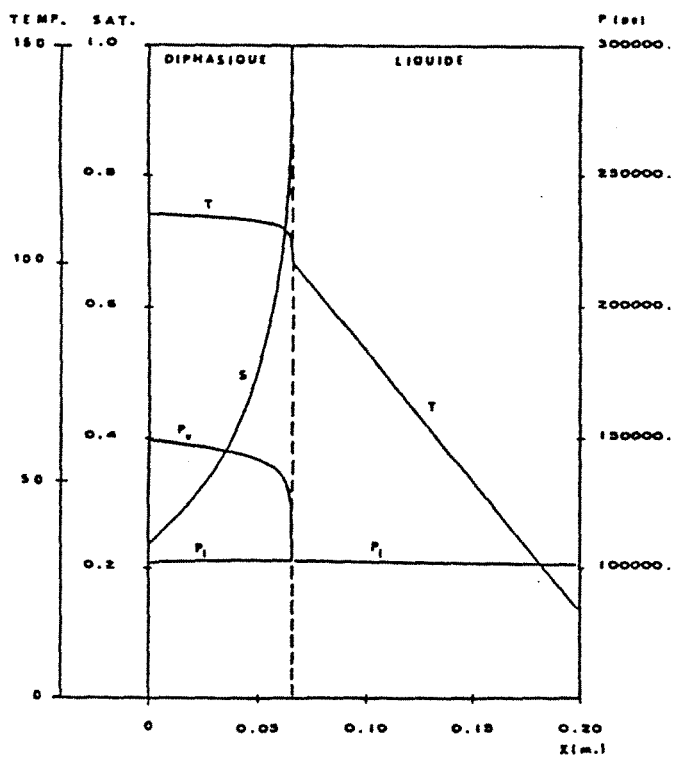
Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-11} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-6



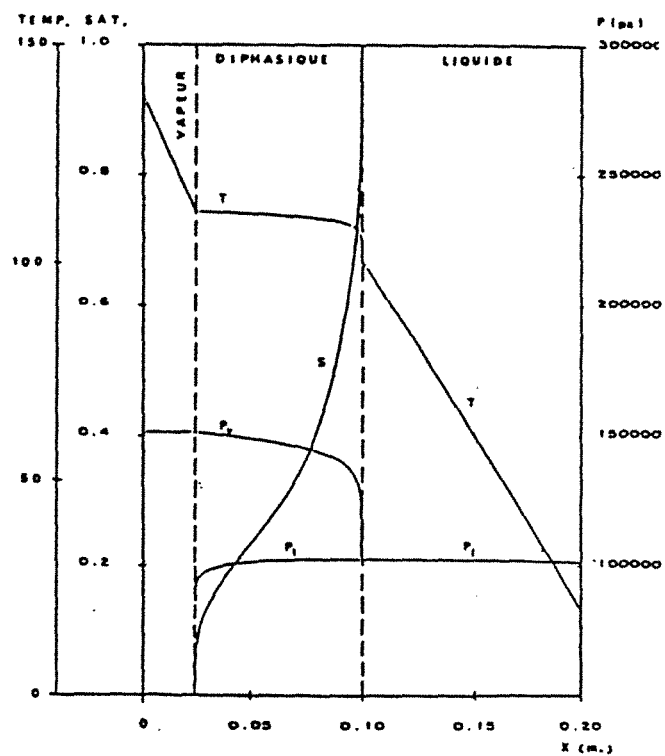
Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-11} \text{ m}^2$. $q_0=6300 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-7



Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-13} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-8



Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-13} \text{ m}^2$. $q_0=800 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-9

Les résultats présentés portent tous sur une éprouvette de hauteur $H_0 = 0.2$ m dont la face supérieure est à la température imposée $T_0 = 20^\circ\text{C}$ et à pression atmosphérique. Les densités de flux de chaleur imposées q_0 ont été choisies de façon à regrouper l'ensemble des situations envisageables.

Il est souhaitable de s'attarder quelque peu sur la figure II.2 qui met en évidence de façon claire différents phénomènes. On constate que, pour une densité de flux de chaleur inférieure à une valeur q_{\min} de l'ordre de 400 W.m^{-2} , le processus d'ébullition en milieu poreux ne pourra pas se développer : le transfert de chaleur par conduction permet dans ce cas d'acheminer le flux de chaleur au travers de l'échantillon sans que la température sur la plaque inférieure n'excède la température de saturation de l'eau. Pour une valeur de la densité de flux de chaleur supérieure à q_{\min} il y a apparition d'une région diphasique quasi-isotherme d'une hauteur d'autant plus élevée que la densité de flux de chaleur augmente. Au fur et à mesure de l'élévation de la densité de flux de chaleur, la saturation au niveau de l'extrémité inférieure de l'échantillon diminue jusqu'à atteindre une valeur nulle pour une densité de flux critique q_{c_r} (de l'ordre de 6300 W.m^{-2} pour notre essai). Au-delà de cette valeur critique il y a apparition et développement d'une zone saturée par de la vapeur surchauffée. q_{c_r} représente une valeur critique par le fait qu'au-delà de cette valeur la température de la plaque inférieure va très fortement augmenter pour de très faibles élévations de la densité de flux de chaleur (Fig. II.3). Ce phénomène, similaire au processus de "burn out" caractéristique de l'ébullition "en vase" d'un liquide à flux imposé, trouve son origine dans la disparition du processus convectif dès qu'il n'y a plus de trace d'eau sous forme liquide au voisinage de l'élément chauffant et dans la faible conductivité thermique du milieu poreux saturé par de la vapeur seule. Aussi n'existe-t-il plus de mode de transfert efficace pour transférer vers le haut la quantité de chaleur imposée ce qui se traduit par une forte élévation de la température de la plaque inférieure. Notons au passage que c'est pour la valeur critique q_{c_r} que l'étendue de la zone diphasique est maximale.

La figure II.4 nous permet de juger de l'influence de la perméabilité intrinsèque du milieu. Si la valeur q_{\min} pour laquelle apparaît la zone diphasique n'est pas modifiée, la valeur critique q_{c_r} d'apparition de la zone vapeur est, quant à elle, fortement diminuée ($q_{c_r} \approx 750 \text{ W.m}^{-2}$).

Nous avons représenté simultanément les profils de saturation, de température et de pression (liquide et vapeur), ceci pour des densités de flux de chaleur de part et d'autre de $q_{c,r}$, et pour des perméabilités intrinsèques de $10^{-11}m^2$ (Fig.II.6 et II.7) et de $10^{-13}m^2$ (Fig.II.8 et II.9). L'examen des profils de température confirme parfaitement les observations précédentes. Le ou les points d'inflexions du profil déterminent très nettement deux ou trois zones suivant la densité de flux de chaleur appliquée. Nous constatons qu'aux plus faibles perméabilités, la température de la zone diphasique varie de plusieurs degrés Celsius avec en particulier une forte variation au voisinage du "front liquide". Ce saut de température résulte du fait que la conduction a été négligée dans la zone diphasique ce qui semble peu réaliste compte tenu des gradients de température.

Il ressort finalement de cette analyse que, pour les faibles perméabilités intrinsèques, une amélioration notable des résultats peut être envisagée par prise en compte de la conductivité thermique en zone diphasique.

I-2. Prise en compte de la conductivité thermique de la zone diphasique

Comme nous l'avons entrevu au paragraphe précédent, le modèle développé par K.S. UDELL trouve une limite de validité aux faibles perméabilités : pour $K \leq 10^{-12}m^2$ un gradient de température important apparaît le long de la zone diphasique ; par conséquent négliger la conduction vis-à-vis du transport de chaleur latente de vaporisation ne semble pas entièrement justifié et cela notamment au voisinage du "front liquide". Nous avons en conséquence décidé de remettre en cause cette hypothèse et de faire un réexamen du modèle théorique permanent afin qu'il tienne compte de la conduction thermique en zone diphasique.

a) Modèle théorique

La configuration étudiée reste celle du chauffage par le bas :

- densité de flux de chaleur imposée q_0 à la base,
- température imposée T_0 au sommet,
- parois latérales isolées thermiquement.

Les densités de flux-masse de liquide et de vapeur calculées à partir de la loi de Darcy s'écrivent toujours suivant les expressions II.1 et II.2.

En revanche la densité de flux de chaleur en tout point de la zone diphasique prend la forme suivante:

$$q = - \lambda \cdot \frac{dT}{dx} + L_v \cdot n_v \quad (\text{II.14})$$

où λ est la conductivité thermique pure du milieu.

La notion de conductivité thermique d'un milieu constitué de plusieurs phases a fait l'objet de nombreux travaux et reste un sujet largement ouvert [23-24]. Nous avons choisi un modèle parallèle de conduction pure, n'ignorant cependant pas le caractère simpliste d'une telle représentation :

$$\lambda = (1 - \varepsilon) \lambda_s + \varepsilon S \lambda_l + \varepsilon (1 - S) \lambda_v \quad (\text{II.15})$$

avec : ε : porosité du milieu,
 λ_s : conductivité thermique du solide (verre),
 λ_l : conductivité thermique du liquide,
 λ_v : conductivité thermique de la vapeur.

L'équation de conservation de la masse, obtenue à partir des équations de conservation sur le liquide et la phase vapeur s'exprime sous forme développée par :

$$\frac{dP_v}{dx} \cdot \left(\frac{K_{rl}}{\nu_l} + \frac{K_{rv}}{\nu_v} \right) - \frac{dS}{dx} \cdot \left(\frac{K_{rl}}{\nu_l} \cdot \frac{dP_c}{dS} \right) + g \left(\frac{\rho_l \cdot K_{rl}}{\nu_l} + \frac{\rho_v \cdot K_{rv}}{\nu_v} \right) = 0 \quad (\text{II.16})$$

L'équation de conservation de l'énergie permet d'identifier la densité de flux de chaleur imposée q_0 à la densité de flux de chaleur transférée en zone diphasique :

$$q_0 = - \left(\lambda \cdot \frac{dT}{dx} + L_v \cdot \frac{K \cdot K_{rv}}{\nu_v} \cdot \frac{dP_v}{dx} + L_v \cdot \frac{K \cdot K_{rv}}{\nu_v} \cdot \rho_v \cdot g \right) \quad (\text{II.17})$$

Nous négligeons toujours l'effet de Kelvin pour les milieux granulaires utilisés de façon à identifier la pression de vapeur P_v et la pression de vapeur saturante $P_{vs}(T)$. Le gradient de température dans la zone diphasique se calcule alors facilement :

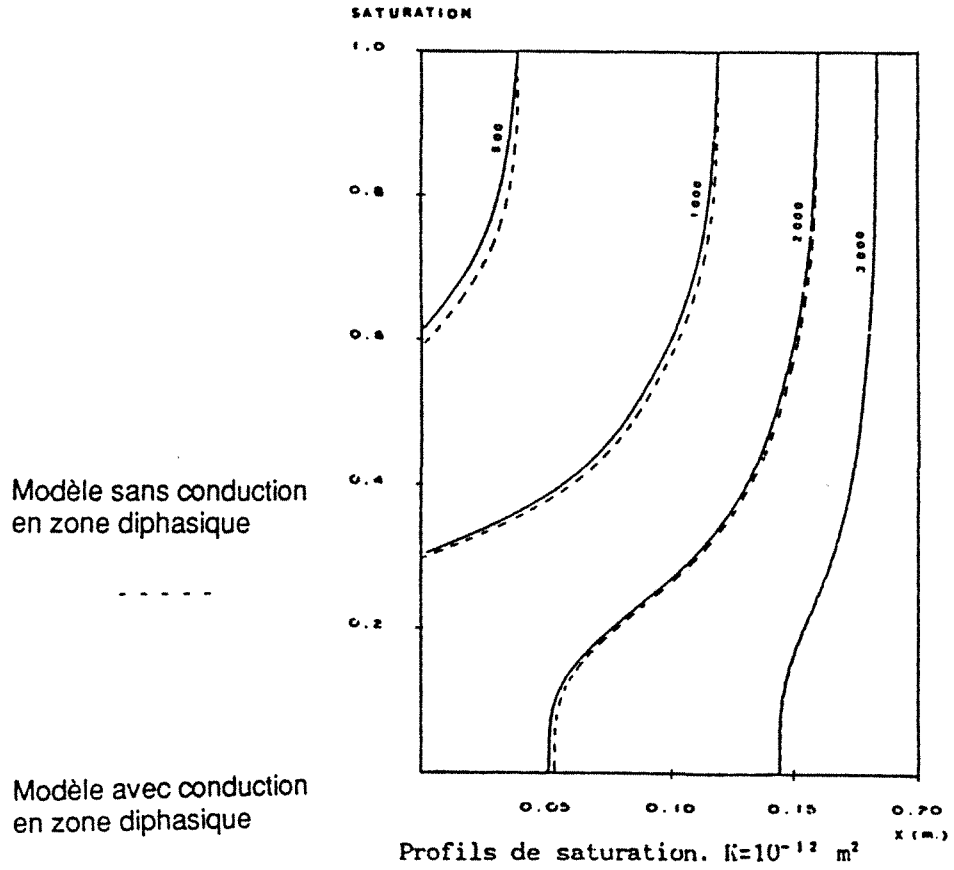


Fig. II-10

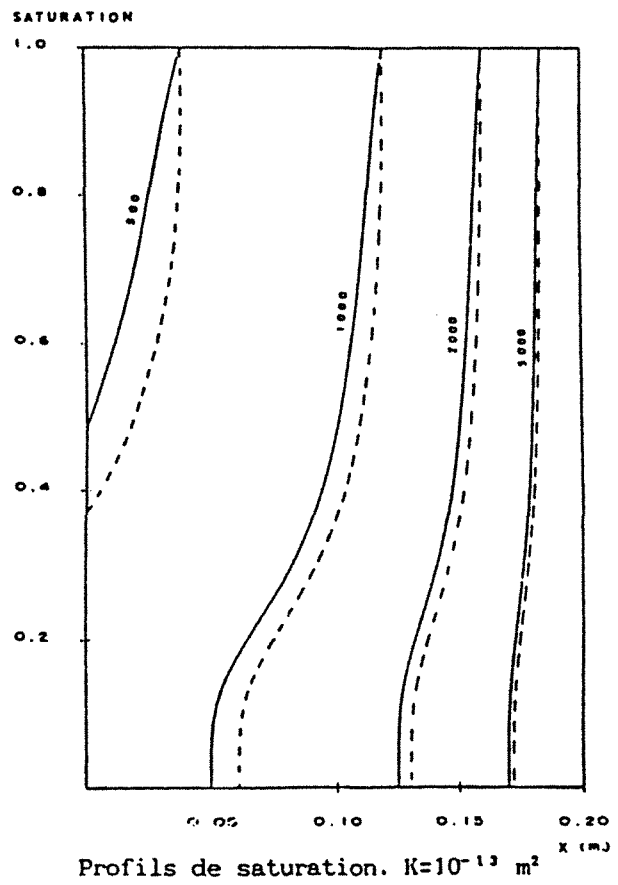


Fig. II-11

$$\frac{dT}{dx} = \frac{- \left(q_0 + \rho_v \cdot L_v \cdot \frac{K \cdot K_{rv}}{\nu_v} \cdot g \right)}{\lambda + L_v \cdot \frac{K \cdot K_{rv}}{\nu_v} \cdot \frac{dP_v}{dT}} \quad (\text{II.18})$$

En incorporant cette dernière relation dans l'équation de conservation de la masse (II.16), nous faisons apparaître le gradient de saturation en zone diphasique.

$$\frac{dS}{dx} = \frac{g \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot \frac{K_{rl}}{\nu_l} + \rho_v \cdot \frac{K_{rv}}{\nu_v}}{\frac{K_{rl}}{\nu_l} + \frac{K_{rv}}{\nu_v}} \right) - \frac{q_0 \cdot \nu_v}{L_v \cdot K \cdot K_{rv}} + \rho_v \cdot g}{1 + \frac{\lambda \cdot \nu_v}{K \cdot K_{rv} \cdot L_v} \cdot \frac{dP_v}{dT}} \cdot \frac{dP_c}{dS} \quad (\text{II.19})$$

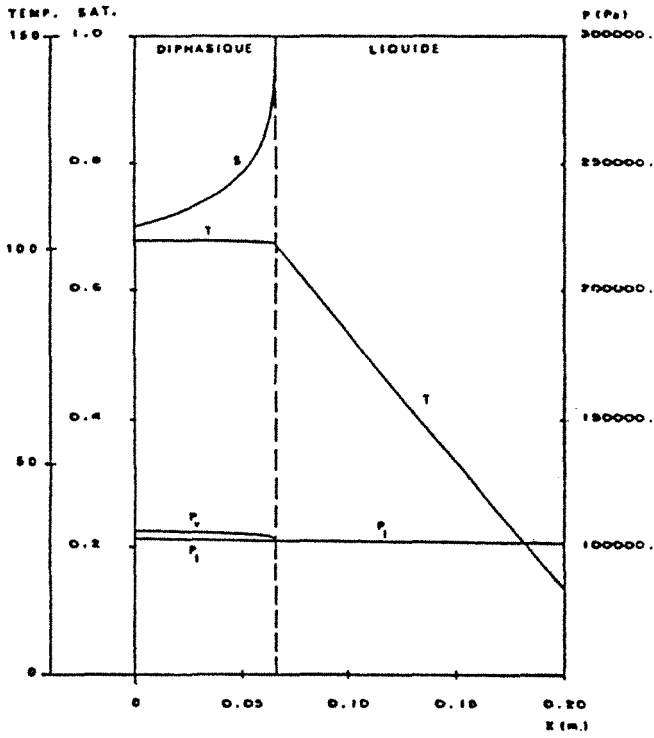
Cette expression est à comparer à la relation (II.8) que nous rappelons ci-dessous :

$$\frac{dS}{dx} = \frac{(\rho_l - \rho_v) \cdot g - \frac{q_0}{K \cdot L_v} \cdot \left(\frac{\nu_v}{K_{rv}} + \frac{\nu_l}{K_{rl}} \right)}{\frac{dP_c}{dS}} \quad (\text{II.20})$$

On vérifie ainsi qu'en faisant tendre λ vers 0 dans l'équation (II.19) on retrouve bien cette expression.

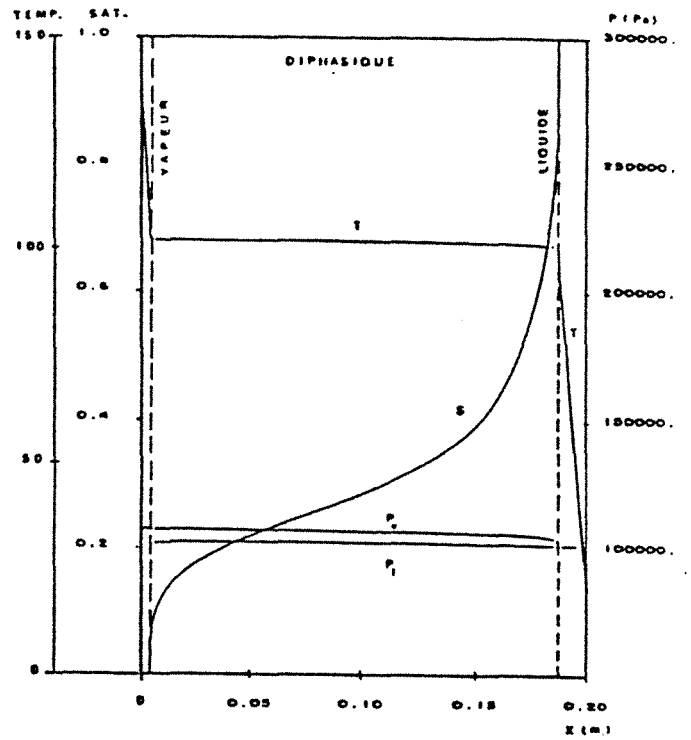
b) Résultats

Nous avons tracé sur les figures II.10 et II.11, les profils de saturation obtenus pour différentes densités de flux de chaleur et respectivement pour des perméabilités intrinsèques de 10^{-12} m^2 et 10^{-13} m^2 . Les courbes tracées en traits pointillés rappellent l'allure des profils lorsque la conduction est négligée. Le tracé pour une perméabilité de 10^{-11} m^2 a montré qu'il n'y avait quasiment pas de différences selon que l'on néglige ou tienne compte de la conduction. En revanche pour des perméabilités plus



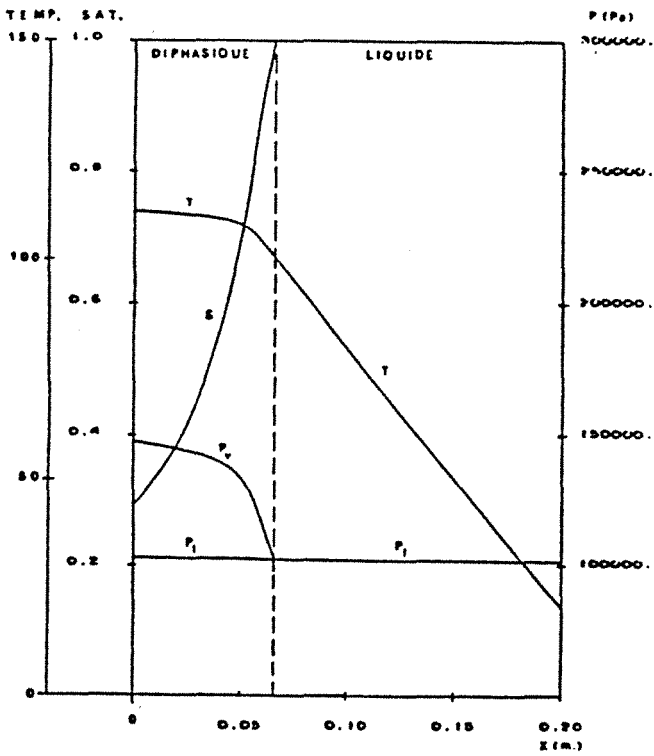
Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-11} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-12



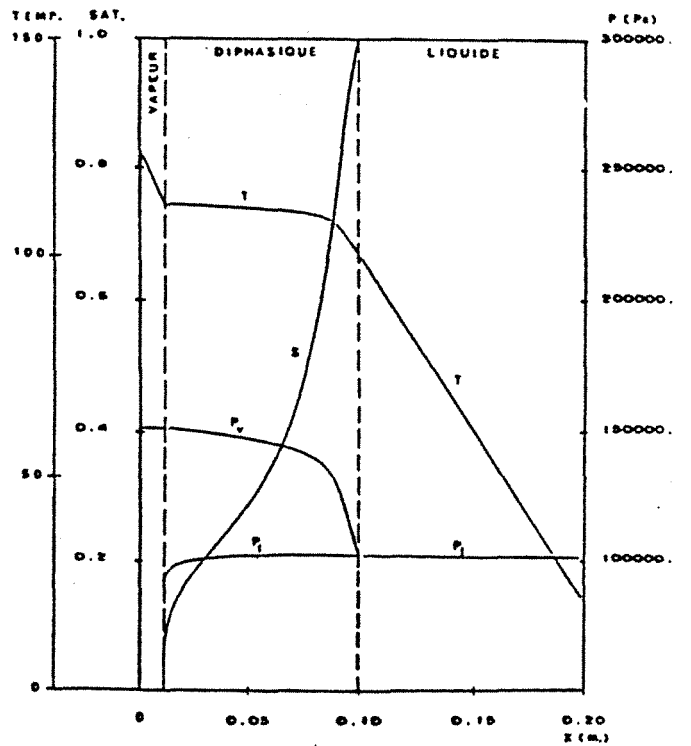
Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-11} \text{ m}^2$. $q_0=6300 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-13



Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-13} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-14



Profils de saturation, de température et de pression. $K=10^{-13} \text{ m}^2$. $q_0=800 \text{ W.m}^{-2}$

Fig. II-15

faibles et notamment en deçà de 10^{-12} m^2 , la conduction de la chaleur est un mode de transfert à prendre en compte dans la description des mécanismes. Le modèle "sans conduction" nous donne en effet une sous-estimation de la saturation en zone diphasique et en conséquence une surestimation de la densité de flux critique $q_{c,r}$ pour laquelle apparaît une zone vapeur.

Les figures II.12-13-14-15 sont à comparer aux figures II.6-7-8-9 et ne diffèrent de ces dernières que par la prise en compte des transferts de type conductif en zone diphasique. Comme il a été dit précédemment, pour des perméabilités intrinsèques de l'ordre de 10^{-11} m^2 , il n'y a pas de différence sensible (Fig. II.6-7 et Fig. II.12-13) et le modèle développé par UDELL semble tout à fait satisfaisant. En revanche pour une perméabilité de 10^{-13} m^2 des écarts significatifs apparaissent lorsque la conduction en zone diphasique est prise en considération. Le profil de température notamment ne présente plus de variation brutale au voisinage du "front liquide". Ceci signifie que la détection, d'un point de vue expérimental, de ce front à partir d'une mesure de température est incertaine. On vérifie aussi aisément sur la figure II.15 que l'étendue de la zone vapeur est plus faible (Fig. II.9).

De façon à caractériser l'importance des phénomènes conductifs en zone diphasique nous introduisons un nombre de Nusselt calculé comme étant le rapport de la quantité de flux de chaleur transférée par convection sur la quantité de flux de chaleur diffusée par conduction :

$$\text{Nu} = \frac{q_0 + \lambda \frac{dT}{dx}}{-\lambda \frac{dT}{dx}} \quad (\text{II.21})$$

Ce nombre de Nusselt est nul dans les zones liquide et vapeur ; il est maximum dans la région la plus sèche de la zone diphasique. Nous donnons à titre indicatif dans le tableau ci-dessous les valeurs maximales des nombres de Nusselt pour différentes perméabilités intrinsèques et pour des densités de flux de chaleur au voisinage des valeurs critiques.

$K = 10^{-11} \text{ m}^2$	$K = 10^{-12} \text{ m}^2$	$K = 10^{-13} \text{ m}^2$
$q_0 = 6300 \text{ W.m}^{-2}$	$q_0 = 1600 \text{ W.m}^{-2}$	$q_0 = 800 \text{ W.m}^{-2}$
$\text{Nu} \sim 7650$	$\text{Nu} \sim 820$	$\text{Nu} \sim 100$

Il ressort de ce tableau et de ce qui a été dit au préalable que, pour des nombres de Nusselt élevés ($Nu \geq 1000$) on pourra légitimement négliger la conduction en zone diphasique.

I-3. Prise en compte des pertes latérales de chaleur

Les pertes thermiques latérales au niveau de la zone diphasique ne constituent pas, à proprement parler, un phénomène fondamental du transfert couplé de chaleur et de masse. Pourtant l'analyse tenant compte des pertes thermiques latérales s'impose dans l'optique d'une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.

a) Position du problème

Nous traitons le cas d'un cylindre de diamètre d_0 et de hauteur H_0 soumis à des conditions identiques à celles appliquées dans le problème précédent excepté le fait que les parois latérales échangent de la chaleur par convection avec l'extérieur. h est le coefficient d'échange convectif et T_∞ la température de référence du milieu extérieur loin des parois du dispositif qui nous intéresse. En fait h est un coefficient d'échange équivalent qui englobe d'une part le coefficient d'échange réel avec l'extérieur (de l'ordre de $10 \text{ W/m}^2/\text{°C}$) et d'autre part la résistance thermique des parois isolantes entourant l'échantillon cylindrique de matériau poreux. Le calcul montre qu'avec une isolation grossière on peut aisément atteindre des coefficients d'échange de l'ordre de $1 \text{ W/m}^2/\text{°C}$. De façon à simplifier notre analyse et à conserver un modèle monodimensionnel nous faisons une hypothèse de type "ailette" dans la zone diphasique ainsi que dans les zones liquide et vapeur. Cette hypothèse est toujours justifiée en zone diphasique par l'importance du transfert de chaleur suivant l'axe longitudinal du milieu vis-à-vis du transfert radial. Dans les zones liquide et vapeur cette hypothèse n'est pas forcément valable et dépend de la géométrie du dispositif. Il faudra donc vérifier systématiquement la validité de cette hypothèse par le calcul du nombre de Biot représentatif du dispositif en zone liquide et éventuellement en zone vapeur si elle existe.

b) Mise en équation du problème

L'équation de conservation de l'énergie prenant en compte les pertes latérales se transforme ainsi :

$$\frac{d}{dx} \left(L_v \cdot n_v - \lambda \cdot \frac{dT}{dx} \right) \cdot S_0 + h \cdot m_0 \cdot (T - T_\infty) = 0 \quad (\text{II.22})$$

avec : m_0 : périmètre de l'éprouvette
 S_0 : section de l'éprouvette

Nous faisons l'hypothèse supplémentaire d'une zone diphasique à température quasi-uniforme ce qui est conforme au modèle de K.S. UDELL et qui se justifie pour des perméabilités de l'ordre de 10^{-11} m^2 . Ceci permet d'assimiler dans l'équation (II.22) la température T en tout point de la zone diphasique à une température moyenne de saturation du milieu T_{sat} puis d'intégrer l'équation. Le terme de conduction a été négligé compte tenu de l'hypothèse précédente. Dans ces conditions le gradient de saturation dans la zone diphasique s'exprime ainsi :

$$\frac{dS}{dx} = \frac{(\rho_l - \rho_v) \cdot g - \frac{q_0 - Cx}{K \cdot L_v} \cdot \left(\frac{\nu_v}{K_{rv}} + \frac{\nu_l}{K_{rl}} \right)}{\sigma \cdot \sqrt{\frac{\epsilon}{K}} \cdot \frac{dF}{dS}} \quad (\text{II.23})$$

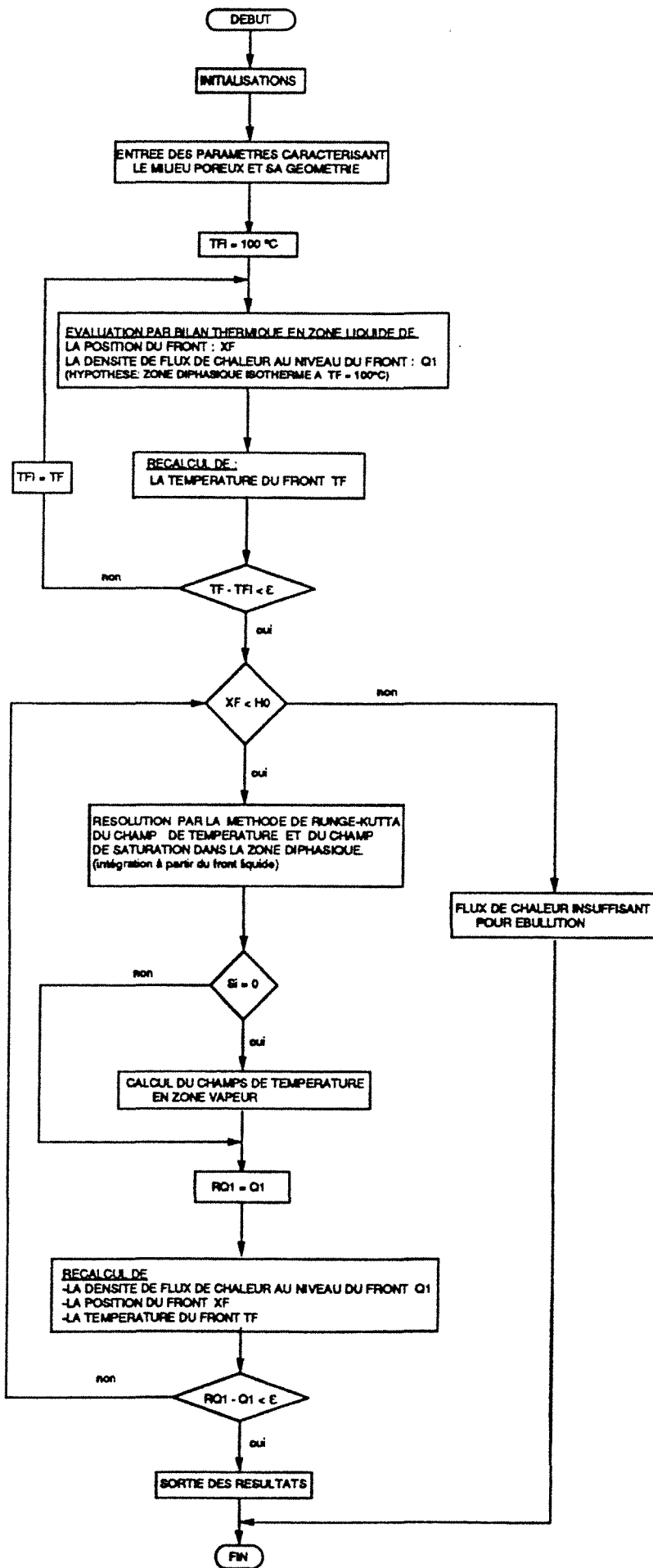
avec
$$C = \frac{h \cdot m_0}{S_0} \cdot (T_{\text{sat}} - T_{\infty})$$

c) Algorithme numérique

Cette expression est intégrée à l'aide d'un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 de façon à obtenir les profils de saturation. Nous présentons ci-après l'organigramme du logiciel traitant du problème avec pertes latérales. La méthode utilisée consiste en une estimation a priori de la répartition des différentes zones (liquide, diphasique et éventuellement vapeur) et dans un réajustement a posteriori de leur position respective en fonction des pertes thermiques.

d) Résultats

Nous avons représenté sur les figures II.16-21 les profils de saturation et de température pour trois valeurs différentes de la densité de flux de chaleur imposée et à chaque fois pour plusieurs



ORGANIGRAMME : MODELE AVEC PRISE EN COMPTE DES PERTES LATERALES.

coefficients d'échange équivalents. Les paramètres propres à ces essais sont regroupés ci-dessous :

$$K = 10^{-11} \text{ m}^2 \quad H_0 = 0.20 \text{ m} \quad d_0 = 0.05 \text{ m}$$

$$T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C} \quad T_\infty = 20 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} q_0 = 3000 \text{ Watt/m}^2 & (\text{fig II.16-17}) \\ q_0 = 6300 \text{ Watt/m}^2 & (\text{fig II.18-19}) \\ q_0 = 8000 \text{ Watt/m}^2 & (\text{fig II.20-21}) \end{array} \right.$$

Nous avons vérifié pour nos jeux de valeurs que les nombres de Biot calculés en zone liquide, ou en zone vapeur lorsqu'elle existait, pouvaient justifier l'utilisation d'un modèle unidirectionnel (pour $h = 5 \text{ Watt/m}^2/\text{K}$: $Bi = 0.125$ - au delà de cette valeur les effets bidimensionnels deviennent importants). Pour chaque densité de flux de chaleur, les courbes obtenues avec pertes sont comparées au modèle avec parois adiabatiques. La courbe correspondant au modèle sans pertes latérales a été tracée directement à partir du programme simulant le modèle de UDELL.

Les pertes thermiques modifient sensiblement l'allure des profils d'humidité et de température du fait, par exemple, que la densité de flux de chaleur au niveau du front liquide a une valeur plus faible que la valeur imposée à la base du dispositif. Il en résulte un déplacement de la position de ce front vers le bas de l'éprouvette. Nous constatons en revanche que lorsque la zone vapeur n'existe pas, la valeur de la saturation à la base de l'échantillon est peu modifiée selon la valeur du coefficient d'échange (Fig.II.16).

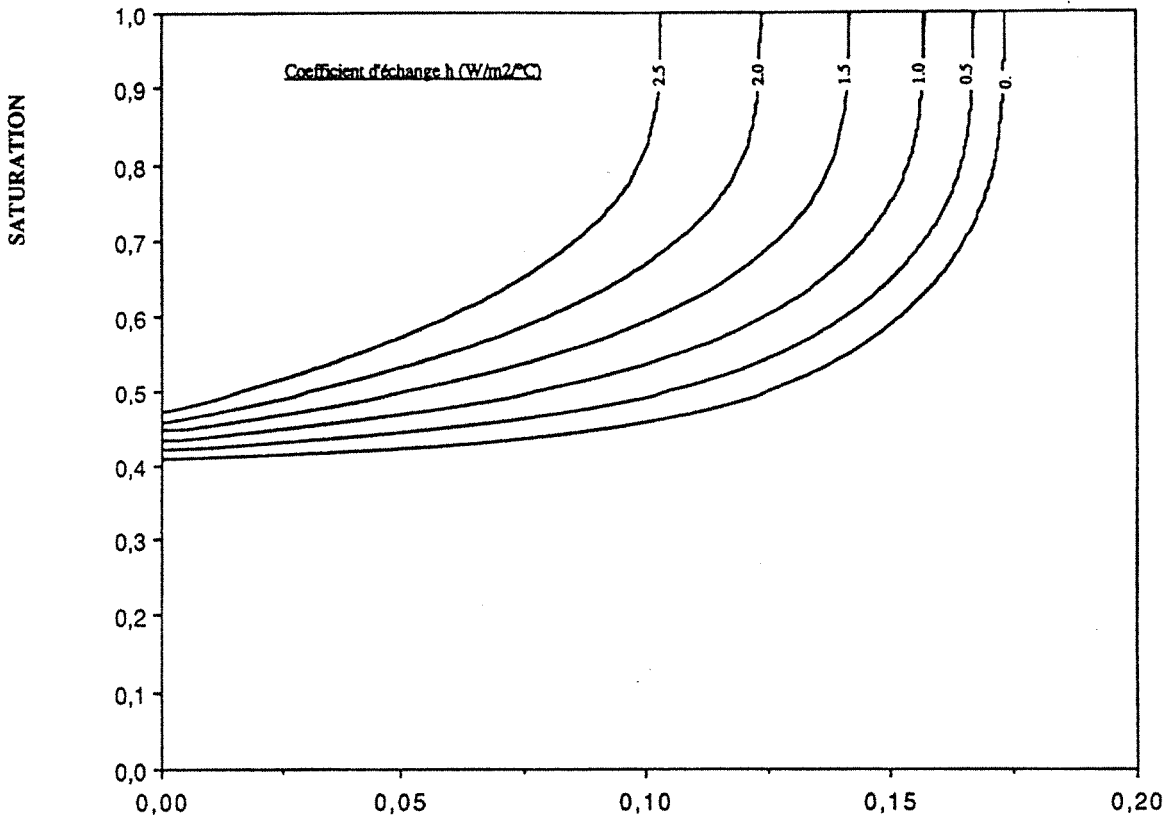


Figure II-16 Modèle avec pertes latérales. Profil de saturation
 ($K = 10^{-11} m^2 - q_0 = 3000 W.m^{-2} - T_\infty = 20^\circ C$) X (m)

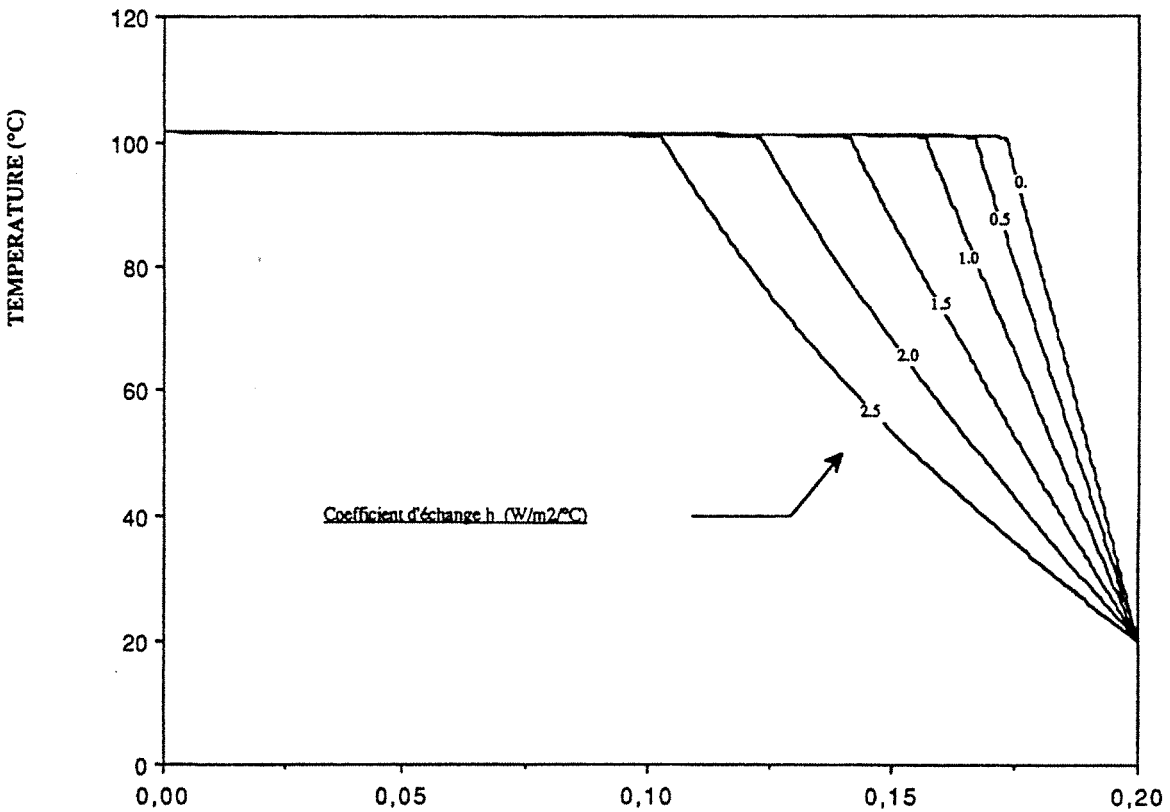


Figure II-17 Modèle avec pertes latérales. Profil de température
 ($K = 10^{-11} m^2 - q_0 = 3000 W.m^{-2} - T_\infty = 20^\circ C$) X (m)

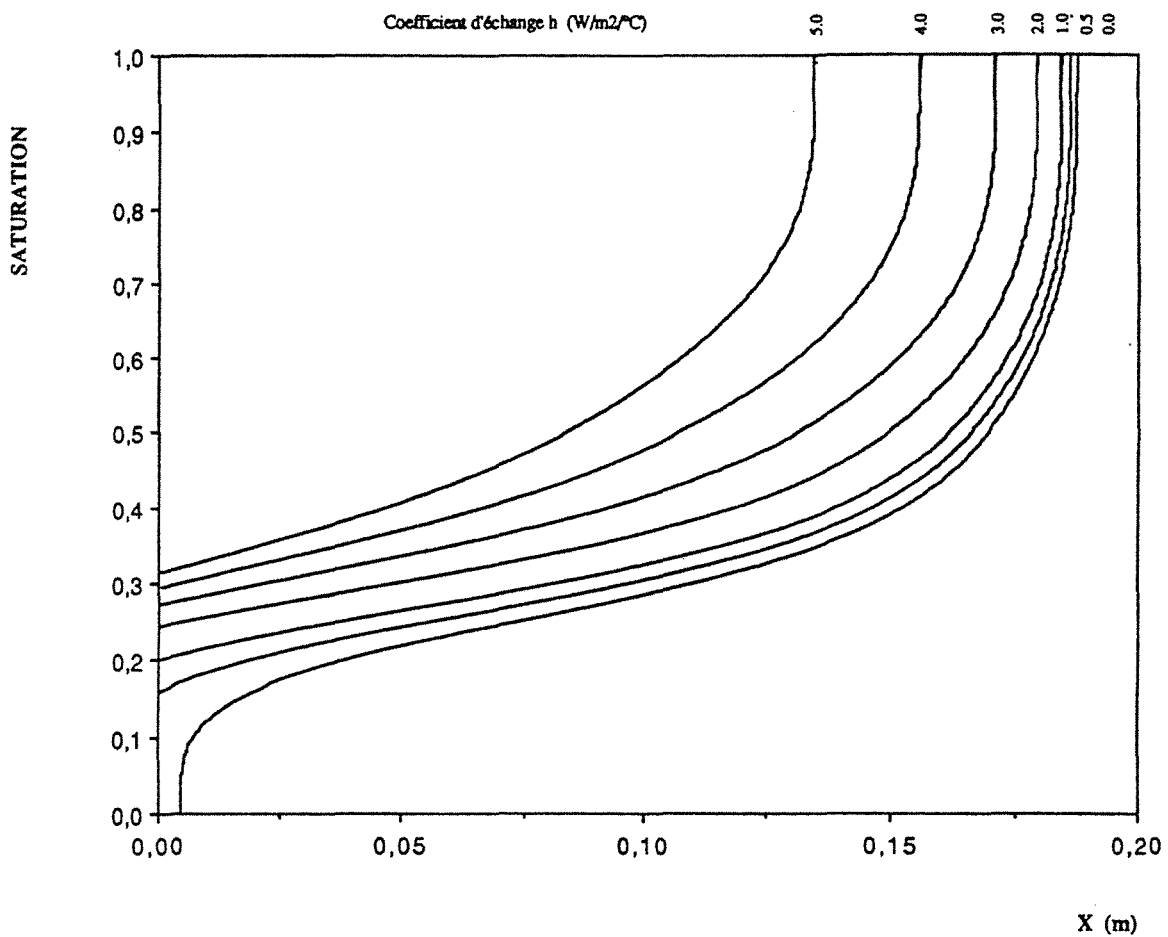


Figure II-18 Modèle avec pertes latérales. Profil de saturation
 ($K = 10^{-11} \text{ m}^2 - q_0 = 6300 \text{ W.m}^{-2} - T_\infty = 20^\circ\text{C}$)

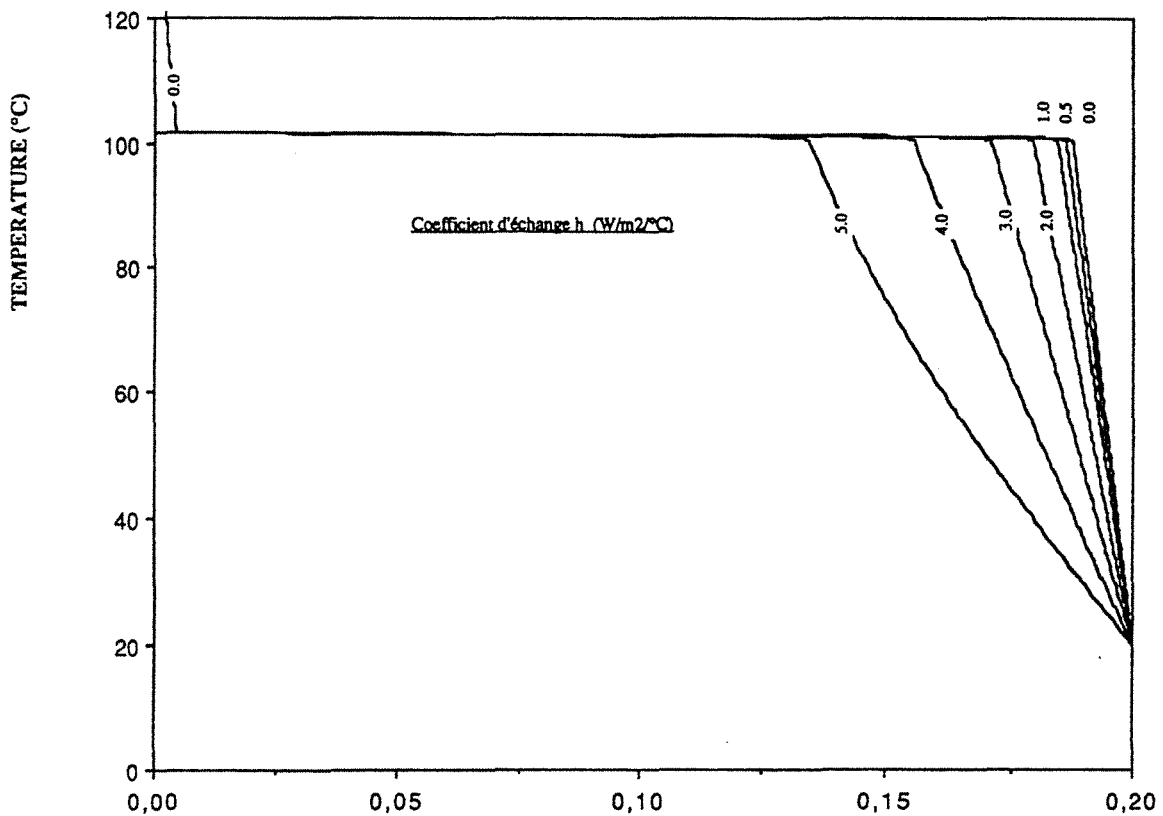


Figure II-19 Modèle avec pertes latérales. Profil de température
 ($K = 10^{-11} \text{ m}^2 - q_0 = 6300 \text{ W.m}^{-2} - T_\infty = 20^\circ\text{C}$)

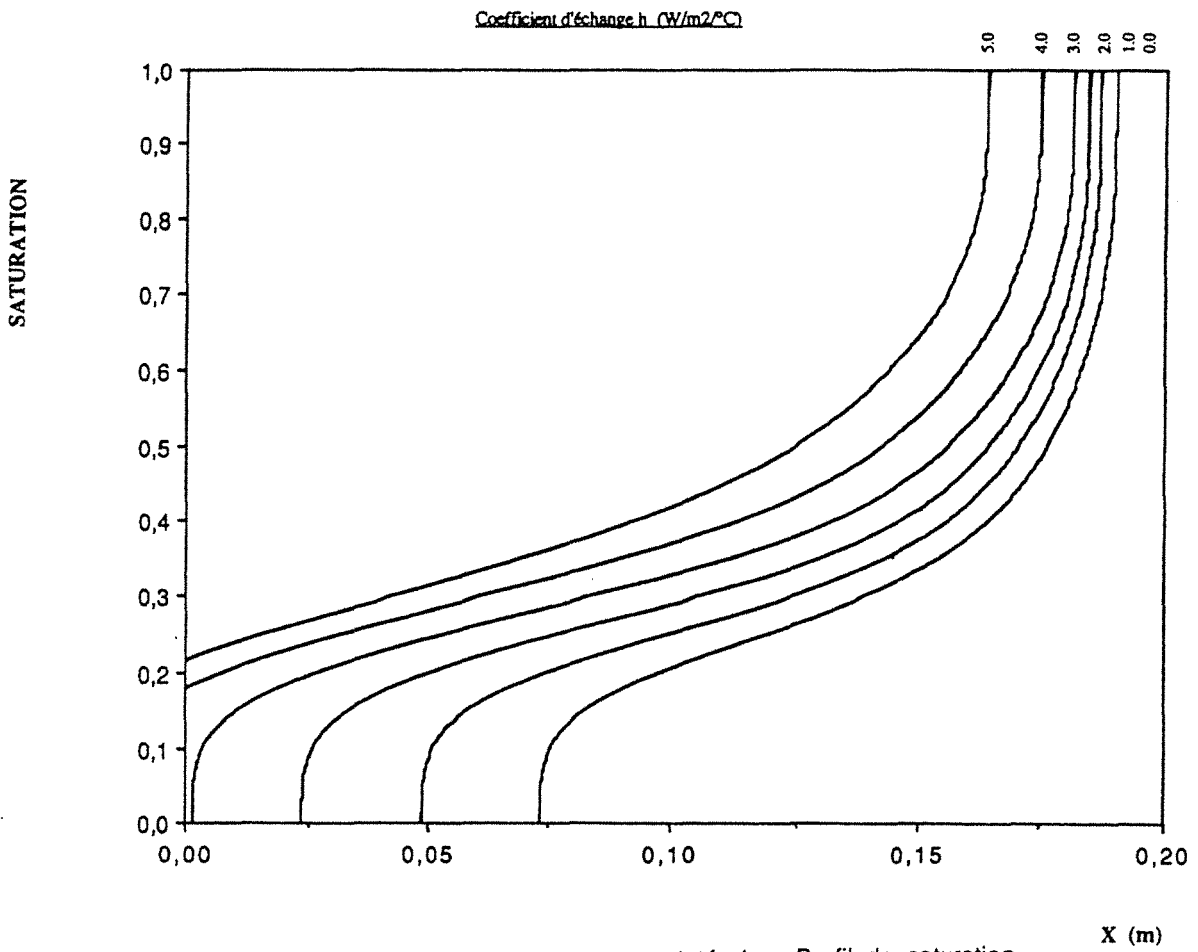


Figure II-20 Modèle avec pertes latérales. Profil de saturation
 $(K = 10^{-11} \text{ m}^2 - q_0 = 8000 \text{ W.m}^{-2} - T_\infty = 20^\circ\text{C})$

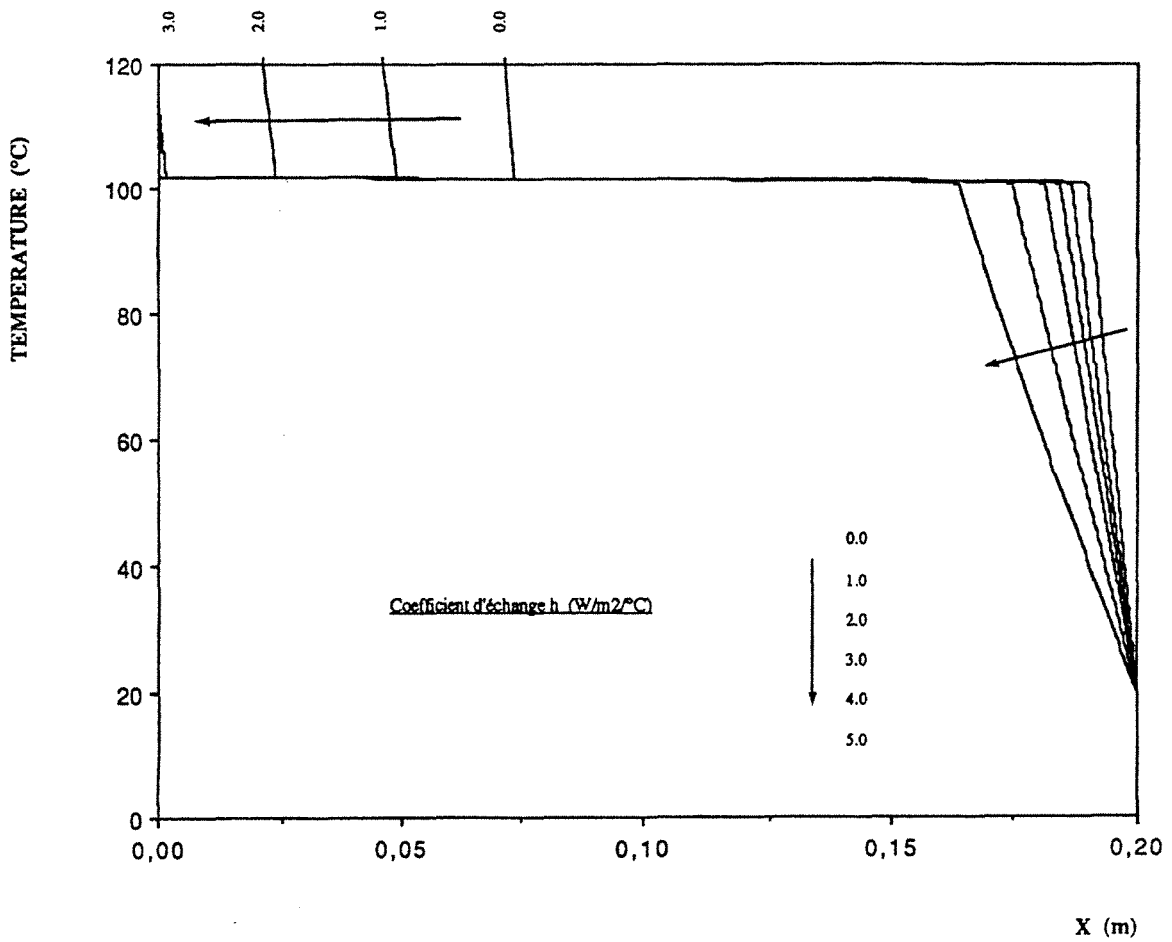


Figure II-21 Modèle avec pertes latérales. Profil de température
 $(K = 10^{-11} \text{ m}^2 - q_0 = 8000 \text{ W.m}^{-2} - T_\infty = 20^\circ\text{C})$

II - PRISE EN COMPTE DE L'EFFET DES INCONDENSABLES

Nous développons à présent un modèle décrivant, en régime permanent, les transferts de chaleur et de masse en milieu poreux avec changement de phase et prise en compte de l'effet des gaz non condensables. Le dispositif étudié, quant à sa géométrie et ses conditions aux limites est identique à celui que nous avons analysé précédemment, hormis le fait qu'une quantité d'un gaz incondensable, classiquement de l'air, est présente dans la phase gazeuse contenue dans la structure poreuse. La présence d'air dans le système peut s'expliquer soit par un piégeage initial dans le massif poreux, soit par dissolution initiale de faibles quantités de gaz dans le liquide. La condition aux limites en saturation sur la surface supérieure de l'échantillon ($S=1$) est modifiée en conséquence. En outre, nous nous intéressons aux effets de saturation irréductible au voisinage des zones sèches afin de donner une plus juste description des phénomènes.

Nous allons d'abord établir une formulation mathématique du problème et déduire par la suite, comparativement aux résultats précédents, l'influence des incondensables sur les transferts.

II-1. Modèle théorique

a) Hypothèses

Les hypothèses fondamentales posées au début de ce chapitre sont globalement maintenues. En outre, les transferts conductifs en zone diphasique ne sont pas négligés vis-à-vis des transferts de type convectif.

Le mouvement de la phase gazeuse est supposé obéir à la loi de Darcy traduisant le mouvement convectif du mélange gazeux et à la loi de Fick exprimant les flux diffusifs de la vapeur et de l'air.

b) Ecriture des différents flux

Densité de flux-masse de liquide :

$$n_l = - \frac{K \cdot K_{rl}}{\nu_l} \left(\frac{dP_l}{dx} + \rho_l \cdot g \right) \quad (\text{II.24})$$

Densité de flux-masse de vapeur :

$$n_v = - \frac{K \cdot K_{rg}}{\nu_g} \left(\frac{dP_g}{dx} + \rho_g \cdot g \right) \omega_v - \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \frac{d\omega_v}{dx} \quad (\text{II.25})$$

Densité de flux-masse d'air :

$$n_a = - \frac{K \cdot K_{rg}}{\nu_g} \left(\frac{dP_g}{dx} + \rho_g \cdot g \right) (1 - \omega_v) + \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \frac{d\omega_v}{dx} \quad (\text{II.26})$$

 P_g : pression du gaz (vapeur + air) P_l : pression du liquide \mathfrak{D}_v : coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air f : facteur de résistance à la diffusion ω_v : fraction massique de vapeur

$$\omega_v = \frac{\rho_v}{\rho_a + \rho_v} = \frac{P_v M_v}{(P_g - P_v) M_a + P_v M_v} \quad (\text{II.27})$$

 $(M_v$ et M_a étant les masses molaires de l'eau et de l'air)c) Equations de conservation

$$\text{Energie} \quad \frac{d}{dx} \left(\lambda \cdot \frac{dT}{dx} \right) - L_v \cdot \frac{dn_v}{dx} = 0$$

$$\text{Eau (liquide + vapeur)} \quad \frac{d}{dx} (n_l + n_v) = 0 \quad (\text{II.28})$$

$$\text{Incondensable} \quad \frac{dn_a}{dx} = 0$$

La dernière relation, associée avec la condition limite sur la plaque inférieure (paroi imperméable), nous autorise à dire qu'une fois le régime permanent obtenu, le gaz incondensable est immobile. L'étape suivante de la résolution veut que l'on remplace

les densités de flux dans les équations de conservation. Le système d'équations se met alors sous cette forme simplifiée :

$$\left. \begin{aligned} K_{11} \cdot \frac{dT}{dx} + K_{12} \cdot \frac{dS}{dx} + K_{13} \cdot \frac{dP_g}{dx} + C_1 &= 0 \\ K_{21} \cdot \frac{dT}{dx} + K_{22} \cdot \frac{dS}{dx} + K_{23} \cdot \frac{dP_g}{dx} + C_2 &= 0 \\ K_{31} \cdot \frac{dT}{dx} + K_{32} \cdot \frac{dS}{dx} + K_{33} \cdot \frac{dP_g}{dx} + C_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.29})$$

Les expressions des différents coefficients K_{ij} et C_i sont données dans l'annexe au chapitre II.

d) Calcul des profils de saturation, de température et de pression

Par combinaison des équations du système (II.29), nous pouvons extraire les différents gradients de saturation, de température et de pression. Le système différentiel est ensuite réécrit en prenant comme variable unique S . La résolution de ce système est à nouveau réalisée par une méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4.

La quantité d'air piégée dans l'échantillon poreux est fixée en imposant à la température du front, séparant la zone liquide de la zone diphasique, une valeur inférieure à la température de saturation. La fraction massique moyenne d'incondensable peut-être recalculée en fin de résolution par intégration sur la longueur de l'éprouvette des fractions massiques locales. Elle est finalement ajustée à la valeur imposée par méthode itérative. Cette méthode présente l'avantage de ne pas compliquer outre mesure la résolution.

II-2. Résultats numériques

Nous pouvons à présent fournir les résultats numériques en régime permanent calculés à partir de cette modélisation pour différentes :

- perméabilités intrinsèques K ,
- températures de front T_f (c'est à dire quantités d'air),
- densités de flux de chaleur q_0 .

Par la suite nous définissons par fraction moyenne d'air f_a le rapport de la masse d'air contenue effectivement dans le milieu

poreux, sur la masse d'air correspondant au volume total des pores (dans des conditions normales de température et de pression). Par ailleurs nous faisons apparaître la variable réduite S^* définie comme suit :

$$S^* = \frac{S - S_{irr}}{S_{max} - S_{irr}} \quad (II.30)$$

où : S_{irr} est la saturation irréductible du milieu,
 S_{max} est la saturation maximale.

a) Influence d'une faible quantité d'air pour différentes perméabilités

Nous avons tracé sur les figures II.22-25 les profils de saturation réduite S^* , de température, de pression liquide et gazeuse et de fraction massique de vapeur. Ces profils sont obtenus pour une densité de flux de chaleur imposée à $q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ et pour quatre valeurs significatives de la perméabilité intrinsèque :

$$K = \begin{cases} 10^{-11} \text{ m}^2 \\ 10^{-12} \text{ m}^2 \\ 10^{-13} \text{ m}^2 \\ 10^{-14} \text{ m}^2 \end{cases}$$

Pour cette série d'essai nous avons fixé la saturation maximale (en zone liquide) à $S_{max} = 0.95$ et la saturation irréductible à $S_{irr} = 0.05$. Quant à la fraction moyenne d'air contenue dans le milieu poreux nous avons choisi une valeur de 3%.

A titre comparatif nous donnons aux figures II.26-29 les résultats obtenus idéalement pour un milieu poreux saturé par un mélange liquide-vapeur sans présence de gaz incondensable. D'emblée, nous constatons que la présence d'air, même en faible quantité, modifie l'allure des différents profils. En particulier, le profil de saturation qui nous donne la position du "front liquide" met en évidence un déplacement vers le haut de ce dernier ; ce déplacement est d'autant plus important que la perméabilité du milieu est élevée.

K	10^{-11} m^2	10^{-12} m^2	10^{-13} m^2	10^{-14} m^2
Position du front liquide	0,1246 m	0,1031 m	0,0838 m	0,0723 m

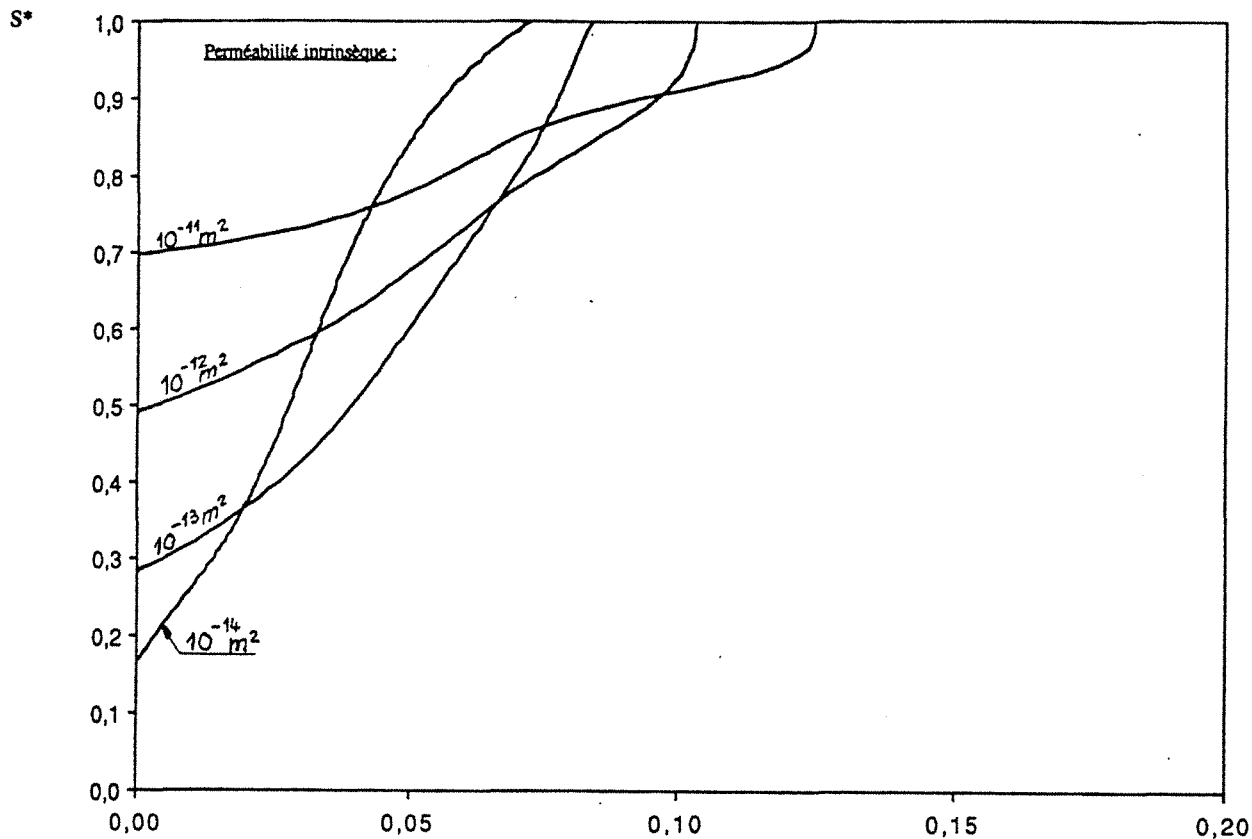


Figure II-22: Profil de saturation réduite
 ($q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$ - $f_a=3\%$).

X (m)

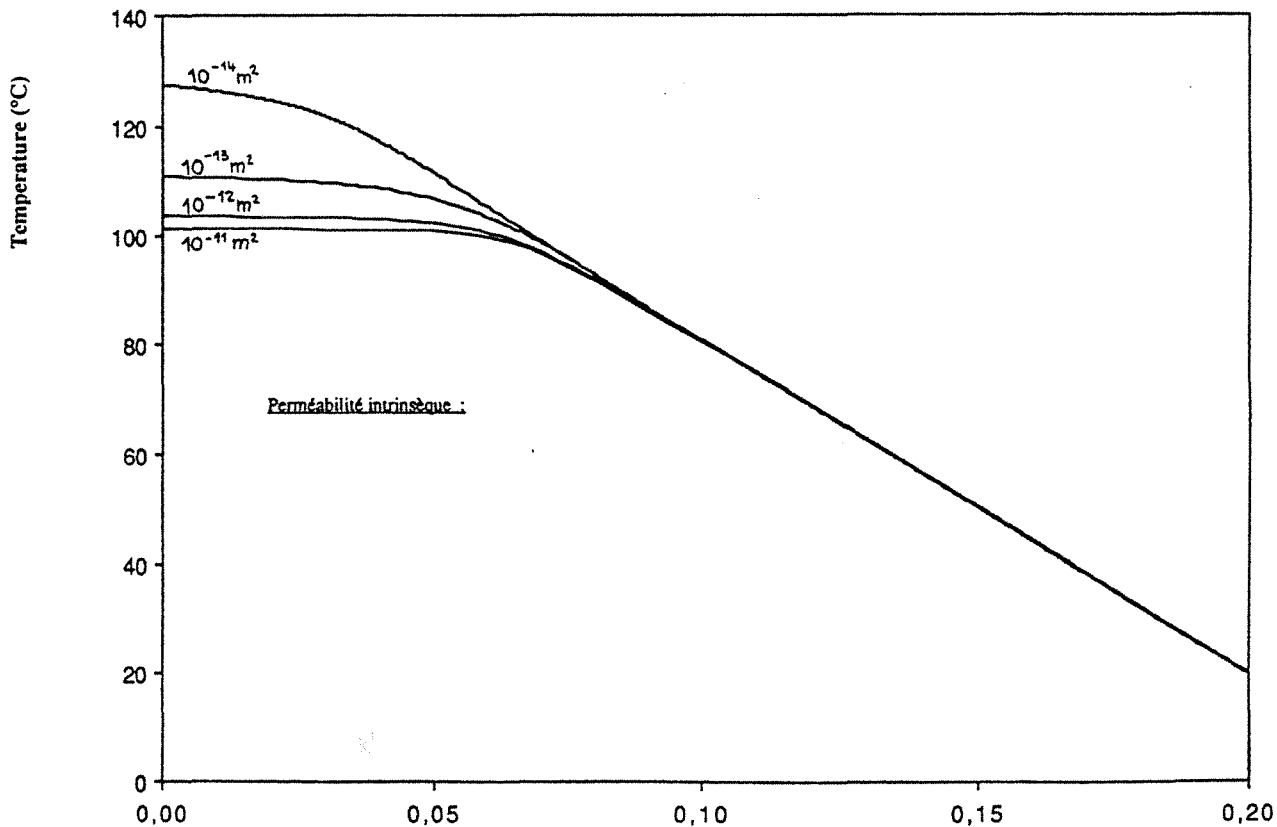


Figure II-23: Profil de température
 ($q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$ - $f_a=3\%$)

X (m)

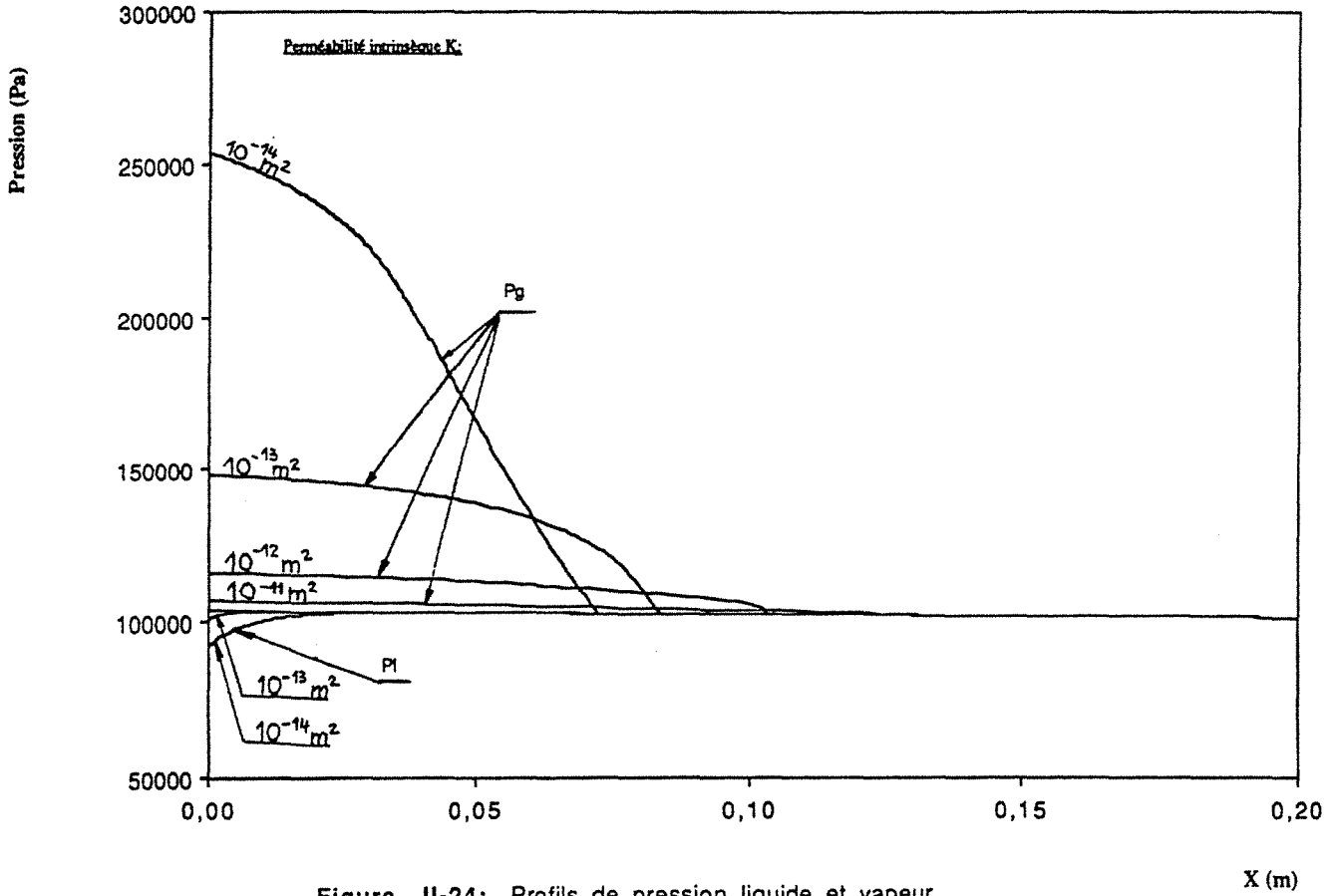


Figure II-24: Profils de pression liquide et vapeur
 ($q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$ - $f_a = 3\%$)

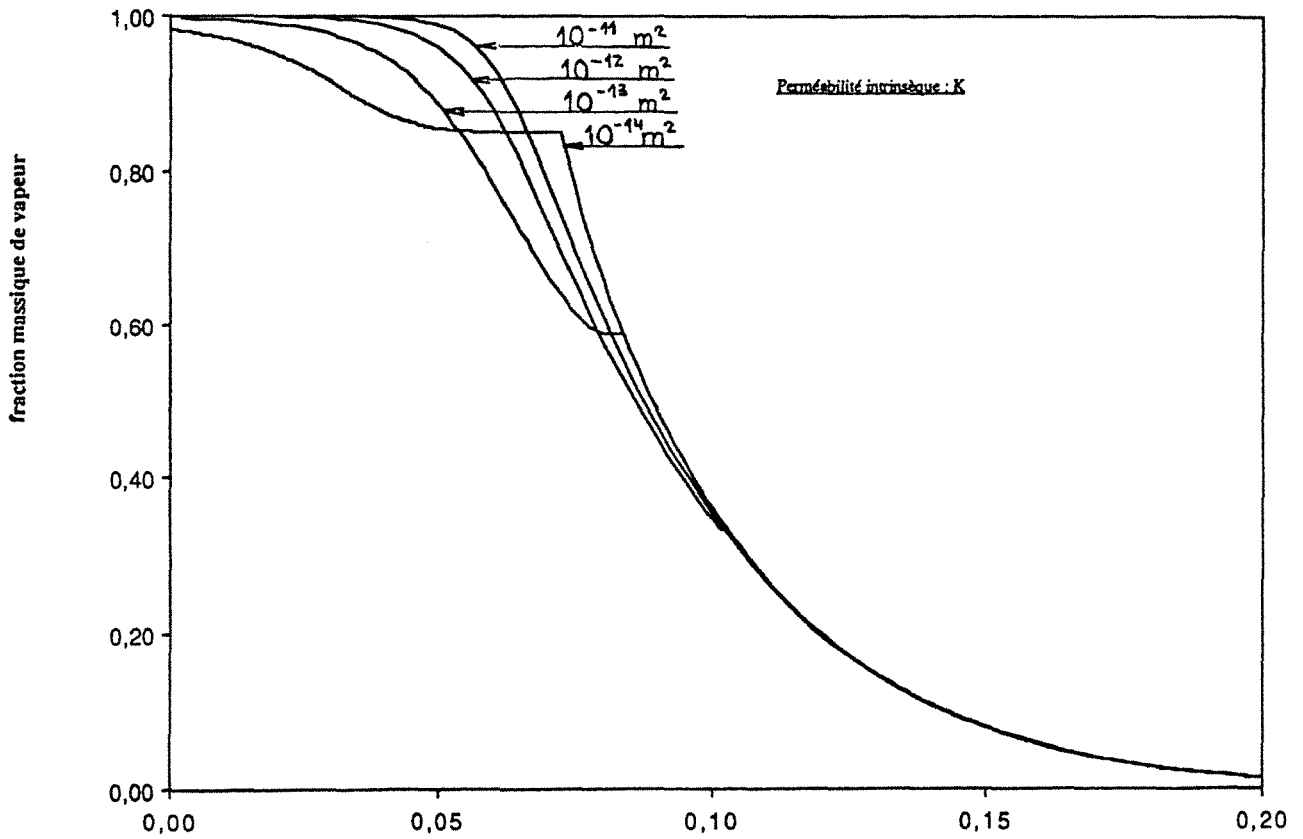
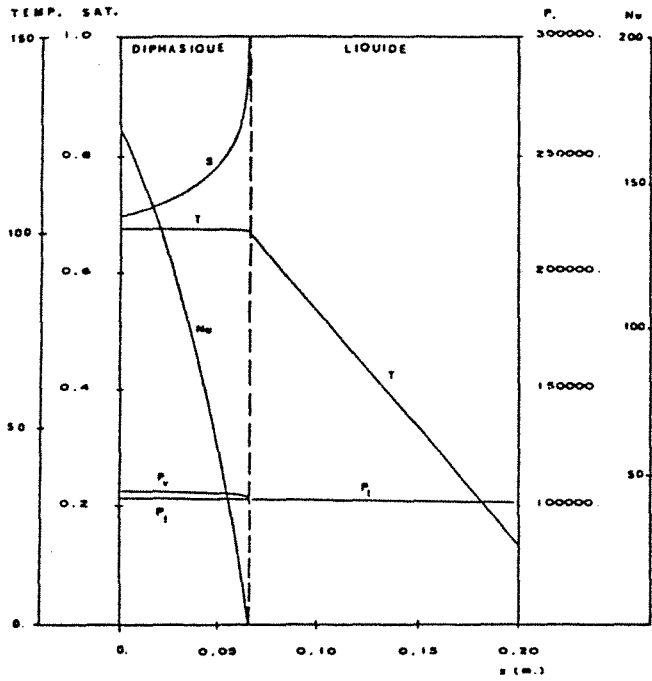
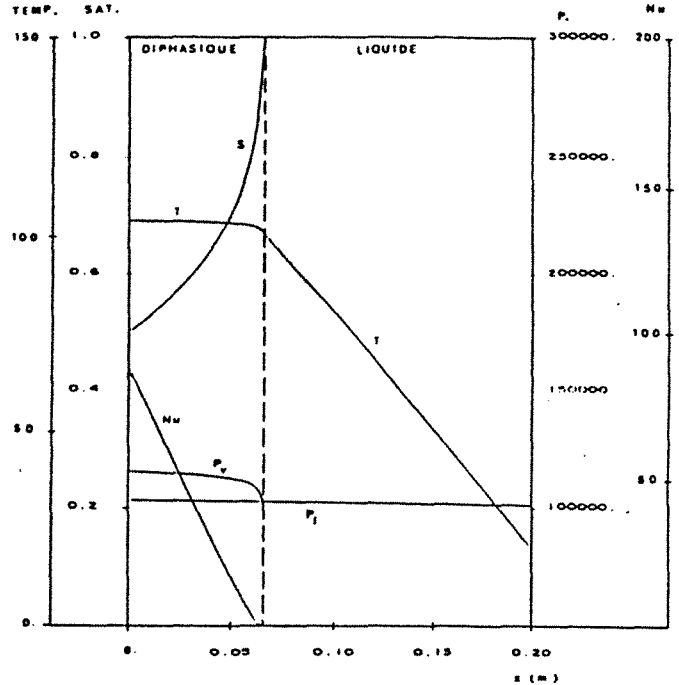


Figure II-25: Profil de fraction massique de vapeur
 ($q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$ - $f_a = 3\%$)



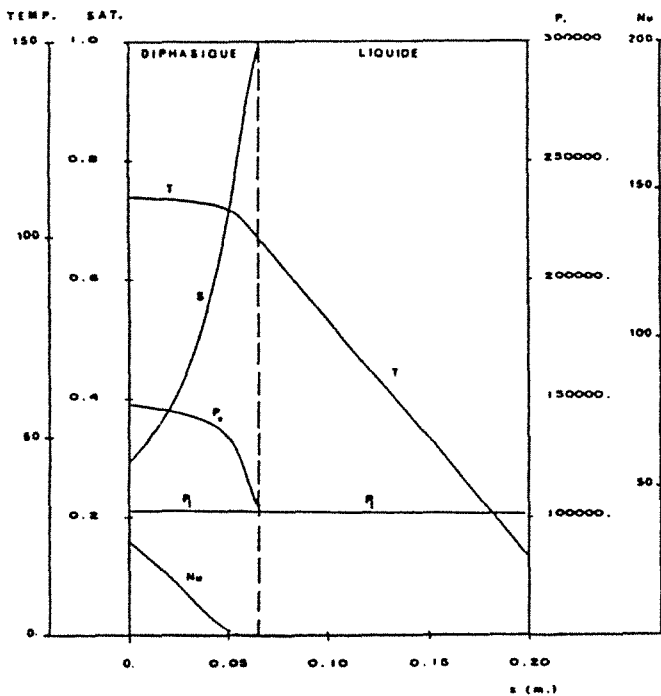
Profils de saturation, de température, de nombre de Nusselt et de pression.
 $K=10^{-11} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$. $T_f=T_{sat}$

Fig. II-26



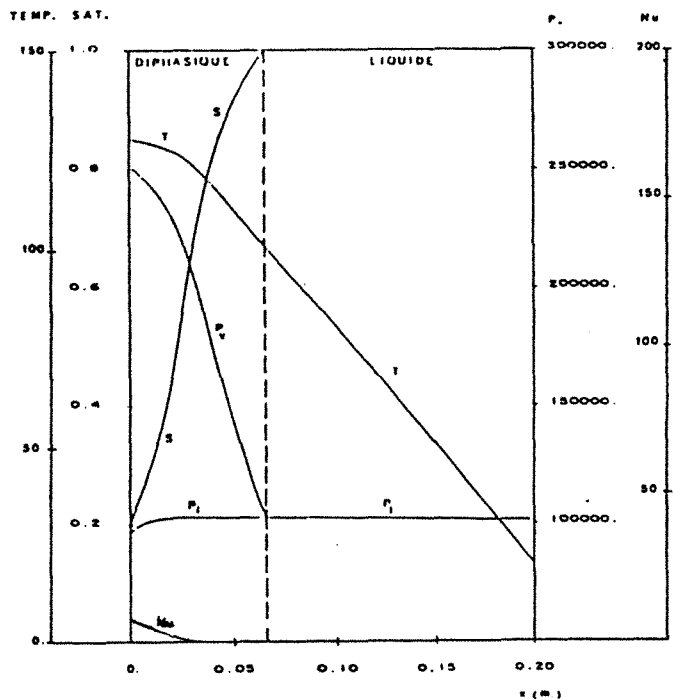
Profils de saturation, de température, de nombre de Nusselt et de pression.
 $K=10^{-12} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$. $T_f=T_{sat}$

Fig. II-27



Profils de saturation, de température, de nombre de Nusselt et de pression.
 $K=10^{-13} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$. $T_f=T_{sat}$

Fig. II-28



Profils de saturation, de température, de nombre de Nusselt et de pression.
 $K=10^{-14} \text{ m}^2$. $q_0=600 \text{ W.m}^{-2}$. $T_f=T_{sat}$

Fig. II-29

Rappelons que la simulation numérique ne prenant pas en compte l'effet des gaz incondensables nous avait donné une position du front liquide $X_f = 0,06589$ m indépendante de la perméabilité du milieu.

L'observation des profils de fraction massique de vapeur indiquent pour une perméabilité de $K = 10^{-14} \text{m}^2$ que des quantités non négligeables d'air sont présentes jusqu'à proximité de la plaque inférieure. En revanche, pour des perméabilités plus fortes ($K \geq 10^{-12} \text{m}^2$), l'air se concentre au voisinage du "front liquide" et il est clair qu'au voisinage de la plaque chaude, le gaz est constitué exclusivement de vapeur pure. Ceci explique notamment pourquoi la comparaison avec le cas où il n'y a plus d'incondensables dans le milieu montre peu de modifications des profils du côté chaud et en revanche un comportement franchement différent du côté du "front liquide".

Quant aux profils de température, la présence d'air ne les modifie quasiment pas, et ce, quelle que soit la perméabilité du milieu poreux.

b) Modification de la quantité d'air

Nous avons tracé sur les figures II.30-33 les profils pour plusieurs fractions moyennes d'air. Les paramètres caractérisant le milieu poreux et ses conditions aux limites sont regroupés ci-dessous :

perméabilité :	K	=	10^{-11}m^2
hauteur de l'échantillon :	H_0	=	0,20 m
température de la face supérieure :	T_0	=	20°C

densité de flux de chaleur imposée (face inférieure) :	q_0	=	600 Watt/m ²
--	-------	---	-------------------------

saturation maximale :	S_{max}	=	0,95
-----------------------	------------------	---	------

saturation irréductible :	S_{irr}	=	0,05
---------------------------	------------------	---	------

fraction moyenne d'air f_a :	{	0,020
		0,025
		0,030
		0,035
		0,040

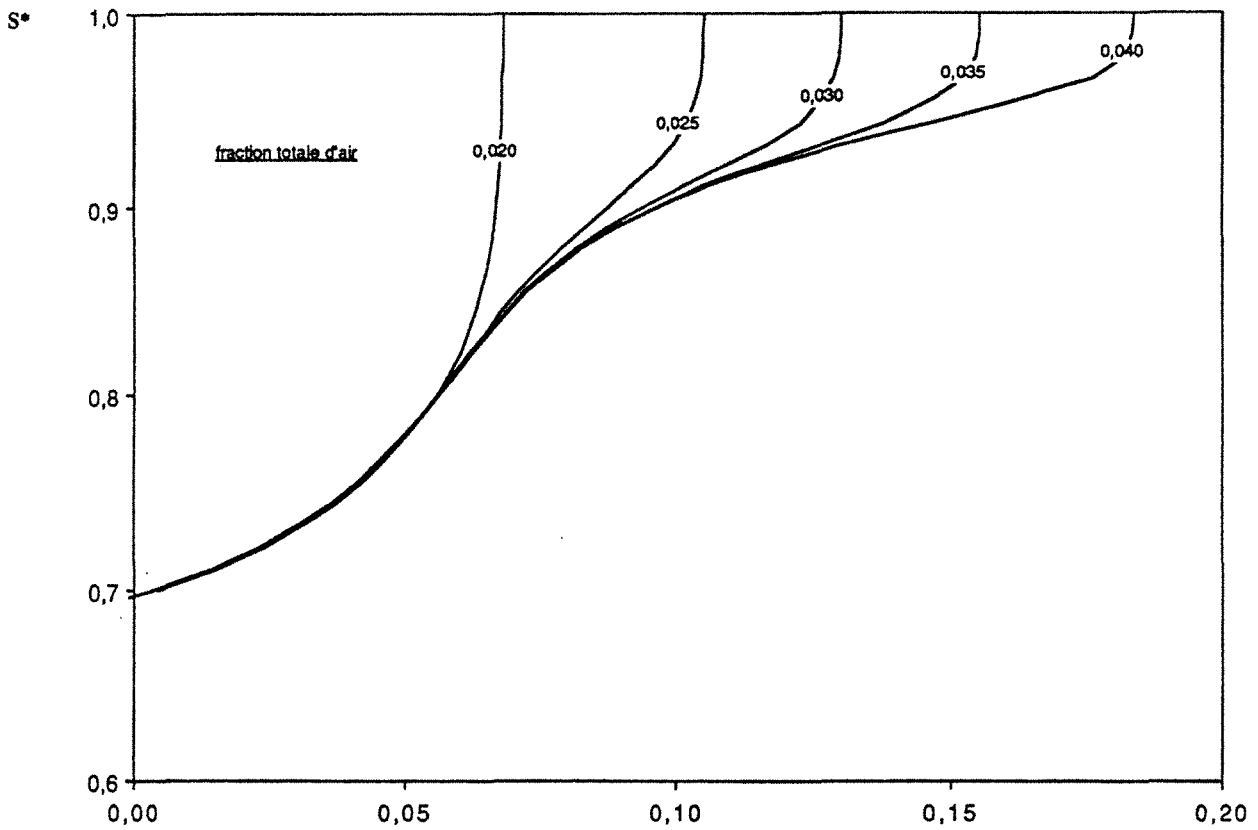


Figure II-30: Profils de saturation réduite pour différentes fractions moyennes d'air ($K = 10^{-11} \text{ m}^2$ - $q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$)

X (m)

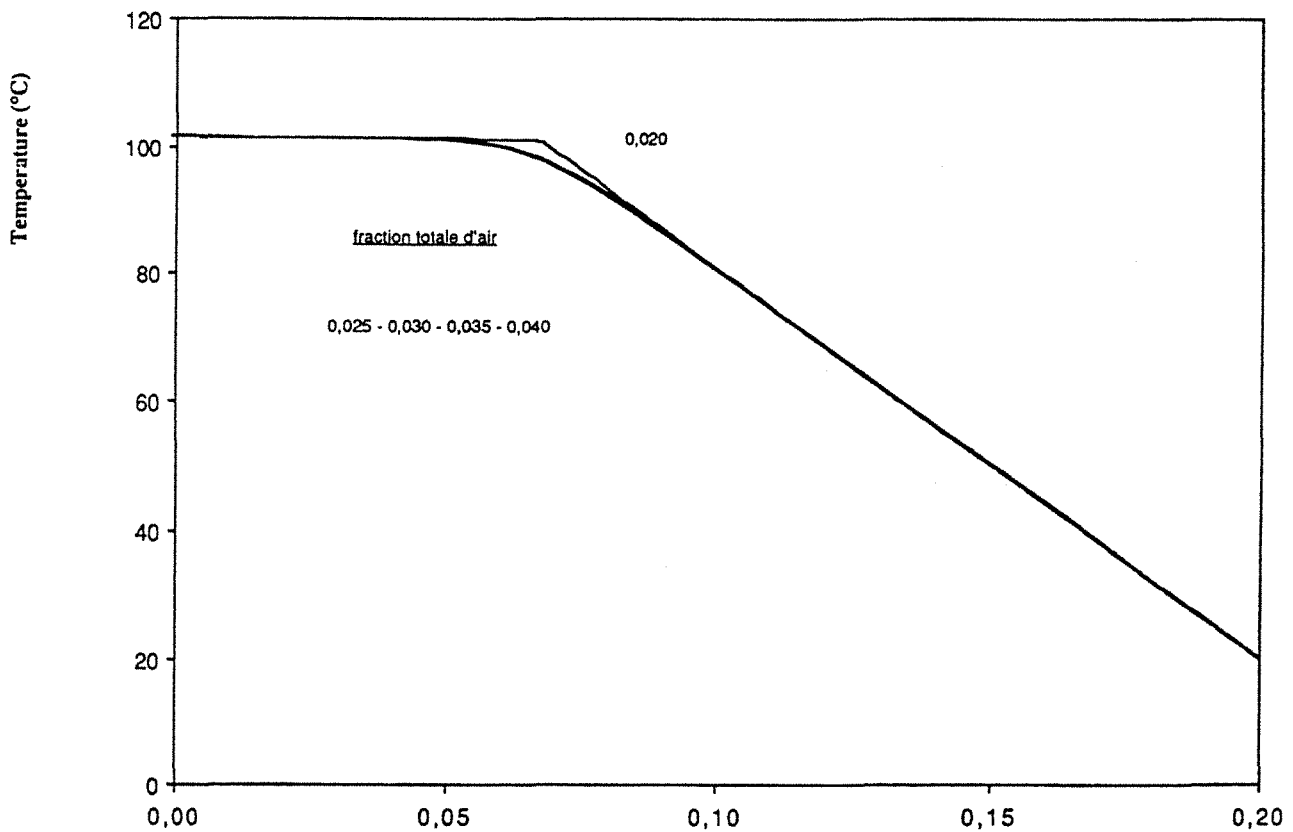


Figure II-31: Profils de température pour différentes fractions moyennes d'air ($K = 10^{-11} \text{ m}^2$ - $q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$)

X (m)

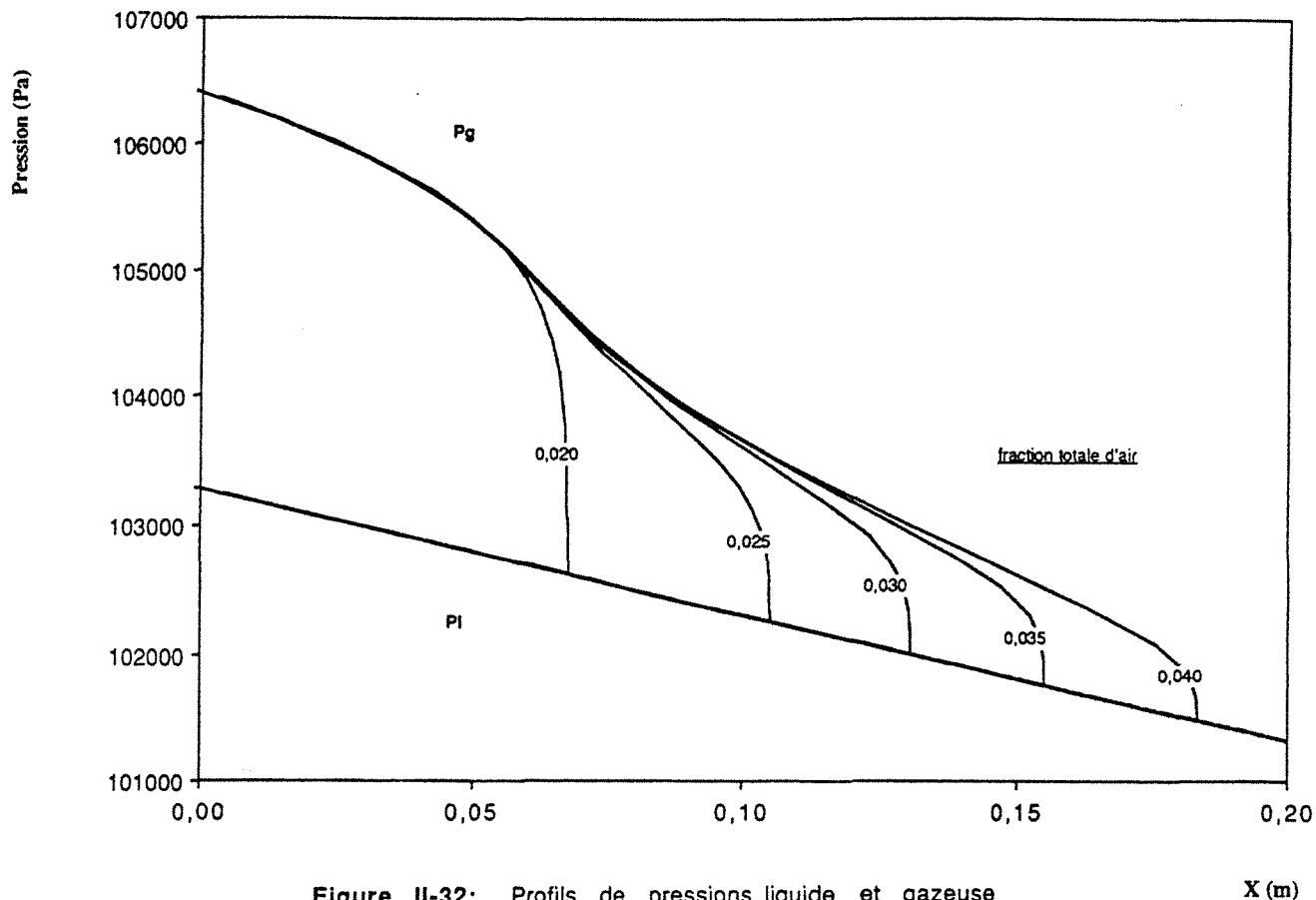


Figure II-32: Profils de pressions liquide et gazeuse pour différentes fractions moyennes d'air ($K = 10^{-11} \text{ m}^2$ - $q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr} = 0,05$ - $S_{max} = 0,95$)

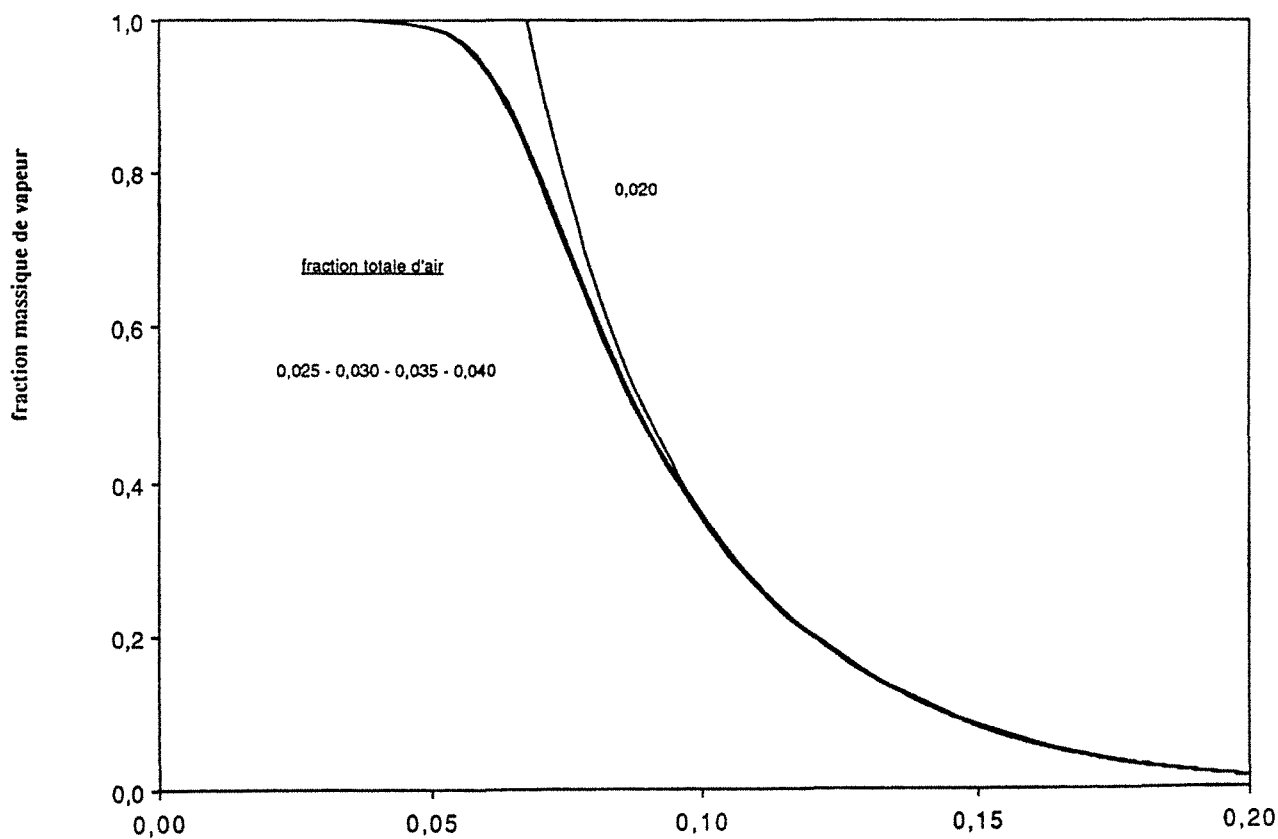


Figure II-33: Profils de fraction massique de vapeur pour différentes fractions moyennes d'air ($K = 10^{-11} \text{ m}^2$ - $q_0 = 600 \text{ W.m}^{-2}$ - $S_{irr} = 0,05$ - $S_{max} = 0,95$)

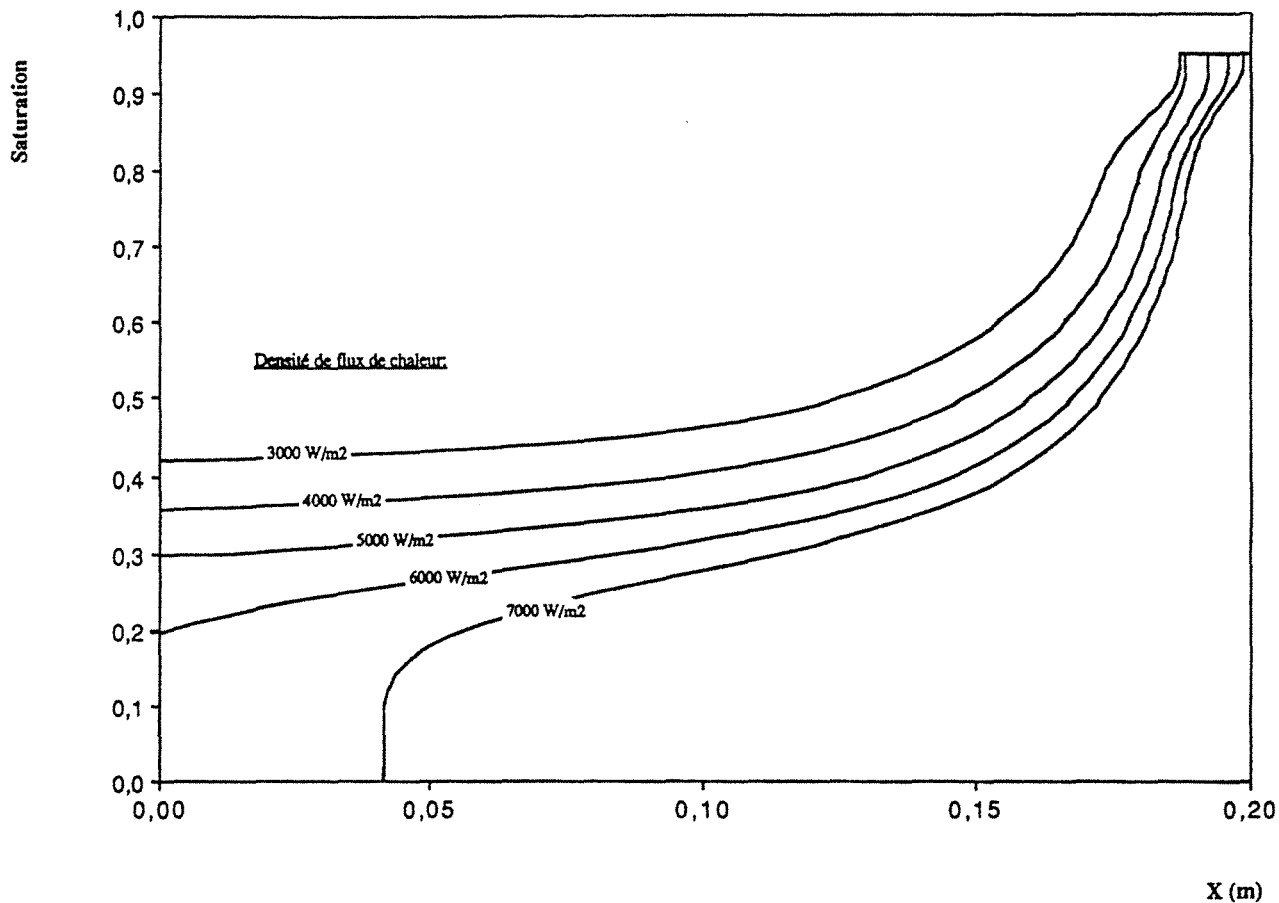


Figure II-34: Profils de saturation pour différentes densités de flux de chaleur ($K = 10^{-11} \text{ m}^2$ - $f_a = 0,004$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$)

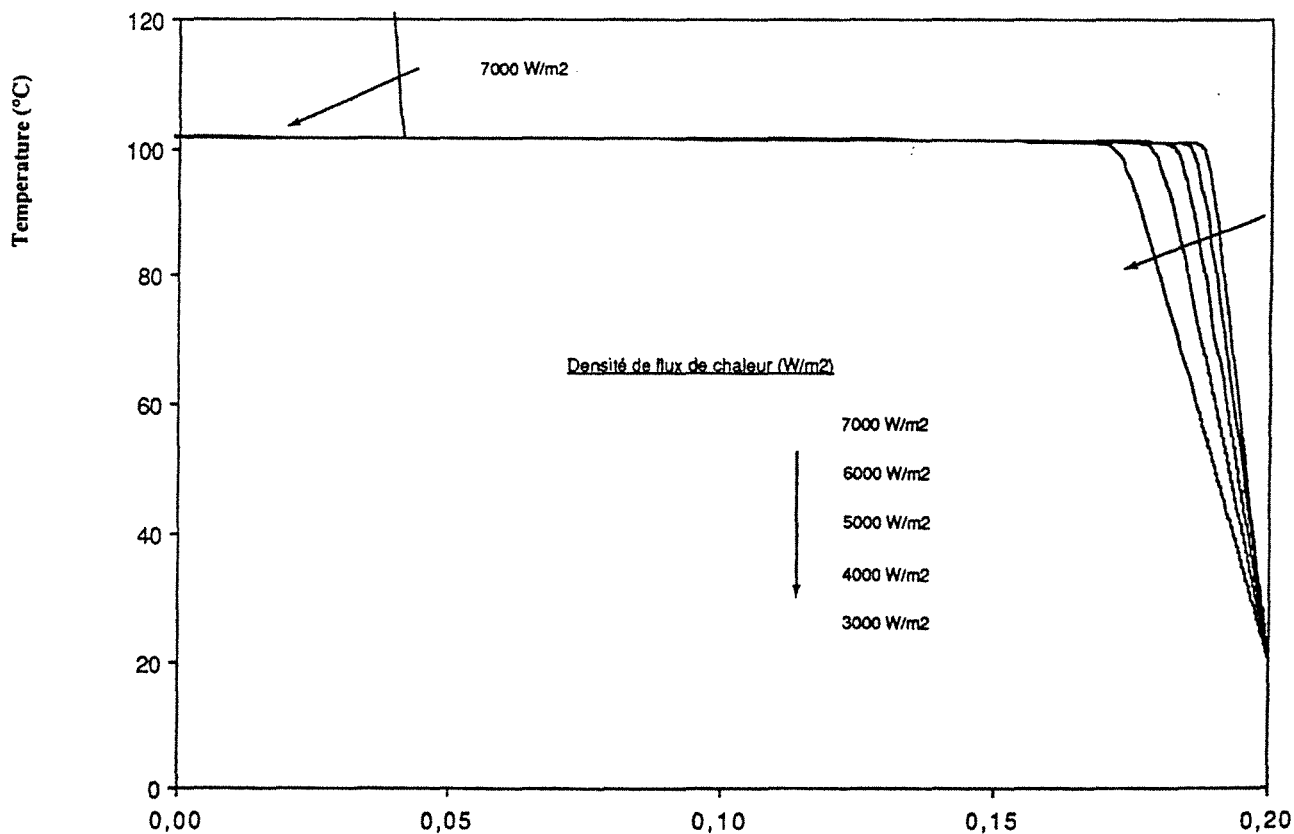


Figure II-35: Profils de température pour différentes densités de flux de chaleur ($K = 10^{-11} \text{ m}^2$ - $f_a = 0,004$ - $S_{irr}=0,05$ - $S_{max}=0,95$)

Ajoutons que la valeur $f_a = 0,020$ est un cas limite pour lequel, compte tenu de la saturation maximum $S_{max} = 0,95$, l'air se situe exclusivement dans la zone liquide. Il n'y a donc pas d'air dans la zone diphasique constituée alors uniquement d'eau et de vapeur. Les résultats obtenus sont par conséquent analogues pour $f_a = 0,020$ à ceux donnés au début de ce chapitre. L'ensemble de ces courbes suscite de notre part plusieurs remarques générales :

- Les profils de saturation et de pression du gaz dépendent fortement de la quantité d'air piégée dans le milieu. Le "front liquide" y apparaît clairement et sa position peut être déplacée de façon très significative pour des variations infimes de f_a . Dans la zone la plus chaude, les profils se superposent, ce qui montre que l'air y est en quantité négligeable et qu'il se concentre principalement vers la zone liquide.

- Les profils de température et de fraction massique de vapeur semblent ne pas dépendre de la quantité d'air. Seuls les profils obtenus pour $f_a = 0,020$ se distinguent des autres profils au voisinage du "front liquide". En conséquence, la position de ce front ne peut plus être obtenue à partir d'un simple tracé du profil de température.

- D'autre part, la zone diphasique n'apparaît plus isotherme ce cas. Il existe cependant une zone isotherme dont la température est égale à T_{sat} et qui correspond à la région de la zone diphasique où la phase gazeuse est constituée presque entièrement de vapeur (fraction massique de vapeur $> 0,99$).

c) Variation de la densité de flux de chaleur

Nous avons fait varier dans un dernier essai numérique les densités de flux de chaleur imposées q_0 . Les paramètres utilisés lors de cette simulation sont identiques à ceux sélectionnés précédemment. La fraction moyenne d'air choisie $f_a = 0,004$ est très faible compte tenu du niveau élevé des densités de flux de chaleur imposées :

$$q_0 = \left\{ \begin{array}{l} 7000 \text{ Watt/m}^2 \\ 6000 \text{ Watt/m}^2 \\ 5000 \text{ Watt/m}^2 \\ 4000 \text{ Watt/m}^2 \\ 3000 \text{ Watt/m}^2 \end{array} \right.$$

En effet, pour une valeur donnée f_a de la fraction moyenne d'air et pour une saturation maximale S_{max} fixée, il existe une gamme restreinte de densités de flux de chaleur admissibles. Pour des valeurs élevées de q_0 , la zone liquide devient extrêmement mince et par ailleurs la quantité d'air retenue en zone diphasique est faible. Il existe donc dans ce cas une densité de flux de chaleur maximum au-delà de laquelle le modèle ne saurait fournir de solution pour la quantité d'air imposée. En revanche, pour des petites valeurs de la densité de flux de chaleur, l'étendue de la zone liquide devient importante et la quantité d'air qui y est piégée doit rester évidemment inférieure à la valeur correspondante à f_a . Il existe donc une densité de flux de chaleur minimale en deçà de laquelle le modèle confirme qu'il n'existe pas de solution.

La figure II.34 représente les profils de saturation pour les différentes valeurs de q_0 énoncées ci-dessus. Il s'agit sur ces courbes de la saturation réelle et non réduite, ce qui nous autorise, s'il y a lieu, à représenter la zone vapeur pour laquelle $S = 0$. L'examen approfondi du profil de saturation relatif à $q_0 = 7000 \text{ Watt/m}^2$ fait apparaître un saut au passage du "front vapeur", la saturation passant directement de $S = S_{irr}$ à $S = 0$. En effet, il n'y a pas d'existence possible pour une zone dont la saturation serait comprise entre ces deux valeurs puisqu'aucun mécanisme ne permet d'y assurer le transfert de masse. Dès lors, le transfert de chaleur ne peut s'y effectuer que par conduction pure et s'accompagne nécessairement d'un très fort gradient de température. La vaporisation des dernières traces d'eau liquide devient alors inéluctable, transformant cette région en zone vapeur.

La comparaison des différents profils avec ceux déduits du modèle sans prise en compte des incondensables (Fig. II.2, II.3), ne fait pas apparaître de grossières différences, exceptées l'épaisseur de la zone liquide et l'allure des courbes de saturation à proximité du "front liquide".

III - CONCLUSION

Au cours de cette étude théorique du régime permanent, nous avons d'abord retrouvé numériquement les résultats donnés par UDELL et montré leur limite pour des milieux de faible perméabilité ($K \approx 10^{-12} \text{ m}^2$). Ceci nous a amenés à modifier le modèle et prendre en compte la conductivité thermique de la zone diphasique.

Souhaitant établir un outil numérique se rapprochant au mieux des conditions opératoires, nous avons tenu compte des pertes de chaleur avec l'extérieur et montré comment elles perturbent les phénomènes.

Etant confrontés, d'un point de vue expérimental, à la difficulté de saturer totalement nos éprouvettes poreuses, nous nous sommes intéressés à la prise en compte des gaz incondensables. Un modèle numérique traitant de l'effet d'une faible désaturation initiale du milieu a été mis au point. Il a montré que de très faibles quantités d'air piégé dans le milieu, peuvent, par des effets de concentration locale, modifier sensiblement les phénomènes. Nous avons constaté en particulier, que la répartition des différents constituants à l'équilibre ne peut plus être déduite uniquement du profil de température : la donnée du profil de température par exemple ne suffit plus à situer la position du "front liquide". D'un point de vue expérimental, cette dernière remarque nous conforte dans l'idée du rôle indispensable d'un outil de mesure des humidités locales dans le milieu poreux afin de suivre mieux les mécanismes de transfert de masse.

Par ailleurs, nous retiendrons aussi de cette étude, que les modèles qui tenteraient de déduire de façon globale les transferts, sans séparer le milieu en différentes zones, seraient voués à l'échec. En effet, la simulation tenant compte des incondensables fait apparaître des régions où le gaz est constitué exclusivement de vapeur. Ainsi un modèle à trois équations avec comme inconnues la température, la saturation et la pression totale gazeuse, devient inadapté pour décrire les phénomènes dans ces régions, alors que deux équations seulement suffisent.

Il convient de s'interroger sur les suites que nous pourrions donner à cette étude concernant le régime permanent. Le premier prolongement à ce travail serait de compléter le modèle avec prise en compte des incondensables en lui ajoutant le traitement des pertes thermiques. Nous obtiendrions alors un modèle apte à résoudre l'ensemble des situations que nous avons abordées au cours de ce chapitre. Du côté expérimental, il s'agirait là d'un outil d'identification plus précis. Un autre aspect qui aurait pu être abordé eût été l'adaptation du modèle aux matériaux hygroscopiques. L'étude des transferts dans le domaine des très faibles humidités eût sans doute été riche d'enseignements.

CHAPITRE III

MODELE TRANSITOIRE

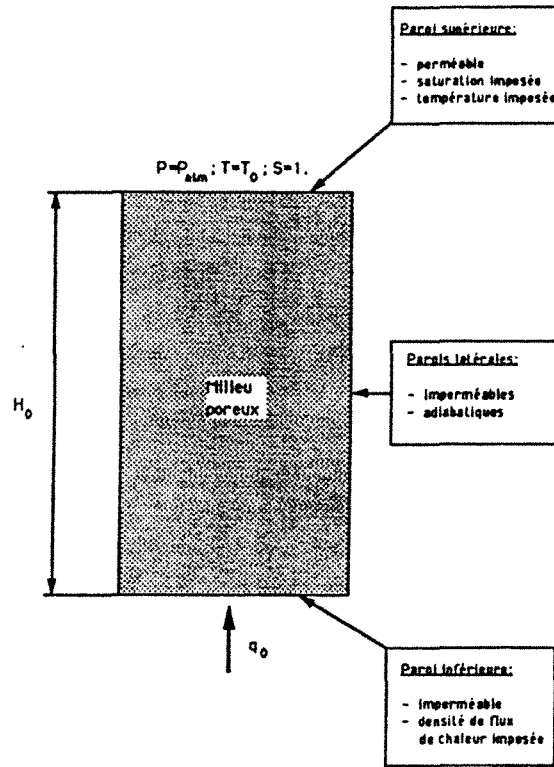
Nous présentons dans ce chapitre un modèle numérique d'ébullition dans un milieu poreux en régime transitoire. Nous écrivons d'abord une formulation mathématique du problème rendant compte de notre analyse des phénomènes. Cette formulation repose principalement sur l'écriture des lois de conservation de la masse et de l'énergie. Nous aborderons ensuite le problème de la discrétisation numérique des équations.

La méthode choisie lie le maillage à l'interface entre les différentes zones. Ainsi le déplacement du front séparant les zones liquide et diphasique entraîne une déformation du maillage. Nous montrons comment le système d'équations et les différentes conditions aux limites sont transformées par l'utilisation d'un changement de variable permettant de "fixer" le maillage. Différents résultats issus de simulations numériques viendront illustrer le modèle.

I - POSITION DU PROBLEME

I-1. Généralités

Nous avons traité, dans le chapitre précédent, la résolution analytique en régime permanent d'un problème spécifique d'ébullition en milieu poreux. Nous avons examiné en particulier comment, suivant la densité de flux de chaleur traversant le milieu poreux, il était possible de distinguer une zone diphasique (liquide + vapeur) et éventuellement une zone vapeur. Nous allons maintenant aborder l'évolution temporelle, sur ce problème, des champs de température et de saturation en liquide à partir de conditions initiales spécifiées. Nous rappelons sur le schéma III.1 la géométrie du problème ainsi que les conditions aux limites appliquées à l'échantillon poreux.



CONDITIONS AUX LIMITES DU MILIEU POREUX

Schéma III.1

Le milieu poreux est initialement saturé par le liquide ($S = 1$) et le champ de température y est uniforme ($T = T_i$). A l'instant initial les conditions aux limites sont imposées aux frontières du milieu poreux. Dans un premier temps, nous observons un échauffement progressif de l'échantillon poreux et du liquide qu'il contient. Si la densité de flux de chaleur n'est pas trop élevée, le transfert de chaleur reste purement conductif et la convection naturelle peut-être négligée.

Cette dernière hypothèse se justifie plus précisément par le calcul d'un nombre de RAYLEIGH relatif à la convection naturelle en milieu poreux [25] :

$$Ra = \frac{g \beta K \Delta T H_0 \rho_l C_{pl}}{\nu_l \lambda_{s1}}$$

(III.1)

β : coefficient d'expansion thermique du liquide

g : accélération de la pesanteur

$\rho_l C_{pl}$: chaleur volumique du liquide

λ_{s1} : conductivité thermique du milieu poreux saturé d'eau

ν_l : viscosité cinématique du liquide

K : perméabilité intrinsèque du milieu poreux

H_0 : distance entre les deux surfaces isothermes

ΔT : différence de température entre les deux surfaces isothermes

Dans les essais que nous avons réalisés, ce nombre de Rayleigh n'excède jamais la valeur $Ra = 11,5$. Or le nombre de Rayleigh critique pour lequel apparaît la convection naturelle est donné par :

$$Ra_{cr} = 4\pi^2 \quad (III.2)$$

Remarque : ce critère d'apparition de la convection naturelle est valable pour deux limites isothermes et imperméables. Dans le cas où l'une d'entre elles est perméable le nombre de Rayleigh critique est plus faible :

$$Ra_{cr} \approx 27$$

Si la densité de flux de chaleur imposée q_0 est supérieure à une valeur q_{min} , l'étude en régime permanent prévoit l'apparition d'une zone diphasique. Cette zone apparaîtra dès que la température de la plaque inférieure dépassera la température de saturation du liquide. Par la suite le front séparant la zone liquide de la zone diphasique va progresser vers le haut de l'échantillon jusqu'à atteindre la position d'équilibre donnée par le régime permanent. Nous allons nous attacher dans ce chapitre à décrire l'apparition puis l'évolution de la zone diphasique. En revanche la question de l'apparition et de l'extension de la zone vapeur ne sera pas abordée.

Nous choisirons par conséquent une densité de flux de chaleur toujours inférieure à la valeur critique q_{cr} .

I-2. Choix du modèle mathématique

I-2.1 Choix d'un "modèle à zones"

Une littérature abondante se rapporte à la modélisation transitoire des transferts de chaleur et de masse en milieu poreux. Dans la plupart de ces modèles, le nombre d'inconnues donnant l'état thermodynamique local du milieu reste le même en tout point. Classiquement, dans le cas où, d'une part l'état de contrainte dans le solide n'est pas pris en compte, d'autre part l'équilibre thermodynamique local est supposé, trois paramètres suffisent à la description thermodynamique: la température T , la saturation de la phase liquide S et la pression totale de la phase gazeuse P est un choix habituel.

Il n'en est plus de même dans le cas qui nous intéresse. Par effet de condensation ou de vaporisation, l'une des phases du milieu poreux peut localement disparaître. Dans cette région, le système à résoudre est alors constitué uniquement de deux équations aux dérivées partielles. Nous avons pu vérifier sur un modèle numérique de transfert couplé de chaleur et de masse en milieu poreux, qu'au-delà du point d'ébullition du liquide, les résultats n'étaient généralement pas acceptables. Il convient par conséquent de séparer le milieu en plusieurs zones et d'effectuer la résolution de façon spécifique dans chacune de ces zones.

I-2.2 Choix du maillage

Dans chacune des zones, liquide et diphasique, nous pouvons écrire le système d'équations qui décrit les transferts. La difficulté se situe alors dans la mobilité de la frontière séparant les deux zones. Le choix de la méthode de discrétisation est donc primordial. Deux méthodes peuvent être envisagées :

- La première consiste à utiliser un maillage fixe sur tout le domaine. Dès lors il devient

indispensable de choisir des inconnues continues sur l'ensemble du domaine. La démarche classique consiste à prendre non pas la température mais l'enthalpie comme inconnue. Par cette méthode on élimine dans l'équation du transfert de chaleur le terme de changement de phase. La position de l'interface étant supposée connue à un instant donné, elle peut être recalculée à l'instant suivant en localisant le point dont la température est égale à la température de changement de phase.

- La seconde méthode utilise un maillage mobile lié à la position du front. Un noeud du maillage coïncide en permanence avec la position de l'interface et chacune des deux zones est discrétisée en un nombre fini de mailles. A l'instant suivant le domaine est remaillé en tenant compte de la nouvelle position du front (fig. III.2). La technique la plus simple consiste alors à opérer à une transformation des coordonnées d'espace (transformation de LANDAU) de façon à rendre fixe l'interface et donc, les noeuds du maillage. Nous procédons aux changements de variables suivants (cf. Fig.III.3) :

en zone diphasique :

$$y(t) = \frac{x}{X(t)} \quad (III.3)$$

en zone liquide :

$$z(t) = \frac{x - X(t)}{H_0 - X(t)} \quad (III.4)$$

avec :

H_0 : hauteur de l'éprouvette poreuse

$X(t)$: position du front au temps t

Il est possible d'utiliser une transformation permettant de concentrer les noeuds du maillage au

TRANSFORMATION DE LANDAU

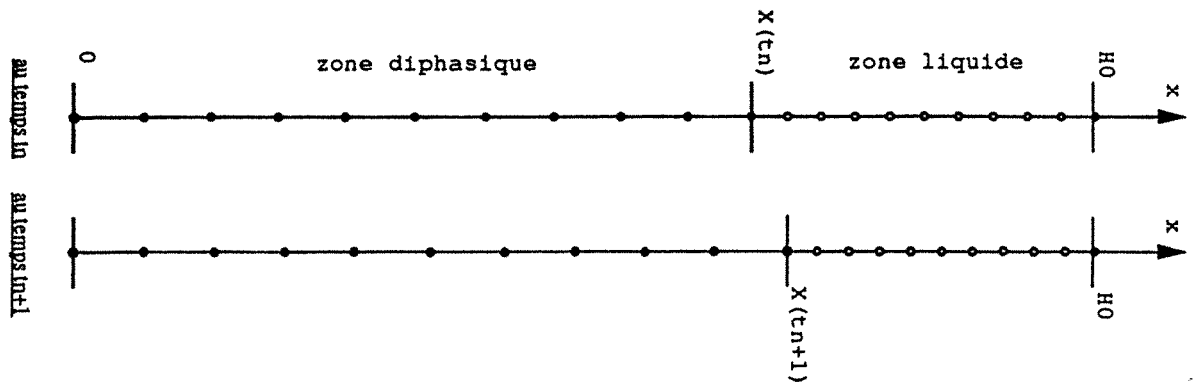


figure III.2

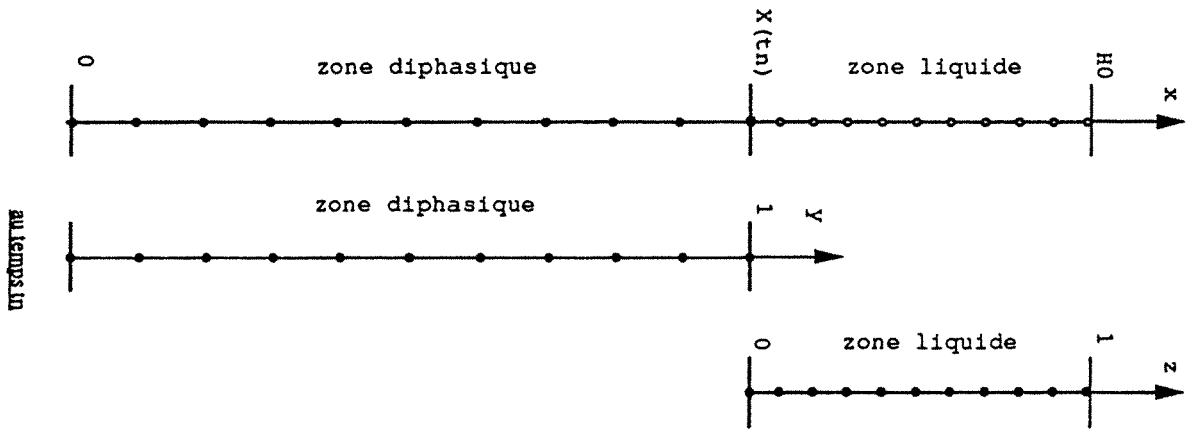


figure III.3

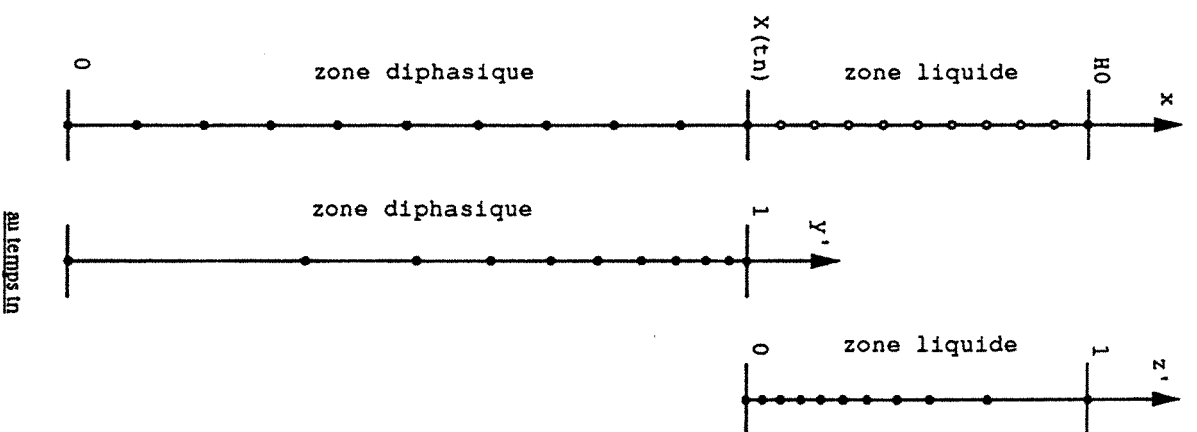


figure III.4

voisinage du front tout en gardant le même nombre de mailles. Par exemple :

en zone diphasique :

$$y'(t) = \sqrt[p]{\frac{x}{X}} \quad (III.5)$$

en zone liquide :

$$z'(t) = \sqrt[q]{\frac{x-X}{H_0 - X}} \quad (III.6)$$

Bien que cette transformation -(Fig. III.4)- permette une discrétisation plus fine dans les zones où le gradient de saturation est plus élevé, nous nous limiterons à la transformation précédente (III.3 et III.4) de façon à conserver des opérateurs de transformation simples et faciles à manipuler.

II - DESCRIPTION DU MODELE THEORIQUE

II-1. Equations constitutives des transferts de chaleur et de masse

II-1.1 En zone liquide

a. transfert de masse

L'écoulement du liquide s'établit par gravité et aussi en réponse à la différence de pression qui existe entre le front et la surface supérieure du milieu. Nous utilisons la loi de Darcy pour traduire le mouvement du liquide :

$$v_1 = - \frac{K}{\mu_1} \left(\frac{\partial P_1}{\partial x} + \rho_1 g \right)$$

(v_1 : vitesse de Darcy du liquide)

(III.7)

En principe il conviendrait d'ajouter dans l'équation du mouvement du liquide à la fois :

- un terme transitoire
- un terme quadratique d'interaction fluide-solide (correction de Forchheimer)
- un terme de contraintes visqueuses de l'écoulement moyen (correction de Brinkman)

$$\frac{\rho_1}{\epsilon} \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) = - \frac{1}{K} (\mu_1 v_1 + \rho_1 b v_1^2) - \frac{\partial \hat{P}_1}{\partial x} + \mu' \frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} \quad (III.8)$$

$$(1) \quad (2) \quad (3) \quad (4) \quad (5)$$

- (1) : terme transitoire.
- (2) : terme d'inertie.
- (3) : terme d'interaction fluide-solide. (Darcy - Forchheimer)
- (4) : terme de gradient de pression motrice.
- (5) : terme de Brinkman.

avec :

μ' : viscosité effective de la loi de Brinkman

b : paramètre caractéristique du milieu poreux

$$(b = \frac{1,75}{150} \frac{d}{1 - \epsilon} \text{ pour un lit de billes de diamètre } d)$$

La correction de Brinkman ne se justifie que pour des perméabilités élevées ce qui ne sera jamais le cas dans cette étude. Quant aux termes d'inertie et transitoire, ils sont généralement pris en considération pour un nombre de Reynolds supérieur à 1 :

$$Re = \frac{\rho_1 v_1 \sqrt{K}}{\mu_1} > 1 \quad (III.9)$$

Nous émettons par conséquent l'hypothèse que le mouvement du liquide suit un mécanisme transitoire

lent ce qui justifie l'utilisation d'une simple loi de Darcy (III.7). Cette hypothèse pourra être légitimée à posteriori.

b. transfert de chaleur

La phase liquide étant en mouvement, le transfert d'énergie dans la zone liquide a lieu simultanément par conduction et par convection. Comme il a été montré au début de ce chapitre la convection naturelle peut y être négligée. Nous nous limitons pour l'instant à l'écriture de la densité de flux de chaleur ayant lieu par conduction pure :

$$q = - \lambda_{s1} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (III.10)$$

Les conductivités thermiques du solide et du liquide étant du même ordre de grandeur, l'écart entre les résultats issus d'un modèle parallèle et ceux d'un modèle série reste faible. Ceci nous autorise l'usage, pour ce qui nous concerne, de l'un de ces deux modèles ou de tout autre se situant entre ces deux extrêmes. Nous choisissons un simple modèle parallèle :

$$\lambda_{s1} = (1 - \varepsilon) \lambda_s + \varepsilon \lambda_l \quad (III.11)$$

Nous ferons apparaître en temps voulu, lors de l'écriture de l'équation de conservation de l'énergie, le terme relatif à la convection forcée.

II-1.2 En zone diphasique

a. transfert de masse

Nous admettons que la loi de Darcy peut être généralisée au cas des écoulements polyphasiques en régime permanent. Cette généralisation introduit la notion de perméabilité relative de chacune des phases. Dans un second temps nous supposons que cette formulation peut être étendue à des écoulements non permanents.

La justification consiste une fois de plus à considérer, en régime transitoire, les écoulements comme quasi-permanents compte tenu de leurs très faibles vitesses. La description, au demeurant, reste imparfaite. En effet, les perméabilités relatives ne font appel qu'à la répartition locale de chacune des phases. Ainsi pour les phases liquides et vapeur d'un même fluide :

$$K_{rl} = K_{rl}(S)$$

$$K_{rv} = K_{rv}(S)$$

(III.12)

Cette description ignore par conséquent la nature même des écoulements (co-courants ou contre-courants). Nous écrivons finalement :

pour le liquide :

$$v_l = - \frac{K K_{rl}}{\mu_l} \left(\frac{\partial P_l}{\partial x} + \rho_l g \right)$$

(III.13)

pour la vapeur :

$$v_v = - \frac{K K_{rv}}{\mu_v} \left(\frac{\partial P_v}{\partial x} + \rho_v g \right)$$

(III.14)

La différence de pression entre les deux phases n'est autre que la pression capillaire. Nous supposons qu'elle ne dépend que de la saturation par l'intermédiaire de la fonction de LEVERETT :

$$P_c(S) = P_v - P_l = \sigma \sqrt{\frac{\epsilon}{K}} F(S)$$

(III.15)

Cette hypothèse revient à omettre le terme de thermomigration en phase liquide en négligeant les variations de la tension superficielle en fonction de la température.

Ceci se justifie par les très faibles variations de température dans la zone diphasique.

b. transfert de chaleur :

La densité de flux de chaleur par conduction est modifiée pour tenir compte de la présence de la vapeur :

$$q = - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (III.16)$$

avec :

$$\lambda = (1 - \varepsilon) \lambda_s + \varepsilon S \lambda_l + \varepsilon(1 - S) \lambda_v \quad (III.17)$$

II-2. Equations de conservationII-2.1. En zone liquidea. conservation de la masse

Le liquide est considéré comme incompressible et à coefficient de dilatation thermique nul ($\beta = 0$). Quant à la matrice solide, elle est indéformable. Il ne peut donc y avoir accumulation du liquide et par conséquent :

$$\frac{\partial n_l}{\partial x} = 0 \quad (III.18)$$

Il est donc possible, à chaque instant, de calculer la densité de flux-masse de liquide traversant la zone liquide dès lors que la pression du liquide au niveau du front est connue :

$$n_l = - \frac{K}{v_l} \left(\frac{P_0 - P_l(X(t))}{H_0 - X(t)} + \rho_l g \right) \quad (III.19)$$

b. conservation de l'énergie

Le transport de chaleur résulte simultanément d'un processus de conduction à travers les deux constituants en présence, et d'un processus convectif résultant de l'écoulement du liquide dans la

structure. Nous faisons apparaître ces deux termes dans l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_s (1 - \epsilon) h_s + \rho_l \epsilon h_l] = - \frac{\partial}{\partial x} [q + h_l n_l] \quad (III.20)$$

Dans cette équation les termes de dissipation visqueuse et de travail des forces de pression ont été négligés vis-à-vis des termes restants. Cette hypothèse est généralement fondée. En introduisant les chaleurs massiques de chacune des phases et en remplaçant la densité de flux de chaleur par son expression (III.10), il vient :

$$[(1 - \epsilon) \rho_s C_{p_s} + \epsilon \rho_l C_{p_l}] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{s_l} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - C_{p_l} n_l \frac{\partial T}{\partial x} \quad (III.21)$$

(1) : terme d'accumulation

(2) : terme conductif

(3) : terme convectif

II-2.2. En zone diphasique

a. conservation de la masse

En zone diphasique la conservation de la masse est appliquée à chacune des deux phases mobiles en présence (liquide et vapeur). Puisqu'il n'y a pas d'apport extérieur ou de prélèvement de liquide ou de vapeur à l'intérieur du milieu poreux nous écrivons :

pour la phase liquide :

$$\frac{\partial (\epsilon \rho_l S)}{\partial t} = - \frac{\partial n_l}{\partial x} - \dot{m} \quad (III.22)$$

pour la phase vapeur :

$$\frac{\partial (\varepsilon \rho_v (1-S))}{\partial t} = - \frac{\partial n_v}{\partial x} + \dot{m} \quad (III.23)$$

où \dot{m} est la masse de liquide qui se vaporise par unité de volume et temps.

En additionnant les équations (III.22) et (III.23), le terme de changement de phase \dot{m} disparaît :

$$\frac{\partial \varepsilon (\rho_l S + \rho_v (1-S))}{\partial t} = - \frac{\partial n_l}{\partial x} - \frac{\partial n_v}{\partial x} \quad (III.24)$$

Cette équation correspond physiquement à la conservation globale du fluide en présence, sous ses deux phases liquide et gazeuse. Les densités de flux-masse n_l et n_v sont ensuite remplacées par leur expression classique de sorte que :

$$\varepsilon \frac{\partial (\rho_l S + \rho_v (1-S))}{\partial t} = K \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{K_{rl}}{v_l} \left(\frac{\partial P_l}{\partial x} + \rho_l g \right) + \frac{K_{rv}}{v_v} \left(\frac{\partial P_v}{\partial x} + \rho_v g \right) \right] \quad (III.25)$$

b. conservation de l'énergie

Comme pour la région saturée de liquide, nous effectuons un bilan faisant intervenir les enthalpies massiques de chacune des espèces en présence.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [(1-\varepsilon) \rho_s h_s + \varepsilon S \rho_l h_l + \varepsilon (1-S) \rho_v h_v] \\ = - \frac{\partial}{\partial x} [q + h_l n_l + h_v n_v] \end{aligned} \quad (III.26)$$

Une fois encore, les termes de dissipation visqueuse et de travail des forces de pression ont été négligés. En utilisant les équations de conservation de la masse (III.22) et (III.23) et en faisant apparaître les chaleurs massiques des différents constituants, nous mettons l'équation de conservation de l'énergie sous la forme suivante :

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} - \dot{m} (h_v - h_l) - (n_l C_{pl} + n_v C_{pv}) \frac{\partial T}{\partial x}$$

(1) (2) (3) (4)

(III.27)

- (1) : terme d'accumulation
 (2) : terme de conduction
 (3) : terme lié au changement de phase
 (4) : terme de convection de chaleur sensible

avec :

$$(\rho C_p) = (1 - \epsilon) \rho_s C_{ps} + \epsilon S \rho_l C_{pl} + \epsilon (1 - S) \rho_v C_{pv}$$

(III.28)

$(h_v - h_l)$ s'identifie avec la chaleur latente de vaporisation à pression constante qui dépend de la température T :

$$L_v(T) = h_v - h_l$$

(III.29)

Le terme de transport de chaleur latente de vaporisation est prépondérant dans l'équation (III.27). Le terme de transport de chaleur sensible est négligeable par rapport à ce dernier compte tenu du faible gradient de température en zone diphasique. Quant au terme conductif, nous le maintenons dans l'équation de conservation de l'énergie car, comme l'a montré l'étude du régime permanent, il peut avoir une influence appréciable pour des milieux à faible perméabilité.

L'étape suivante consiste à remplacer le terme de changement de phase \dot{m} par son expression déduite des équations de conservation de la masse. La démarche classique [2] utilise l'équation (III.23) pour évaluer \dot{m} . Le report dans l'équation de conservation de l'énergie donne :

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} + L_v \frac{\partial [\epsilon \rho_v (1 - S)]}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} - L_v \frac{\partial n_v}{\partial x}$$

(III.30)

De façon à simplifier encore cette expression on ne tient pas compte du terme de variation de chaleur latente emmagasinée par la vapeur qui est très faible vis-à-vis de la variation de chaleur stockée sous forme sensible :

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial x} - L_v \frac{\partial n_v}{\partial x} \quad (III.31)$$

Finalement les densités de flux de chaleur et de masse sont remplacées par leur expression (III.14) et (III.16) de façon à écrire l'équation de conservation de l'énergie en fonction de variables dépendant directement soit de T, soit de S :

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + L_v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K \cdot K_{rv}}{v_v} \frac{\partial P_v}{\partial x} \right) \quad (III.32)$$

Le terme de pesanteur s'appliquant à la phase vapeur a naturellement été négligé vis-à-vis du gradient de pression de vapeur.

II-3. Conditions aux limites

Nous avons donné les équations de conservation de la masse et de l'énergie dans chacune des régions liquide et diphasique. Afin de résoudre le système obtenu, il convient maintenant d'y adjoindre les conditions aux limites à la fois de la zone liquide et de la zone diphasique.

II-3.1. Conditions sur la face inférieure

Nous imposons sur la face inférieure une densité de flux de chaleur q_0 . Il s'agit donc d'identifier, lors de la résolution du problème, la densité de flux de chaleur en zone diphasique au voisinage de la surface inférieure, avec cette valeur imposée q_0 , c'est à dire plus précisément :

$$q_0 = - \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + L_v \frac{K \cdot K_{rv}}{v_v} \left(\frac{\partial P_v}{\partial x} \right) \right]_{x=0} \quad (III.33)$$

Le transfert de masse est nul au travers de la surface inférieure, celle-ci étant imperméable :

$$[n_l + n_v]_{x=0} = 0 \quad (III.34)$$

ou encore sous forme développée :

$$\left[\frac{\partial P_v(T)}{\partial x} \left(\frac{K_{rl}}{v_l} + \frac{K_{rv}}{v_v} \right) - \frac{\partial P_c(S)}{\partial x} \frac{K_{rl}}{v_l} + g \left(\frac{\rho_l K_{rl}}{v_l} + \frac{\rho_v K_{rv}}{v_v} \right) \right]_{x=0} = 0 \quad (III.35)$$

II-3.2. Condition sur la face supérieure

La face supérieure reste toujours en contact avec la zone liquide. Les conditions limites s'y expriment simplement. Pour ce qui est du transfert de masse nous utilisons une condition de pression imposée P_0 . Cette condition a d'ailleurs déjà été utilisée dans l'équation (III.19).

Du point de vue thermique, la température sur cette surface est imposée :

$$\text{en } x = H_0 \quad T = T_0 \quad (III.36)$$

II-3.3. Condition de passage entre les deux zones

a. condition sur le transfert massique

Au niveau du front séparant les deux zones, deux conditions sur le transfert de masse sont nécessaires. La première condition exprime la continuité de la variable S :

$$\text{en } x = X(t) \quad S = 1 \quad (III.37)$$

La seconde condition se déduit de la conservation de la masse au niveau du front. La difficulté est d'écrire le bilan sur une frontière mobile. En affectant l'indice 1 aux grandeurs spécifiques à la zone liquide et l'indice 2 à celles relatives à la zone diphasique nous représentons ce bilan massique par la relation suivante :

$$\left[-\rho_1 \varepsilon \left(\frac{v_{l1}}{\varepsilon} - \dot{X} \right) + \rho_1 \varepsilon S \left(\frac{v_{l2}}{\varepsilon S} - \dot{X} \right) + \rho_v \varepsilon (1 - S) \left(\frac{v_{v2}}{\varepsilon (1 - S)} - \dot{X} \right) \right]_{x=X(t)} = 0$$

laquelle après développement donne :

$$\left[\rho_1 (v_{l1} - v_{l2}) - \varepsilon \dot{X} (1 - S) (\rho_1 - \rho_v) - \rho_v v_{v2} \right]_{x=X(t)} = 0 \quad (III.38)$$

\dot{X} étant la vitesse de déplacement du front.

En fait les trois termes qui apparaissent dans cette égalité sont tous nuls : le deuxième l'est d'après la relation (III.37) et le troisième aussi puisque la vitesse v_{v2} s'annule au niveau du front. Il s'ensuit que le premier terme de l'équation (III.38) est nul. Ceci ne fait en réalité qu'exprimer la continuité de la vitesse de déplacement du liquide lors du franchissement de l'interface :

$$\text{en } x = X(t) \quad v_{l1} = v_{l2} \quad (III.39)$$

L'utilisation sous cette forme de la conservation de la masse s'est, à l'usage, révélée mal adaptée au traitement numérique. En anticipant quelque peu sur la méthode de résolution numérique, nous pouvons dire dès à présent que le calcul de la vitesse de déplacement du front se déduit de la conservation de la masse au niveau de cette interface. En outre la détermination de cette grandeur sur laquelle s'appuie l'ensemble de la résolution requiert une bonne précision. Aussi, il est préférable d'effectuer un bilan massique global sur l'ensemble de la zone diphasique : la densité de flux-masse sortant de la zone diphasique est égale à la densité de flux-masse entrant dans la zone liquide.

La quantité de fluide contenue dans la zone diphasique par unité de surface s'écrit :

$$m_2 = \int_0^X [\rho_l \varepsilon S + \rho_v \varepsilon (1 - S)] dx \quad (III.40)$$

et par conséquent la densité de flux-masse sortant de la zone diphasique est donnée par :

$$n_2 = \frac{dm_2}{dt} = \varepsilon \frac{d}{dt} \left[\int_0^X [\rho_l S + \rho_v (1 - S)] dx \right] \quad (III.41)$$

Par ailleurs la densité de flux-masse qui entre dans la zone liquide se calcule aisément :

$$n_1 = \rho_l \varepsilon \left(\frac{v_{l1}}{\varepsilon} - \dot{X} \right) \quad (III.42)$$

Finalement l'écriture du bilan massique permet d'estimer la vitesse de déplacement du front :

$$\dot{X} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\rho_l} \frac{dm_2}{dt} + v_{l1} \right) \quad (III.43)$$

b. condition sur le transfert thermique

Comme pour le transfert massique nous allons établir deux conditions de passage au franchissement du front. La continuité de la variable T correspond à l'une de ces conditions :

$$\text{en } x = X(t) \quad T_1 = T_2 \quad (III.44)$$

Pour trouver la seconde condition, nous utilisons l'équation de conservation de l'énergie sur le front

$$[(q_1 - q_2) + \rho_l h_l (v_{l1} - \varepsilon \dot{X}) - \rho_l h_l (v_{l2} - \varepsilon S \dot{X}) + [-\rho_v h_v (v_{v2} - \varepsilon(1 - S)\dot{X})]_{x=X(t)}] = 0 \quad (III.45)$$

Après simplification et en tirant profit de la conservation de la masse (III.38) cette équation se transforme ainsi :

$$\left[(q_1 - q_2) + \varepsilon(1 - S) \rho_v L_v \dot{X} - \rho_v L_v v_v \right]_{x=X(t)} = 0 \quad (\text{III.46})$$

Cette fois encore nous avons affaire à une somme de trois termes nuls. La conservation de l'énergie se traduit alors simplement par la continuité de la densité de flux de chaleur au niveau du front :

$$\text{en } x = X(t) \quad q_1 = q_2 \quad (\text{III.47})$$

Nous tenons à faire remarquer que, dans la formulation que nous venons de présenter, nous n'avons à aucun moment fixé la température au niveau du front. Cette température est égale à la température de changement de phase du fluide en présence. La plupart des problèmes de ce type (problèmes de STEFAN) usent de cette propriété. Mais cette grandeur ne peut être déterminée a priori avec précision puisqu'elle dépend de la pression locale. Ne pouvant préjuger de l'effet d'une imprécision sur la température du front, d'autant plus marquée que le milieu est faiblement perméable, nous avons d'emblée préféré cette formulation.

II-4. Mise en forme du modèle

II-4.1 Réécriture du modèle

Nous nous proposons maintenant de récapituler le système complet d'équations aux dérivées partielles traitant des transferts de chaleur et de masse dans les deux zones. Nous faisons aussi apparaître de façon systématique les inconnues, c'est à dire :

en zone liquide $T_1(x, t)$

en zone diphasique $T_2(x, t)$

$S_2(x, t)$

ZONE LIQUIDE

$$(\rho C_p)_{s1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{s1} \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) - C_{p1} n_{l1} \frac{\partial T_1}{\partial x}$$

$$T_1 = T_0 \quad (x = H_0)$$

(III.48)

En zone diphasique nous mettons les équations (III.25) et (III.32) sous la forme suivante :

masse :

$$A(T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial t} + B(T_2) \frac{\partial S_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[C(T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial x} + D(T_2, S_2) \frac{\partial S_2}{\partial x} + E(T_2, S_2) \right]$$

(III.49)

énergie :

$$\rho C_p(T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K(T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial x} \right)$$

(III.50)

avec par définition les coefficients suivants :

$$A(T_2, S_2) = \epsilon \frac{d\rho_v(T_2)}{dT_2} (1 - S_2) + \epsilon \frac{d\rho_l(T_2)}{dT_2} S_2$$

$$B(T_2) = \epsilon [\rho_l(T_2) - \rho_v(T_2)]$$

$$C(T_2, S_2) = K \cdot \left(\frac{K_{rl}(S_2)}{v_l} + \frac{K_{rv}(S_2)}{v_v} \right) \frac{dP_v(T_2)}{dT_2}$$

$$D(T_2, S_2) = -K \frac{K_{rl}(S_2)}{v_l} \frac{dP_c(S_2)}{dS_2}$$

$$E(T_2, S_2) = K \left[\frac{K_{rl}(S_2)}{v_l} \rho_l(T_2) + \frac{K_{rv}(S_2)}{v_v} \rho_v(T_2) \right] g$$

$$K(T_2, S_2) = \lambda(S_2) + L_v(T_2) K \cdot \frac{K_{rv}(S_2)}{v_v} \frac{dP_v(T_2)}{dT_2}$$

(III.51)

Dans l'équation (III.49) nous éliminons le premier terme. Cette simplification qui équivaut à prendre constantes les masses volumiques des différentes phases, se justifie par le caractère quasi-isotherme de la zone diphasique. L'inégalité suivante est alors toujours vérifiée :

$$\left| A (T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial t} \right| \ll \left| B (T_2) \frac{\partial S_2}{\partial t} \right| \quad (III.52)$$

La prise en compte de façon rigoureuse de ce terme est parfaitement envisageable ; mais elle alourdit considérablement la résolution numérique et ne semble pas devoir apporter en contrepartie de modifications sensibles des résultats.

Finalement le système à résoudre en zone diphasique est mis sous la forme suivante :

EN ZONE DIPHASIQUE	
$\frac{\partial S_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{C (T_2, S_2)}{B (T_2)} \frac{\partial T_2}{\partial x} + \frac{D (T_2, S_2)}{B (T_2)} \frac{\partial S_2}{\partial x} + \frac{E (T_2, S_2)}{B (T_2)} \right)$	
$\rho C_p (T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (K (T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial x})$	
$K (T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial x} = - q_0 \quad \text{en } x = 0$	
$C (T_2, S_2) \frac{\partial T_2}{\partial x} + D (T_2, S_2) \frac{\partial S_2}{\partial x} + E (T_2, S_2) = 0 \quad \text{en } x = 0$	
(III.53)	

Quant aux conditions de passage entre les deux zones, elles s'écrivent :

CONDITIONS DE PASSAGE	
$\left. \begin{aligned} S_2 &= 1 \\ T_2 &= T_1 \\ \lambda_{s1} \frac{\partial T_1}{\partial x} &= \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \end{aligned} \right\}$	<i>en</i> $x = X(t)$

(III.54)

Les systèmes d'équations (III.48) et (III.53), auxquels nous adjoignons les conditions de passage (III.54), suffisent à déterminer, à un instant donné et pour une position fixe $X(t)$ du front, le champ de température et de saturation en tout point du milieu poreux. Il est cependant nécessaire d'y ajouter l'équation (III.19) qui permet le calcul de la densité de flux-masse n_{11} en zone liquide. Le bilan massique à l'interface (III.43) est enfin exploité pour évaluer la position du front à l'instant suivant.

II-4.2. Mise sous forme adimensionnelle

Nous définissons d'abord un milieu de référence qui correspond au milieu poreux saturé de liquide et pris à une température uniforme T_{ref} telle que :

$$T_{ref} = \min (T_0, T_1)$$

Les grandeurs suivantes sont caractéristiques de ce milieu de référence :

conductivité thermique de référence $\lambda_{ref} = \lambda_{s1}$

chaleur volumique de référence $(\rho C_p)_{ref} = (\rho C_p)_{s1}$

diffusivité thermique de référence $D_{ref} = \frac{\lambda_{s1}}{(\rho C_p)_{s1}}$

Posons en outre pour les variables d'espace et de temps :

$$x^* = \frac{x}{H_0} \quad \text{et} \quad t^* = \frac{D_{ref} t}{H_0^2}$$

et pour les inconnues du problème :

$$T^* = \frac{T - T_{ref}}{T_e - T_{ref}} \quad \text{et} \quad S^* = S$$

$$\text{avec } T_e = 100^\circ\text{C}$$

T_e est fixé arbitrairement à une température voisine de T_{sat} de façon à ce que T^* reste de l'ordre de l'unité.

Les équations de conservation de la masse et de l'énergie prennent alors la forme adimensionnelle suivante :

En zone liquide :

$$\frac{\partial T_1^*}{\partial t^*} = \frac{\partial^2 T_1^*}{\partial x^{*2}} - Pe \frac{\partial T_1^*}{\partial x^*}$$

En zone diphasique :

$$\rho C_p^* \frac{\partial T_2^*}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left[K^* \frac{\partial T_2^*}{\partial x^*} \right]$$

$$\frac{\partial S_2^*}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left[C^* \frac{\partial T_2^*}{\partial x^*} + D^* \frac{\partial S_2^*}{\partial x^*} + E^* \right]$$

(III.55)

Le nombre de Péclet qui intervient dans la première équation du système (III.55) représente pour la zone liquide un rapport du transfert de chaleur par convection au transfert de chaleur par conduction :

$$Pe = \frac{C_{p1} H_0 n_{l1}}{\lambda_{ref}} \quad (III.56)$$

Les autres coefficients adimensionnels prenant part à la formulation sont :

$$\rho C_p^* = \frac{(\rho C_p)}{(\rho C_p)_{ref}} \quad K^* = \frac{K}{\lambda_{ref}} \quad C^* = \frac{(T_e - T_{ref}) C}{D_{ref} \cdot B}$$

$$D^* = \frac{D}{D_{ref} \cdot B} \quad E^* = \frac{H_0 E}{D_{ref} \cdot B}$$

Les conditions aux limites et de passage à l'interface s'expriment sous forme adimensionnelle par:

en zone liquide :		
$T_1^* = T_0^*$		$x^* = 1$
en zone diphasique :		
$K^* \frac{\partial T_2^*}{\partial x^*} = q_0^*$] en $x^* = 0$	
$C^* \frac{\partial T_2^*}{\partial x^*} + D^* \frac{\partial S_2^*}{\partial x^*} + E^* = 0$		
conditions de passage :		
$S_2^* = 1$] en $x^* = \frac{X(t)}{H_0}$	
$T_2^* = T_1^*$		
$\frac{\partial T_1^*}{\partial x^*} = \frac{\partial T_2^*}{\partial x^*}$		

(III.57)

avec :

$$q_0^* = \frac{q_0}{q_{ref}} = - \frac{q_0 \cdot H_0}{\lambda_{ref} (T_e - T_{ref})} \quad (III.58)$$

II-4.3 Equations transformées par la technique de LANDAU

Nous avons montré, au paragraphe I-2 de ce chapitre, que la transformation de LANDAU nous permettait de transformer le domaine physique variable en un domaine fixe indépendant du temps. Nous abordons maintenant la réécriture des équations (III.55) et (III.57) auxquelles nous avons appliqué la transformation suivante :

$$\text{pour } 0 \leq x^* \leq X^* \quad : \quad y^* = \frac{x^*}{X^*}$$

$$\text{et pour } X^* \leq x^* \leq 1 \quad : \quad z^* = \frac{x^* - X^*}{1 - X^*}$$

$$\text{avec } X^* = \frac{X}{H_0}$$

Dans un premier temps nous calculons les opérateurs de transformation :

$$0 \leq x^* \leq X^* \quad : \quad \left(\frac{\partial}{\partial t^*} \right)_{x^*} = \left(\frac{\partial}{\partial t^*} \right)_{y^*} - \frac{x^* \dot{X}^*}{X^{*2}} \left(\frac{\partial}{\partial y^*} \right)_{t^*}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^*} \right)_{t^*} = \frac{1}{X^*} \left(\frac{\partial}{\partial y^*} \right)_{t^*}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^{*2}} \right)_{t^*} = \frac{1}{X^{*2}} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^{*2}} \right)_{t^*}$$

(III.59)

$$X^* \leq x^* \leq 1 \quad : \quad \left(\frac{\partial}{\partial t^*} \right)_{x^*} = \left(\frac{\partial}{\partial t^*} \right)_{z^*} - \frac{1 - x^*}{[1 - X^*]^2} \dot{X}^* \left(\frac{\partial}{\partial z^*} \right)_{t^*}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^*}\right)_{t^*} = \frac{1}{1-x^*} \left(\frac{\partial}{\partial z^*}\right)_{t^*}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^{*2}}\right)_{t^*} = \frac{1}{(1-x^*)^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^{*2}}\right)_{t^*}$$

(III.60)

Nous appliquons dans un second temps cette transformation aux systèmes d'équations (III.55) et (III.57) :

<i>en zone diphasique</i> $0 \leq x^* \leq X^*$	
<i>masse</i> :	$\frac{\partial S_2^*}{\partial t^*} = \frac{1}{x^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left[\frac{C^*}{x^*} \frac{\partial T_2^*}{\partial y^*} + \frac{D^*}{x^*} \frac{\partial S_2^*}{\partial y^*} + E^* \right] + \frac{x^* \dot{x}^*}{x^{*2}} \frac{\partial S_2^*}{\partial y^*}$
<i>énergie</i> :	$\rho C_p^* \frac{\partial T_2^*}{\partial t^*} = \frac{1}{x^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left[\frac{K^*}{x^*} \frac{\partial T_2^*}{\partial y^*} \right] + \frac{\rho C_p^* x^* \dot{x}^*}{x^{*2}} \frac{\partial T_2^*}{\partial y^*}$
<i>en zone liquide</i> $X^* \leq x^* \leq 1$	
<i>énergie</i> :	$\frac{\partial T_1^*}{\partial t^*} = \frac{1}{(1-x^*)^2} \frac{\partial^2 T_1^*}{\partial z^{*2}} + \frac{1}{(1-x^*)} \left(\frac{\dot{x}^*(1-x^*)}{1-x^*} - P_e \right) \frac{\partial T_1^*}{\partial z^*}$

(III.61)

Quant aux conditions de passage et conditions aux limites, elles prennent la forme suivante après transformation :

Conditions limites :

$$T_1^* = T_0^* \quad \text{en } z^* = 1$$

$$\left. \begin{aligned} K^* \frac{\partial T_2^*}{\partial y^*} &= x^* q_0^* \\ C^* \frac{\partial T_2^*}{\partial y^*} + D^* \frac{\partial S_2^*}{\partial y^*} + E^* X^* &= 0 \end{aligned} \right] \quad \text{en } y^* = 0$$

Conditions de passage :

$$S_2^* = 1 \quad \text{en } y^* = 1$$

$$\left. \begin{aligned} T_2^*(y^*) &= T_1^*(z^*) \\ \frac{\partial T_2^*(y^*)}{\partial y^*} &= \frac{\partial T_1^*(z^*)}{\partial z^*} \end{aligned} \right] \quad \text{en } y^* = 1, z^* = 0$$

(III.62)

L'examen des équations régissant le transfert de chaleur montrent que le changement de repère a donné naissance à un terme de nature convective :

$$\text{en zone diphasique : } \frac{\rho C_p^* x^* \dot{X}^*}{x^{*2}} \frac{\partial T_2^*}{\partial y^*}$$

$$\text{en zone liquide : } \frac{1}{1 - X^*} \left(\frac{\dot{X}^* (1 - X^*)}{1 - X^*} \right) \frac{\partial T_1^*}{\partial z^*}$$

Ces deux valeurs représentent un transfert thermique par convection provenant de la déformation de l'élément de volume lorsqu'il lui est appliqué la transformation de Landau. On vérifie d'ailleurs aisément que ces deux expressions s'annulent aux extrémités fixes du domaine d'étude (pour la première en $x^* = 0$ et la seconde en $x^* = 1$).

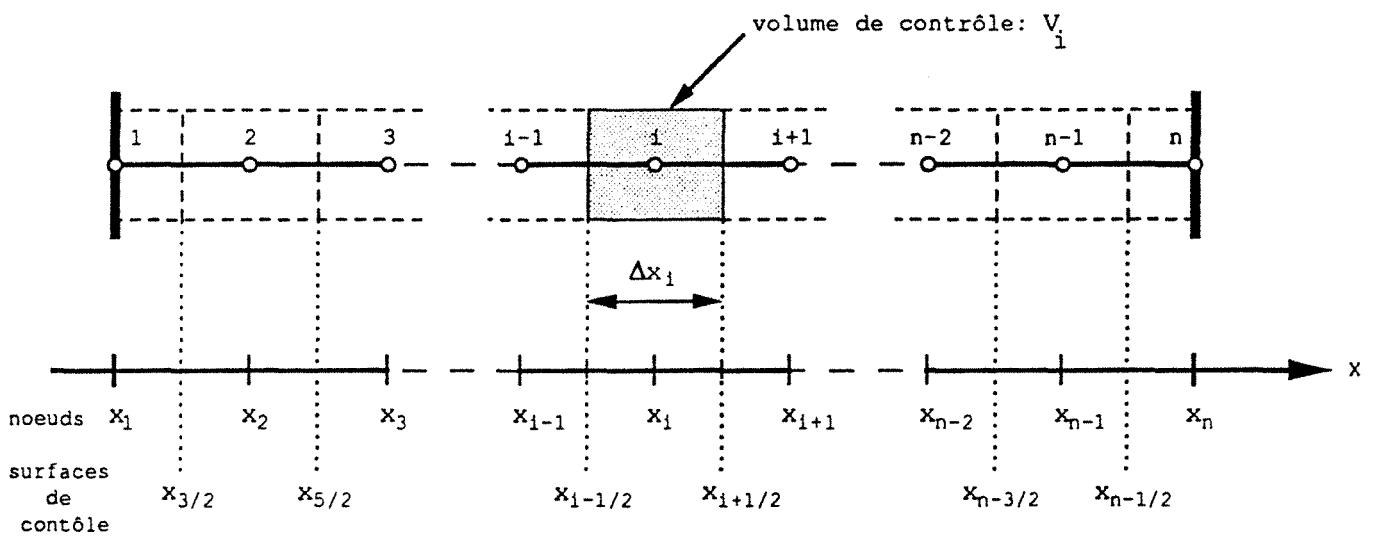


Fig. III-5 : DISCRETISATION SPATIALE

III - MODELISATION NUMERIQUE

Le système d'équations (III.61) auquel nous ajoutons le jeu de conditions limites et de passage (III.62) ainsi que les conditions initiales doit maintenant être résolu. Il serait vain de tenter une résolution par une méthode analytique en raison de la complexité des équations et surtout à cause des fortes non linéarités de certains coefficients qui composent ces mêmes équations. La solution du système est, par conséquent, recherchée par une méthode numérique à discrétisation en espace et en temps.

III-1. Discrétisation spatiale

Nous utilisons une méthode de différences finies développée par S. PATANKAR [26] dont l'approche repose sur la notion de volume de contrôle. Son principe consiste à recouvrir d'abord l'espace étudié avec un réseau de points. On construit ensuite autour de chaque point un volume de contrôle en respectant les deux conditions suivantes :

- l'ensemble des volumes de contrôle couvre entièrement le domaine d'étude,
- il n'existe pas de recouvrement entre les différents volumes de contrôle.

Nous présentons sur la figure (III.5) la discrétisation en espace dans un cas monodimensionnel. Les surfaces de contrôle sont placées arbitrairement à mi-distance entre les noeuds du maillage. De plus nous faisons coïncider un noeud avec chacune des limites du domaine étudié.

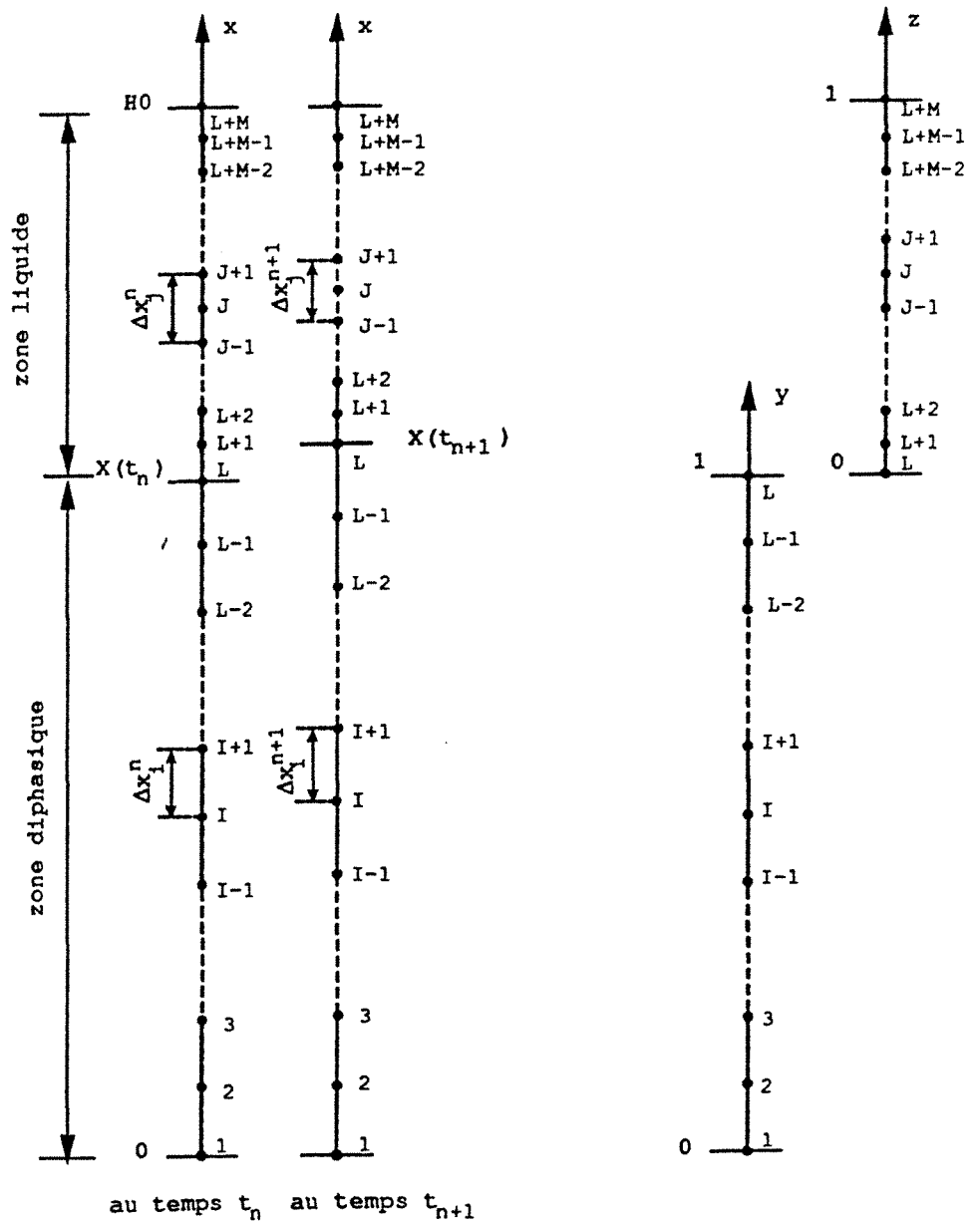


Fig. III-6 : REPRESENTATION DU MAILLAGE EVOLUTIF

Dans notre cas, le domaine étudié est scindé en deux zones distinctes. Nous adoptons un maillage constitué de L noeuds sur la zone diphasique et de M+1 noeuds sur la zone liquide. Le noeud L se situe sur l'interface séparant les deux zones et est commun aux deux régions. Les principales notations que nous utiliserons par la suite sont précisées sur la figure (III.6).

III-2 Discrétisation des équations

III-2.1 Méthode

Les équations de conservation de la masse et de l'énergie sont, en premier lieu, écrites au niveau de chaque volume de contrôle. Elles sont ensuite intégrées sur le pas de temps et sur le domaine de contrôle correspondant. On peut ainsi former un système d'équations algébriques pour lequel la solution au noeud i est exprimée en fonction des solutions relatives aux noeuds voisins.

Ici apparaît l'intérêt majeur de la méthode : la conservation des flux au niveau des surfaces de contrôle est respectée excluant ainsi l'apparition de termes sources parasites issus de la discrétisation.

La valeur d'une grandeur physique G au noeud i et à l'instant t_n est notée G_i^n . L'intégration sur le volume de contrôle des termes d'accumulation de la forme $\frac{\partial G}{\partial t}$ s'effectue en affectant pour l'ensemble du domaine considéré une valeur moyenne prise égale à G_i .

$$\text{Ainsi : } \int_{x_i-\Delta x/2}^{x_i+\Delta x/2} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \frac{\partial G}{\partial t} dt dx = \Delta x [G_i^{n+1} - G_i^n]$$

(III.63)

Quant aux termes sources, de diffusion ou de convection, ils sont pris constants sur l'intervalle de temps ; leur valeur est estimée à l'instant t_{n+1} :

$$\text{Par exemple : } \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t_n}^{t_{n+1}} G_i dt dx = \Delta t \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} G_i^{n+1} dx \quad (\text{III.64})$$

Il s'agit donc d'une discrétisation temporelle purement implicite.

Le traitement des termes convectifs nécessite cependant une attention particulière. S. PATANKAR développe différents schémas reposant sur l'équation de diffusion-convection en régime permanent : schéma "upwind", schéma hybride, schéma puissance. Le principe de ces schémas consiste pour une équation de diffusion-convection à corriger la température qui intervient dans le terme convectif en tenant compte du sens de transfert de l'information. Ainsi pour un schéma "upwind" le calcul du terme convectif s'effectue de la façon suivante :

$$(\rho C_p V T)_{i+1/2} = \begin{cases} (\rho C_p V)_{i+1/2} T_i & \text{si } V > 0 \\ (\rho C_p V)_{i+1/2} T_{i+1} & \text{si } V < 0 \end{cases}$$

alors que dans un schéma classique centré la température serait prise égale à $T_{i+1/2}$ quelle que soit la vitesse V . Les schémas hybrides et puissances constituent des cas intermédiaires entre le schéma "upwind" et le schéma centré. Le choix de l'un ou l'autre de ces différents schémas s'appuie sur la valeur du nombre de Péclet relatif à l'équation de diffusion-convection.

III-2.2 Equations discrétisées

Nous nous sommes limités à l'écriture des équations pour un schéma centré. La résolution a aussi été effectuée pour un schéma "upwind" et pour un schéma "hybride" mais nous n'en donnerons pas la formulation. La forme développée des équations

discrétisées est donnée en annexe du chapitre III ; nous nous sommes bornés ici, dans cette présentation, à ne donner qu'une formulation générale.

a. Equation de conservation sous forme discrétisée

Nous indiquons i les grandeurs relatives à la zone diphasique, j celles concernant la zone liquide.

L'équation de conservation de l'énergie, en zone liquide, sous forme discrétisée exprime la température du noeud j au temps t_n en fonction de la température du noeud j et de celles des noeuds adjacents $j-1$ et $j+1$ calculées au temps t_{n+1} :

$$T_j^{*n} = f_1 (T_{j-1}^{*n+1}, T_j^{*n+1}, T_{j+1}^{*n+1}) \quad (III.65)$$

Il en est de même pour l'équation de l'énergie en zone diphasique :

$$T_i^{*n} = f_2 (T_{i-1}^{*n+1}, T_i^{*n+1}, T_{i+1}^{*n+1}) \quad (III.66)$$

Quant à l'équation de conservation de la masse en zone diphasique, elle fait intervenir à la fois les saturations et les températures :

$$S_i^{*n} = f_3 (S_{i-1}^{*n+1}, S_i^{*n+1}, S_{i+1}^{*n+1}, T_{i-1}^{*n+1}, T_i^{*n+1}, T_{i+1}^{*n+1}) \quad (III.67)$$

b. Conditions limites sous forme discrétisée

Les conditions limites sont appliquées aux demi-volumes de contrôle se situant aux extrémités du domaine étudié. Deux cas sont à envisager :

- température ou saturation imposée (condition de Dirichlet)
- flux massiques ou thermiques imposés (condition de Neumann ou condition mixte)

Le premier cas ne pose aucun problème. D'une façon générale, il existe une fonction f connue, ne dépendant que du temps, telle qu'une grandeur au temps t_n se déduise de sa valeur au temps t_{n+1} :

$$G_i^n = f(G_i^{n+1})$$

le noeud i étant sur la surface de contrôle limite.

Dans le second cas, il est nécessaire d'intégrer l'équation de conservation de l'énergie ou de la masse sur le demi-volume considéré ; il faut alors tenir compte de la condition limite s'appliquant sur l'une de ses surfaces. On obtient finalement une équation algébrique relative au noeud limite. Ainsi nous allons déduire des conditions limites (III.62), une équation en température sur le noeud L+M (condition de Dirichlet), et deux équations, l'une en température, l'autre en saturation sur le noeud 1 (conditions de Neumann).

Condition limite sur la zone liquide :

$$\text{en } x^* = 1 \quad T_{L+M}^{*n} = T_{L+M}^{*n+1} \quad (\text{III.68})$$

Conditions limites sur la zone diphasique :

$$\text{en } x^* = 0 \quad T_1^{*n} = f_4(T_1^{*n+1}, T_2^{*n+1}) \quad (\text{III.69})$$

$$S_1^{*n} = f_5(S_1^{*n+1}, S_2^{*n+1}, T_1^{*n+1}, T_2^{*n+1}) \quad (\text{III.70})$$

c. Condition de passage sous forme discrétisée

Il nous reste cependant à déterminer les équations relatives au front c'est à dire concernant le noeud L. Pour le problème massique la condition est de type Dirichlet. Nous traitons cette condition comme une condition limite classique en écrivant simplement :

$$S_L^{*n+1} = S_L^{*n} = 1 \quad (\text{III.71})$$

Pour le calcul de la température au niveau du front nous faisons une approche toute différente. Nous construisons d'abord autour du noeud L un volume de contrôle constitués de deux demi-volumes l'un pris en zone diphasique, l'autre en zone liquide (Fig. III.7). L'intégration de l'équation de l'énergie sur ce volume de contrôle particulier en tenant compte des conditions de passage (III.62) conduit à l'écriture discrétisée de la forme :

$$T_L^{*n} = f_6 (T_{L-1}^{*n+1}, T_L^{*n+1}, T_{L+1}^{*n+1}) \quad (\text{III.72})$$

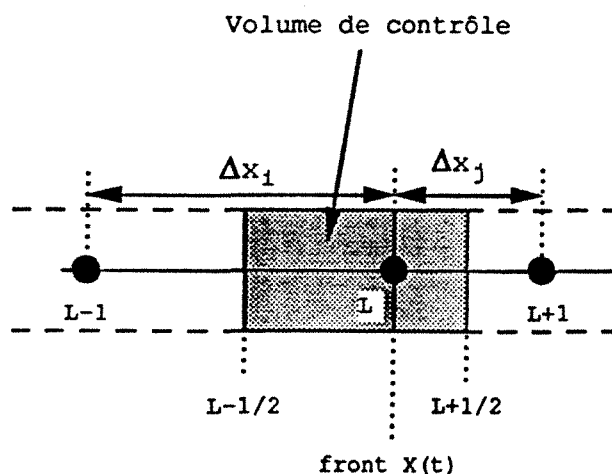


Figure III.7 Volume de contrôle relatif au front

III-3 Résolution numérique

III-3.1 Principe

Les équations (III.65-70) constituent un système de $(2L+M-2)$ équations à $(2L+M)$ inconnues. Les deux inconnues supplémentaires qui apparaissent sont \dot{X} la vitesse du front et v_1 la vitesse du liquide en zone liquide. Ces deux inconnues sont déterminées par les équations (III.19) et (III.43) que nous découplons du système précédent.

En outre la méthode étant implicite pure, l'ensemble des coefficients qui apparaissent dans le système global d'équations doit être calculé au temps t_{n+1} . La difficulté réside alors dans le caractère non-linéaire de ces coefficients qui ne nous permet

pas une évaluation à priori. Ceci nous oblige à utiliser une méthode itérative : les coefficients sont choisis initialement à leur valeur connue au temps t_n puis recalculés après résolution globale du système. La résolution est à nouveau effectuée à partir de cette estimation. Nous stoppons le processus itératif lorsque l'écart entre deux solutions successives est jugé suffisamment petit.

Enfin, il reste à préciser les conditions initiales du problème. Le milieu poreux est initialement à une température uniforme T_i inférieure à la température de saturation T_{sat} du liquide qu'il contient.

Dans une première étape du calcul, nous calculons l'évolution du champ de température jusqu'à ce que la température sur la face inférieure atteigne la valeur T_{sat} . A cet instant, il est nécessaire de générer artificiellement une zone diphasique d'épaisseur X_i très faible vis-à-vis de la hauteur H_0 : nous prenons X_i de l'ordre de $H_0/10000$. Quant à la désaturation de cette zone, elle est fixée à environ 1 % tandis que la surchauffe est de l'ordre de 0,1 %.

Nous disposons à présent d'un modèle numérique apte à décrire le développement de la zone diphasique lors de l'ébullition en milieu poreux. Nous allons maintenant vérifier que ce modèle ne fait pas apparaître d'incohérences. Nous donnerons ensuite, pour illustration, quelques résultats issus de simulations numériques.

III-3.2. Vérification du modèle numérique

La validation du modèle ne peut être réalisée qu'en comparaison des résultats expérimentaux. Nous reviendrons sur cette analyse lors du chapitre suivant à caractère expérimental. Cependant il nous a semblé prudent de vérifier sur les résultats numériques quelques conditions nécessaires, mais évidemment non suffisantes, quant à l'exactitude du modèle proposé.

a. Comparaison avec le régime permanent

La première de ces vérifications a été de contrôler que la solution obtenue pour les temps longs tendait vers la solution donnée par le modèle permanent. Nous avons donc tracé les profils de température et de saturation (Fig. III.8 et III.9) obtenus à l'aide du modèle transitoire, pour un cas particulier représentatif, une fois l'équilibre atteint. Les conditions générales correspondantes à cet essai sont regroupées dans le tableau (III.1) :

porosité	$\epsilon = 0,4$
perméabilité	$K = 10^{-11} \text{ m}^2$
hauteur	$H_0 = 0,20 \text{ m}$
température imposée	$T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$
densité de flux de chaleur imposée	$q_0 = 3000 \text{ Watt/m}^2$
fluide	eau

(Tableau III.1)

Ces courbes sont comparées avec le modèle permanent développé au chapitre précédent. Nous avons utilisé, lors de cette confrontation, le modèle permanent sans pertes et sans incondensables mais avec prise en compte de la conduction en zone diphasique. Les profils de température (Fig. III.8) coïncident parfaitement entre eux ; ceci est vrai même pour un maillage relativement lâche (20 éléments). En revanche l'examen du profil de saturation (Fig. III.9) laisse apparaître un léger écart au voisinage du front en zone diphasique.

La très forte non-linéarité du profil de saturation à proximité du front nous oblige à avoir recours à une discrétisation plus serrée. L'utilisation d'un maillage à 40 éléments, puis à 60, permet une amélioration des résultats. Il semble que nous puissions obtenir une correspondance parfaite entre les deux modèles pour une discrétisation encore plus fine.

COMPARAISON DES MODELES TRANSITOIRE ET PERMANENT

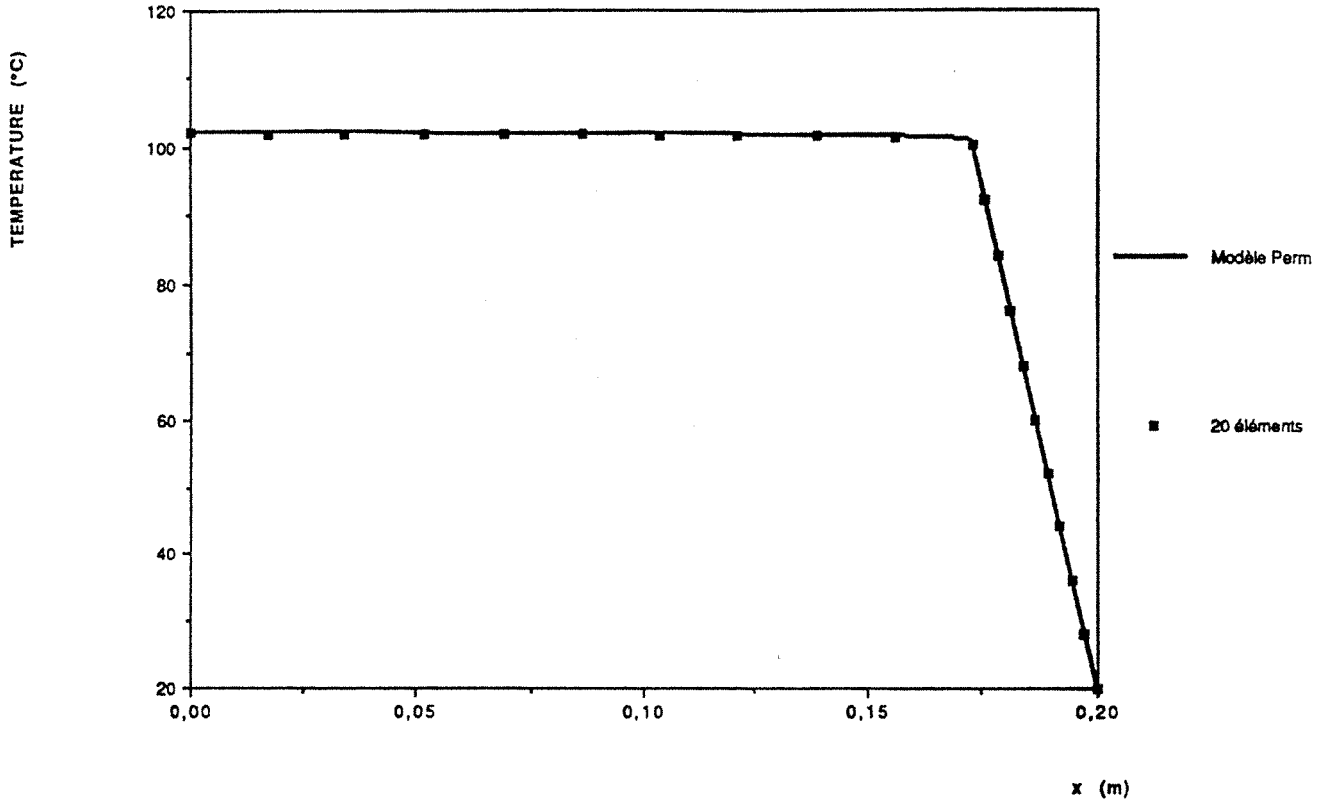


Fig. III-8 : PROFIL DE TEMPERATURE EN REGIME PERMANENT

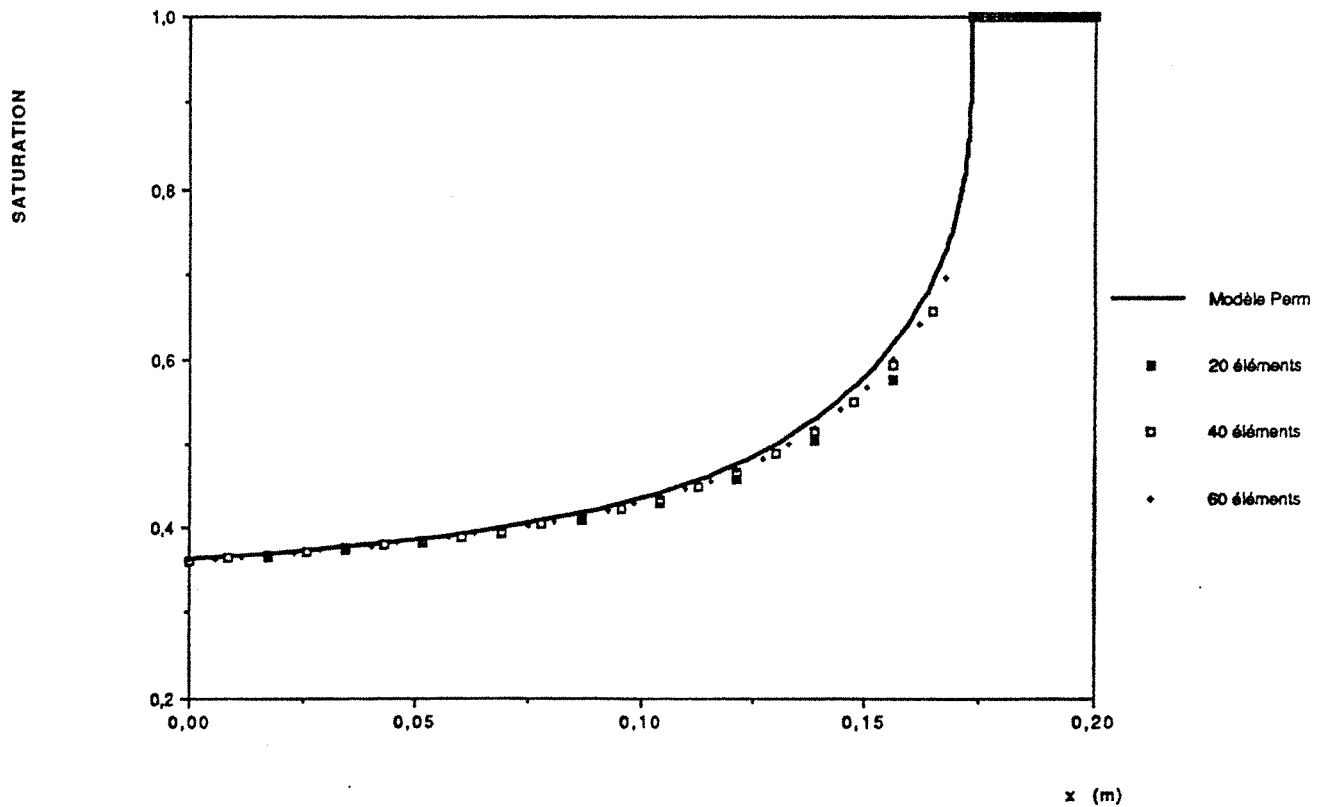


Fig III-9 : PROFIL DE SATURATION EN REGIME PERMANENT

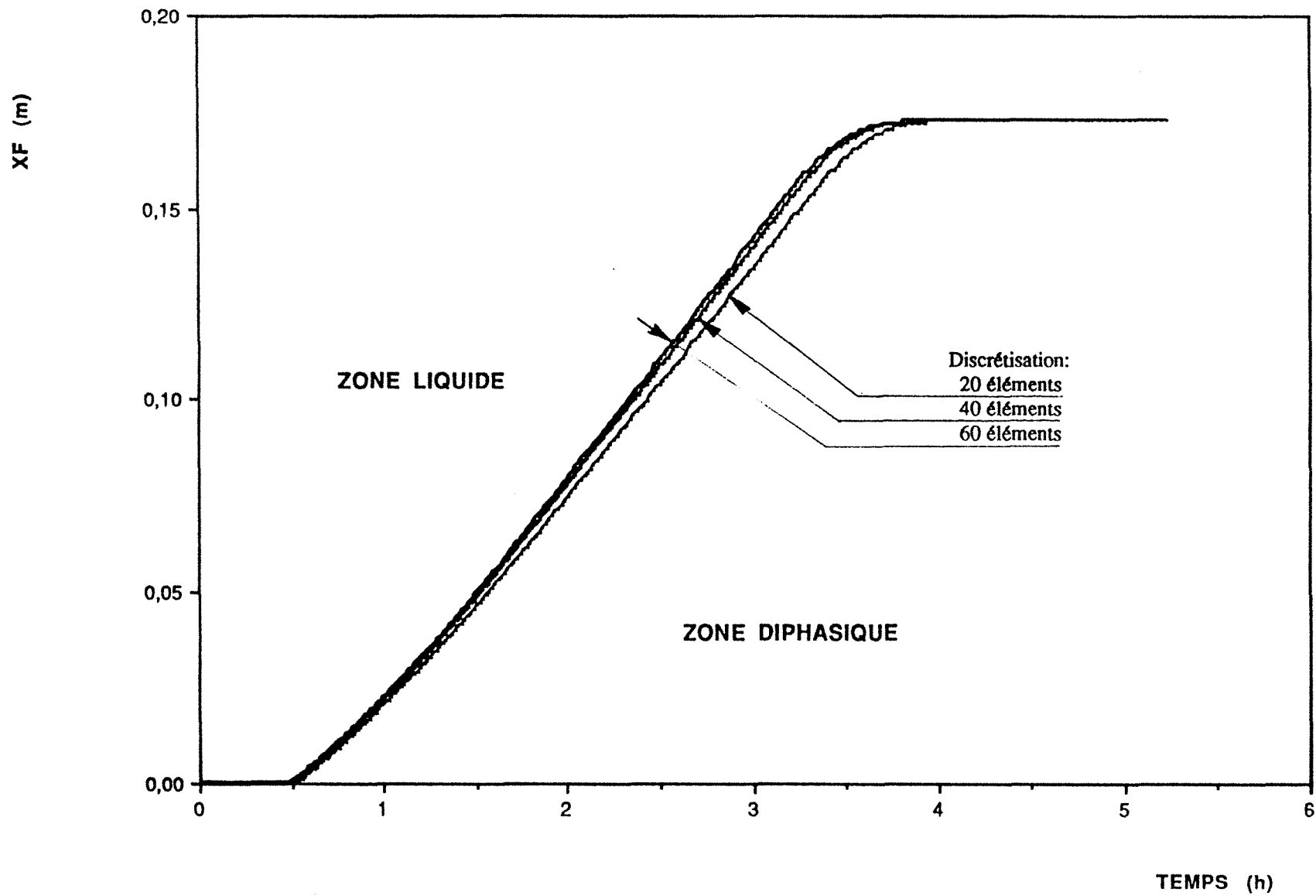


Fig III-10 : EVOLUTION DE LA POSITION DU FRONT

A titre indicatif, l'intégration numérique utilisée dans le modèle permanent correspond à une discrétisation de la zone diphasique en 100 éléments.

b. Modification du nombre d'éléments de la discrétisation

Encouragés par ce premier résultat, nous allons à présent vérifier l'influence de la discrétisation sur les résultats transitoires.

Notre analyse porte sur l'évolution en fonction du temps de la position du front. La position du front est, en effet, un paramètre descriptif global du modèle dont le calcul requiert une bonne précision. Nous avons reporté sur la figure (III.10) les évolutions obtenues pour des discrétisations en 20, 40 et 60 éléments. Le jeu de valeurs utilisé pour cette simulation est celui reporté dans le tableau III.1. Il s'avère que la discrétisation sur 20 éléments semble insuffisante ; mais en revanche, les évolutions pour 40 et 60 éléments sont presque confondues et il ne semble pas qu'un maillage plus dense apporte d'amélioration appréciable. Par ailleurs les temps de résolution, en raison de la forte non-linéarité des phénomènes, se sont révélés à l'usage particulièrement longs. Aussi, par la suite, nous sommes nous limités à des maillages en 40 éléments.

III-3.3. Présentation de quelques résultats

Le logiciel que nous avons développé nous permet d'accéder à l'ensemble des variables thermodynamiques de température, saturation et pression en chaque noeud du maillage et à chaque pas de temps. Nous avons exécuté la résolution pour deux densités de flux de chaleur imposées :

- une valeur moyenne : $q_0 = 3000 \text{ W.m}^{-2}$
- une valeur proche de la densité de flux critique : $q_0 = 6000 \text{ W.m}^{-2}$

(les autres paramètres intervenant sont toujours ceux inscrits dans le tableau III.1)

a. Evolution de la position du front

Les courbes tracées sur les figures (III.11) et (III.12) représentent les évolutions en fonction du temps, de la position du front ainsi que de la vitesse de déplacement du front pour les deux densités de flux de chaleur choisies. Les processus sont similaires dans les deux cas. Nous constatons d'abord une période de mise en régime pour laquelle la température est inférieure à la température de vaporisation du liquide. Au delà de cette première phase apparaît la zone diphasique. Son extension progresse ensuite au détriment de la zone liquide jusqu'à atteindre la position d'équilibre donnée par le modèle permanent. Nous constatons en outre, une très forte réduction de la vitesse du front lorsque ce dernier avoisine sa position d'équilibre.

b. Vitesse du front et vitesse du liquide en zone liquide

Sur les figures (III.13) et (III.14) nous avons comparé la vitesse de déplacement du front à la vitesse du liquide en zone liquide. Ces deux vitesses suivent sensiblement la même évolution, mais la vitesse du liquide reste généralement beaucoup plus faible que la vitesse du front.

Ceci est conforme avec le bilan (III.43) et montre que la quantité totale d'eau contenue dans la zone diphasique augmente. Toujours vérifiée pour des densités de flux de chaleur peu élevées, cette remarque ne l'est plus au voisinage de la densité de flux critique. Nous constatons en effet sur la figure (III.14) que la vitesse du front peut devenir égale, voire même inférieure, à la vitesse du liquide en zone liquide et ceci avant d'atteindre la position d'équilibre. Dans ce cas la masse totale d'eau contenue sur toute la zone diphasique diminue.

Cette désaturation trouve son origine dans la forte réduction de la perméabilité relative du liquide aux faibles valeurs de la saturation. Le liquide peut alors difficilement venir remouiller la surface

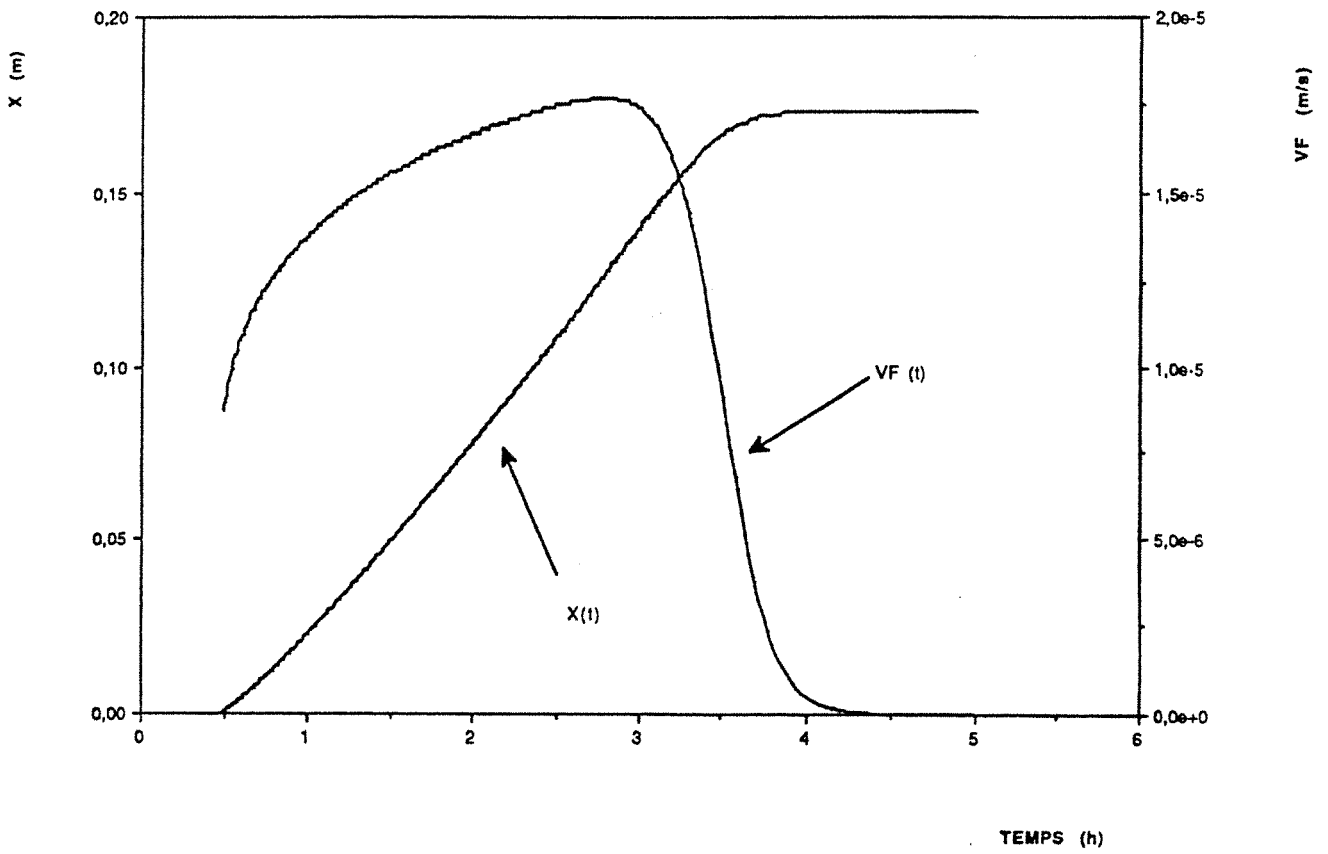


Fig. III-11 : EVOLUTION DE LA POSITION AINSI QUE DE LA VITESSE DE DEPLACEMENT DU FRONT.
($q_0 = 3000 \text{ W.m}^{-2}$)

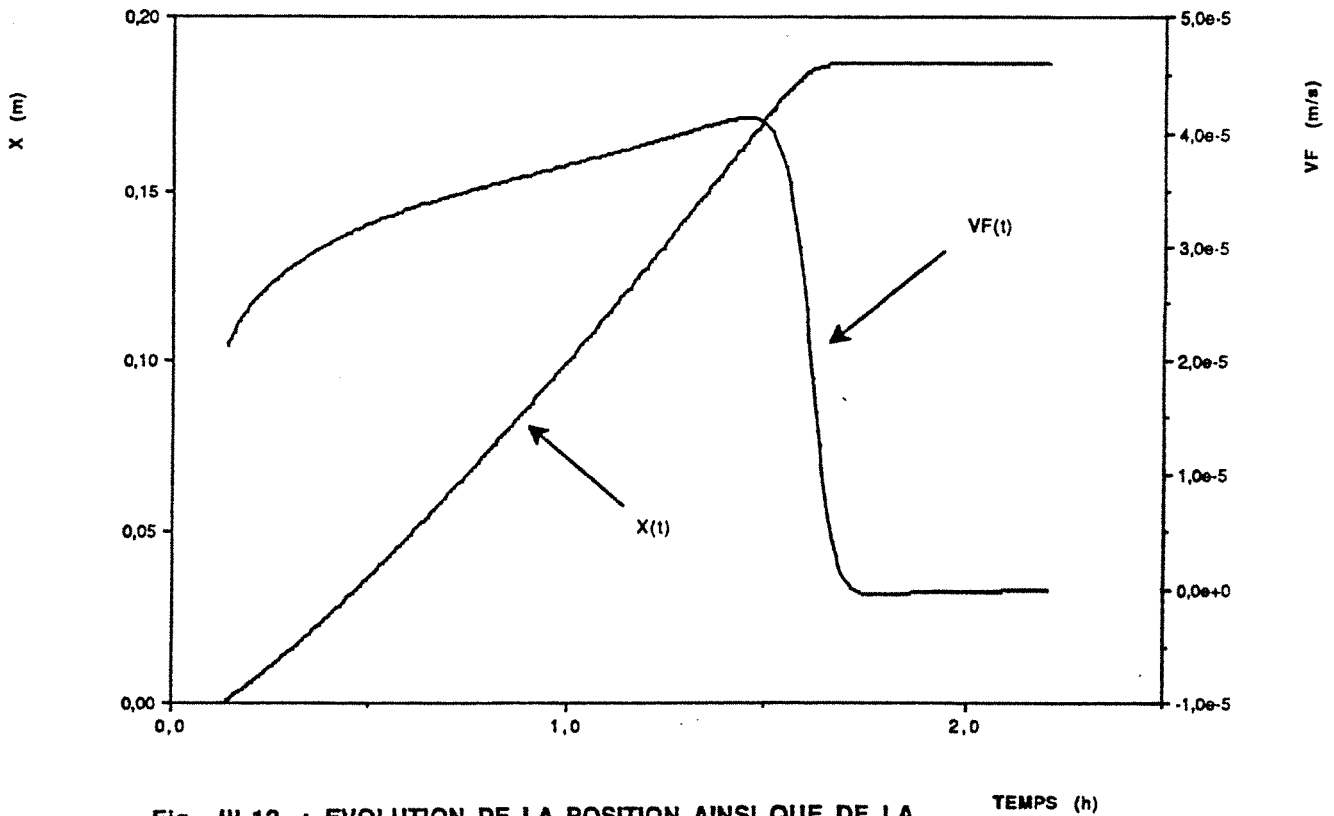


Fig. III-12 : EVOLUTION DE LA POSITION AINSI QUE DE LA VITESSE DE DEPLACEMENT DU FRONT.
($q_0 = 6000 \text{ W.m}^{-2}$)

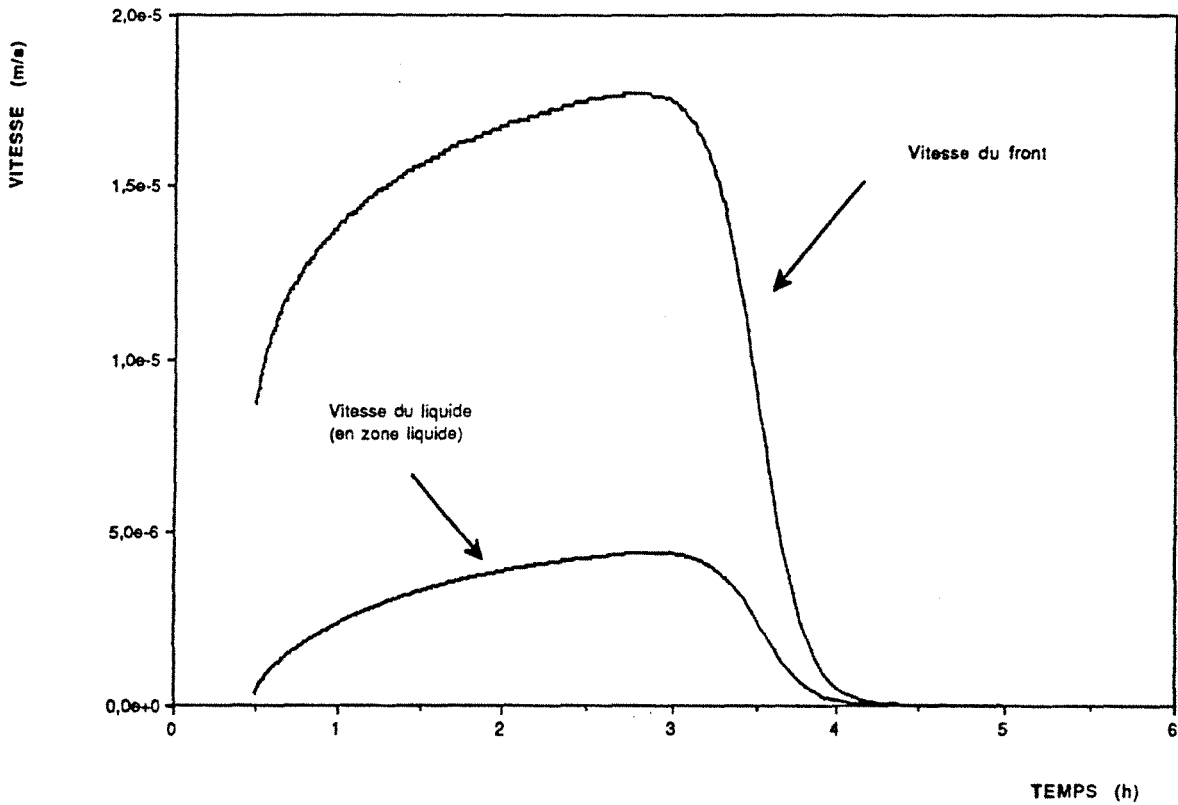


Fig. III-13 : EVOLUTION DE LA VITESSE DE DEPLACEMENT DU FRONT AINSI QUE DE LA VITESSE DU LIQUIDE EN ZONE LIQUIDE ($q_0 = 3000 \text{ W.m}^{-2}$)

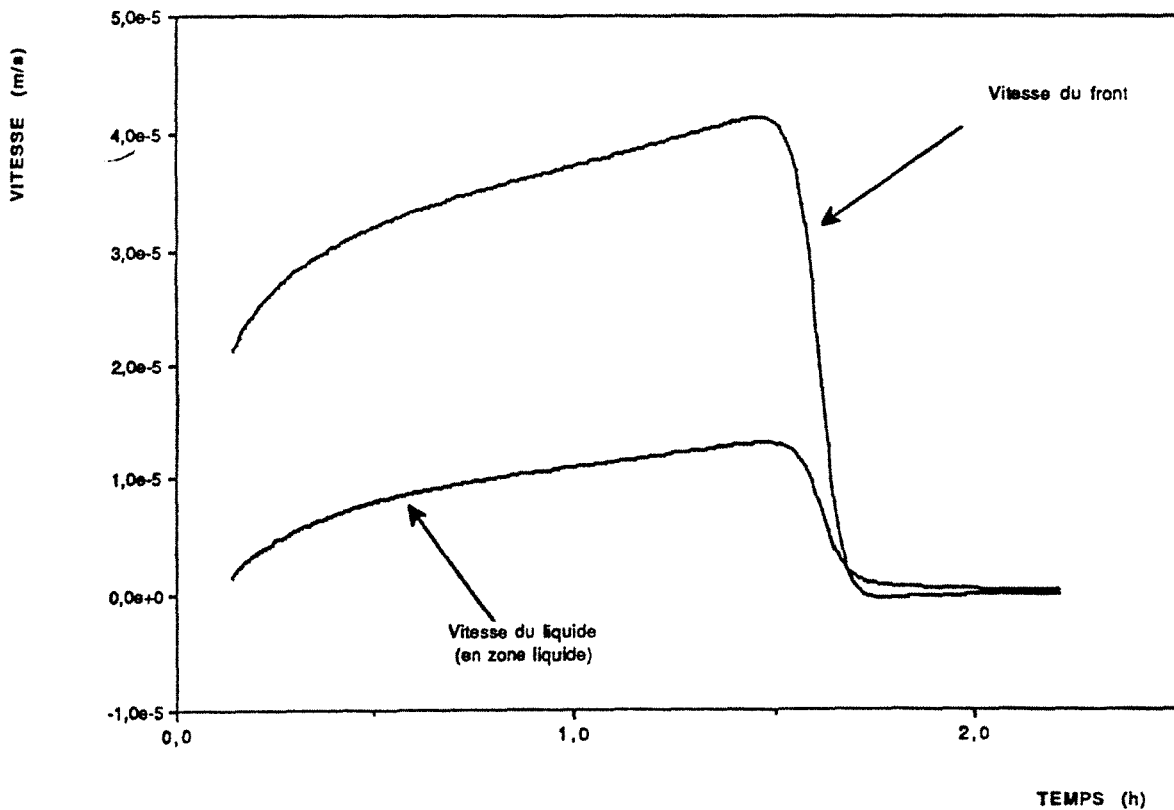


Fig. III-14 : EVOLUTION DE LA VITESSE DE DEPLACEMENT DU FRONT AINSI QUE DE LA VITESSE DU LIQUIDE EN ZONE LIQUIDE ($q_0 = 6000 \text{ W.m}^{-2}$)

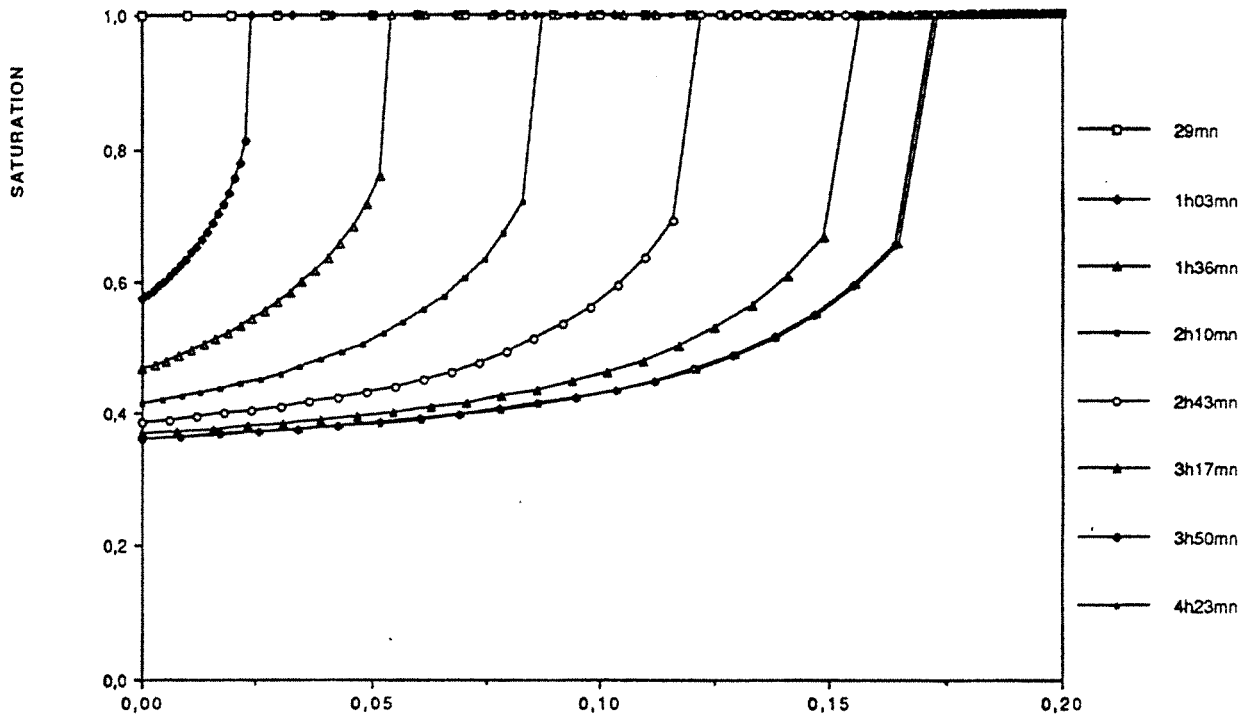


Fig. III-15 : PROFILS DE SATURATION A DIFFERENTS INSTANTS ($q_0 = 3000 \text{ W.m}^{-2}$) x (m)

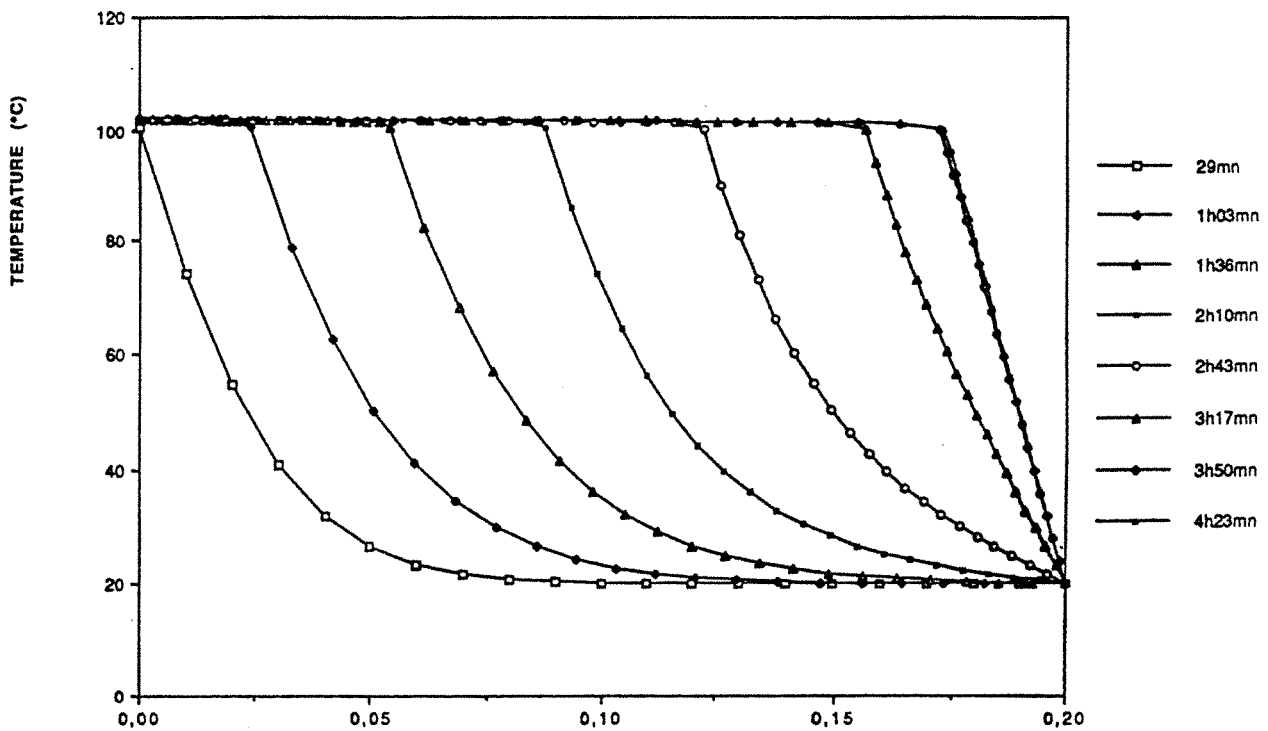


Fig. III-16 : PROFILS DE TEMPERATURE A DIFFERENTS INSTANTS ($q_0 = 3000 \text{ W.m}^{-2}$) x (m)

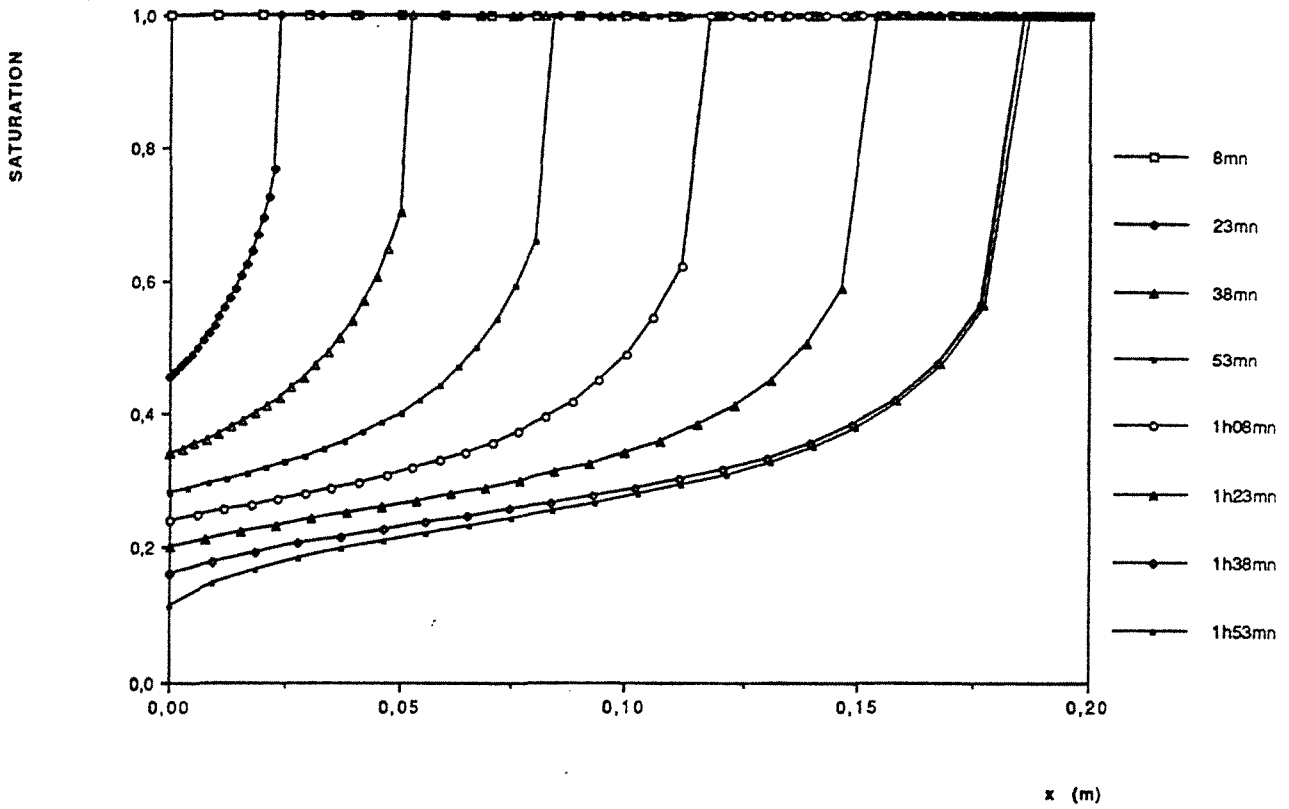


Fig. III-17 : PROFILS DE SATURATION A DIFFERENTS INSTANTS ($q_0 = 6000 \text{ W.m}^{-2}$)

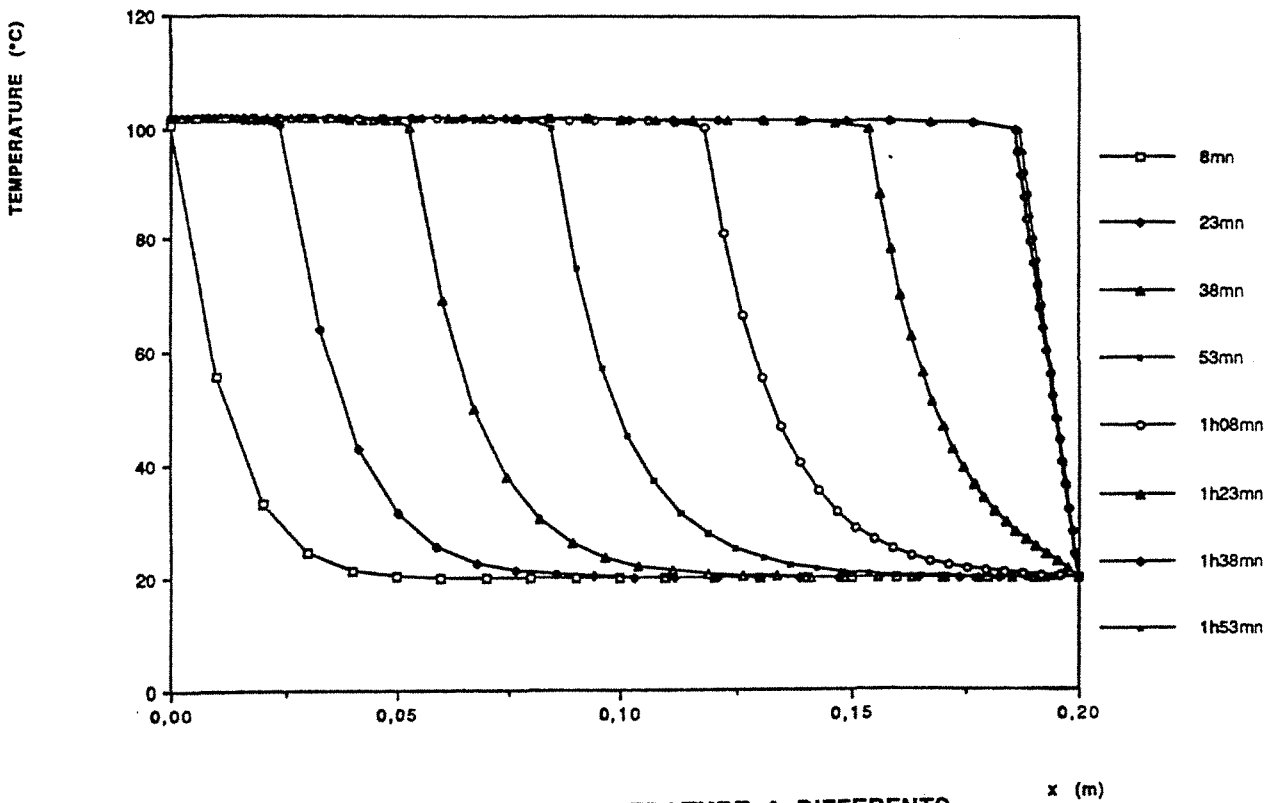


Fig. III-18 : PROFILS DE TEMPERATURE A DIFFERENTS INSTANTS ($q_0 = 6000 \text{ W.m}^{-2}$)

chauffée alors que la vaporisation continue à jouer pleinement. Il en résulte une accélération de la désaturation de la zone de faible teneur en eau.

c. Profils de saturation et de température

Nous avons reporté sur les figures (III.15-18) les profils de saturation et de température à différents instants espacés entre l'apparition de la zone diphasique et l'obtention de l'équilibre. Ces courbes sont particulièrement intéressantes d'un point de vue pratique car :

- elles donnent une vision globale du déroulement du phénomène,
- elles suffisent à caractériser à tout instant l'état du système,
- elles sont de surcroît directement accessibles par l'expérience.

Les profils de saturation présentent une forte non-linéarité au voisinage du front. Ceci justifie pleinement la démarche qui a consisté, lors de la résolution, à remplacer le bilan massique local au niveau du front par un bilan intégral sur l'ensemble de la zone diphasique. Pour obtenir une bonne précision des calculs il semble donc primordial de resserrer fortement le maillage en zone diphasique au voisinage du front. En revanche la densité de noeuds sur les profils de température à proximité du front reste forte. Ceci justifie a posteriori notre choix de conserver l'équation de l'énergie sous forme locale pour boucler le bilan d'énergie sur le front.

IV CONCLUSION

Arrivés au terme de ce chapitre nous disposons d'un outil théorique permettant de décrire le phénomène d'ébullition en milieu poreux. Il convient à présent de vérifier la validité de ce modèle en le confrontant à des résultats expérimentaux. C'est précisément ce que nous allons faire au chapitre suivant.

Il est certainement possible d'améliorer les performances de ce modèle. Deux développements futurs sont à envisager. Tout d'abord le traitement de la zone vapeur. Ce problème purement thermique ne doit pas en principe poser de difficultés majeures.

Un autre développement possible du modèle consisterait à utiliser les transformations (III.5) et (III.6) de façon à resserrer les noeuds à proximité du front. Un gain à la fois en précision et en temps de calcul devrait y être trouvé. Il semble même plus judicieux de remplacer en zone diphasique la transformation (III.5) par une transformation concentrant simultanément les noeuds au voisinage du front liquide et au voisinage de la plaque (où du front vapeur lorsqu'il existe) de façon à traiter les non-linéarités observées aux faibles teneurs en eau.

C H A P I T R E I V**RESULTATS EXPERIMENTAUX****I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL (Fig. IV.1 et Photo. 1)**

Le dispositif expérimental a été réalisé de façon à observer les transferts de chaleur et de masse suite à un phénomène de vaporisation en milieu poreux. Lors de la conception du dispositif, nous nous sommes efforcés de créer une géométrie simple et adaptée à l'obtention de transferts unidirectionnels.

I-1. La cellule de mesure (Photo. 2)

Elle est constituée, en premier lieu, par une enveloppe cylindrique de 400 mm de hauteur et de 50 mm de diamètre intérieur qui est destinée à contenir le milieu poreux.

Deux types d'enveloppe ont été utilisés lors de cette étude :

- d'abord un tube en verre qui a été employé lors des essais en régime permanent à faibles flux de chaleur (Photo 3.),
- ensuite un tube en matériau composite (fibre de verre + résine époxyde haute température) pour ce qui est des essais transitoires relatés à la fin de ce chapitre.

Cette enveloppe est pourvue à son extrémité inférieure d'une bride et est maintenue en position verticale sur un bloc support par serrage sur cette bride. La base du tube est obturée par un fluxmètre dont la description est donnée au paragraphe suivant. L'étanchéité est assurée entre le fluxmètre et la paroi du tube par un joint torique.

Un élément chauffant, en l'occurrence une bobine de résistance environ 11 ohms, est fixé sur un support en cuivre en dessous du fluxmètre. Les bornes de l'élément chauffant sont connectées à une alimentation stabilisée, ajustable en courant ou en tension, délivrant une puissance maximale de 60 Watts. L'extrémité d'un thermocouple gainé inox a été brasée sur le support de la bobine électrique pour en contrôler la température. L'intérieur du bloc support est garni de laine de verre de façon à limiter les dissipations de chaleur dans des directions autres que celle du

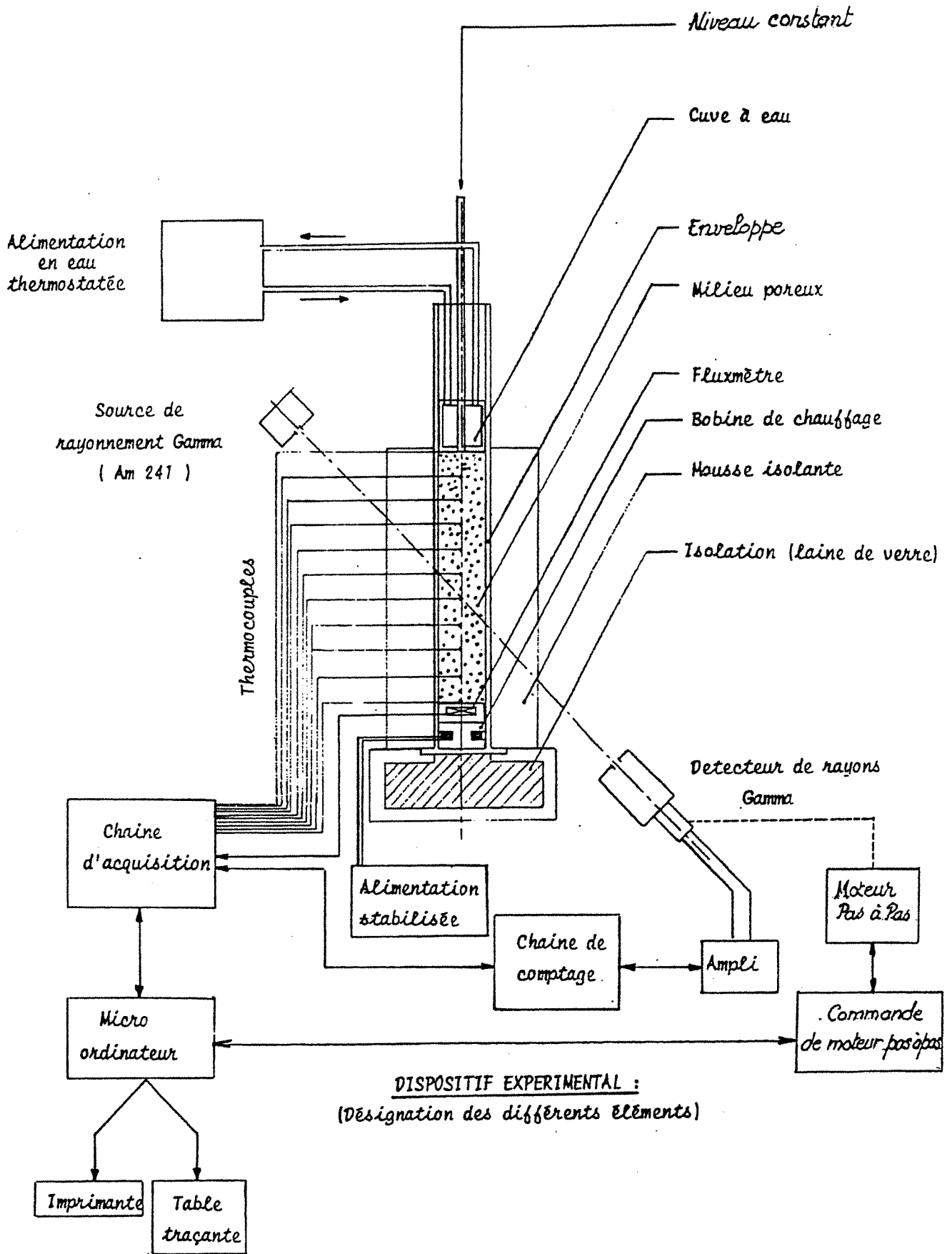
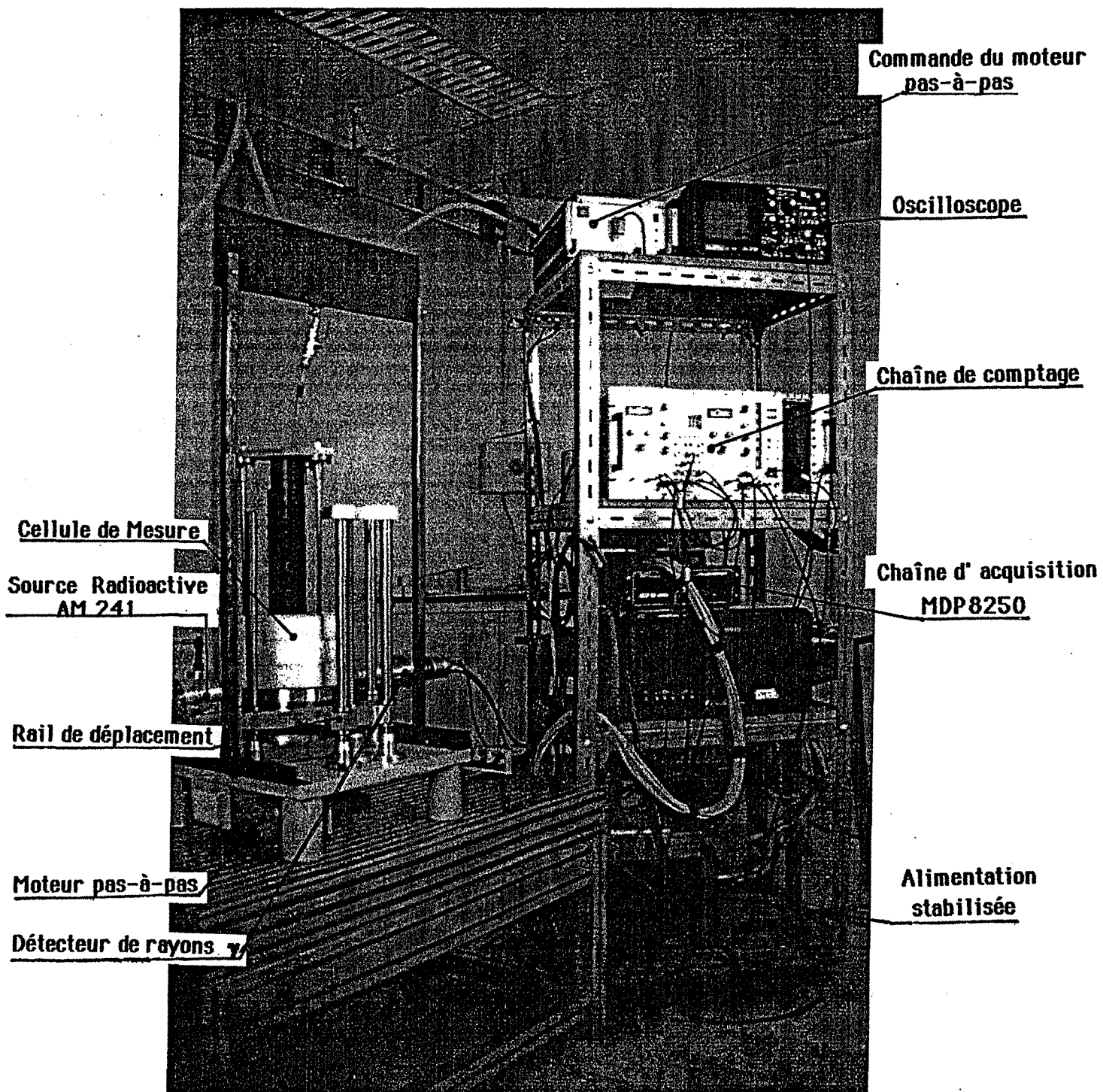
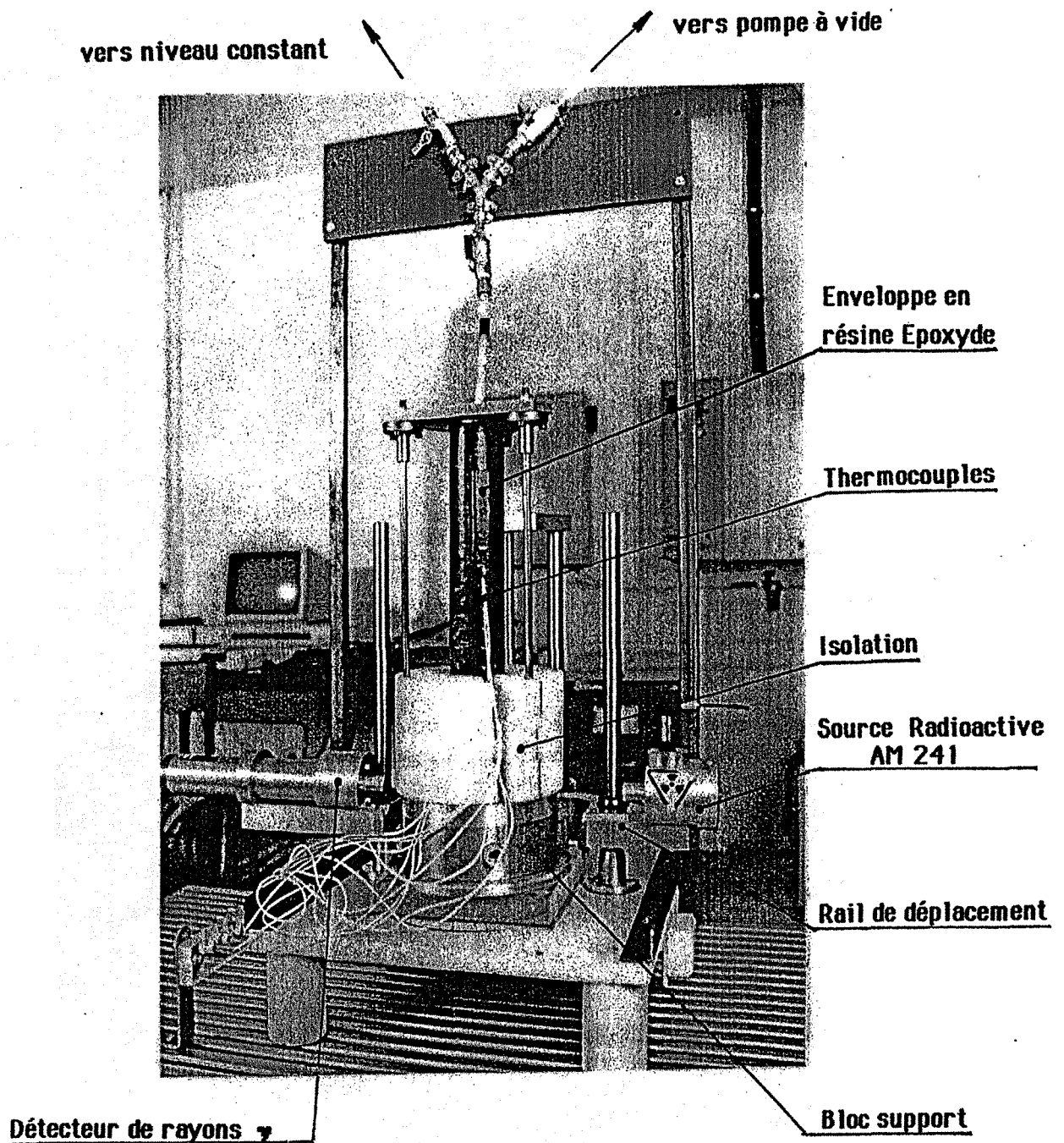


Fig. IV-1

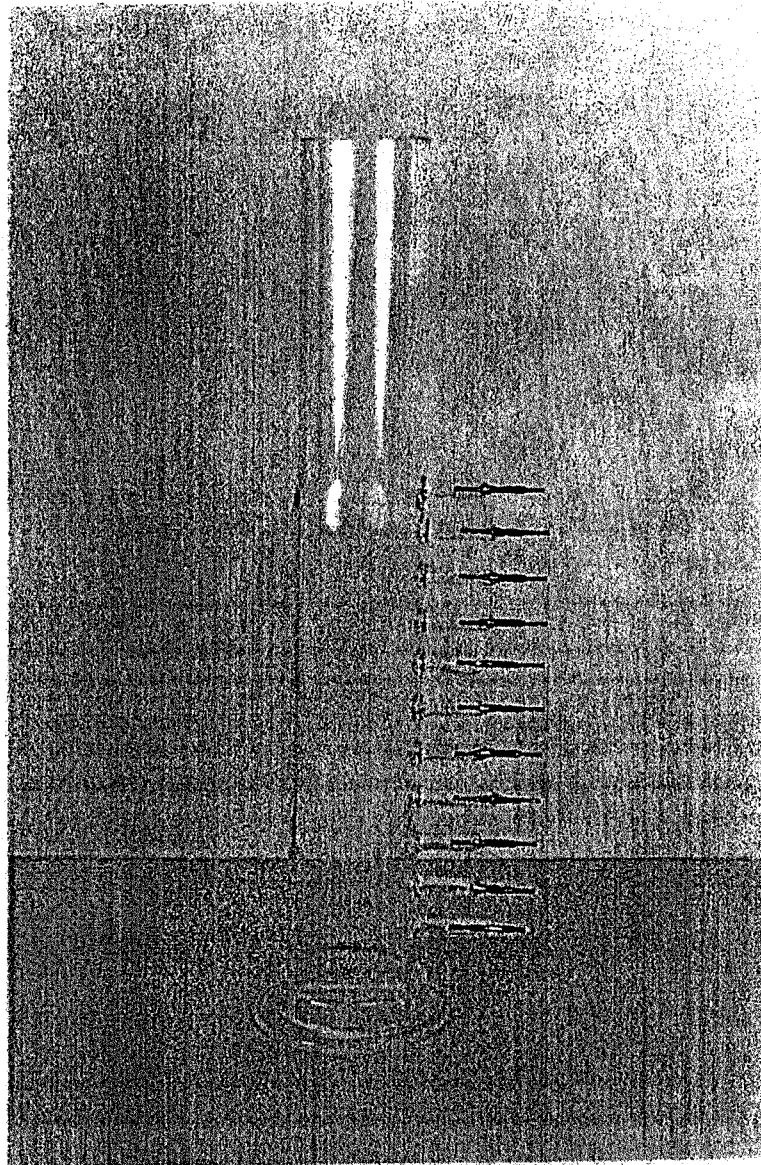


PHOTOGRAPHIE N° 1
(Vue d'ensemble du dispositif expérimental)

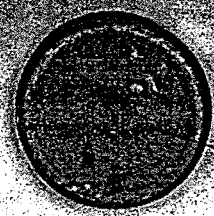
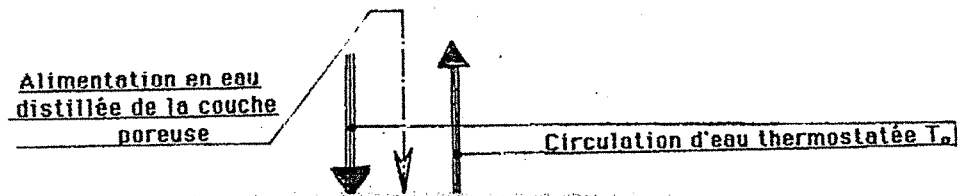


PHOTOGRAPHIE N° 2

(Vue d'ensemble de la cellule de mesure)



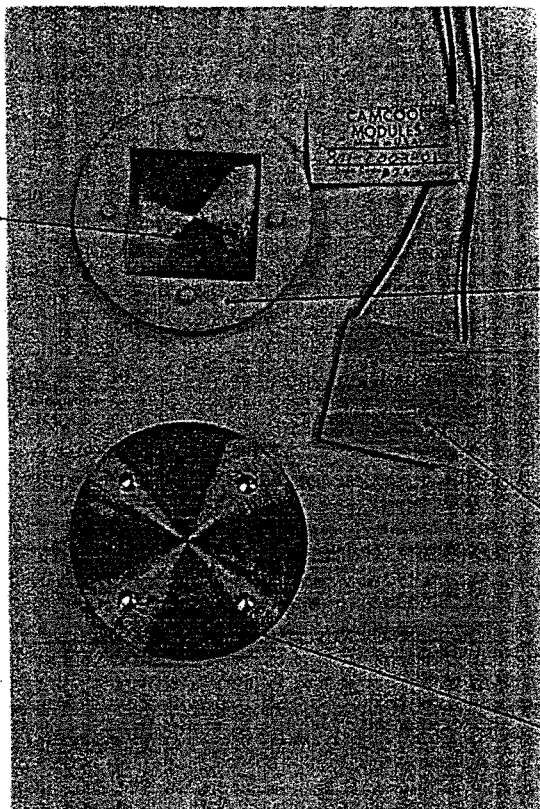
PHOTOGRAPHIE N° 3
(Epruvette en verre)



Grille calibrée à 100 μm

CUVE A EAU

PHOTOGRAPHIE N°4



Bride inférieure

Entretoise en téflon

Thermoélément

Bride supérieure (plaque chaude)

FLUXMETRE DEMONTE

PHOTOGRAPHIE N°5

tube. Les surfaces des différentes pièces cuivrées en contact avec l'élément chauffant ou le fluxmètre sont recouvertes de graisse au silicone dans le but d'améliorer les contacts thermiques.

Le milieu poreux étudié est confiné à l'intérieur du tube. Une cuve à eau pouvant s'emboîter dans la partie haute du tube s'appuie sur la surface supérieure du matériau poreux (Photo. 4). Elle est alimentée par un bain thermostaté de façon à imposer la température au niveau de cette interface. Elle est aussi traversée par un tuyau pour rendre cette frontière perméable aux différents fluides. Une grille calibrée est intercalée entre la cuve à eau et l'extrémité du milieu poreux afin d'éviter tout déplacement de la structure poreuse dans le cas de l'utilisation de matériaux non consolidés. Un dispositif mécanique maintient par compression la cuve à eau et son tamis en position fixe. La partie haute du tube possède un diamètre calibré assurant un bon ajustement des différentes pièces.

I-2. Techniques de mesure

I-2.1 Mesures thermiques

a) Les thermocouples

Des passages de thermocouples sont disposés à intervalle régulier (environ 20mm) le long du tube. Ils sont constitués par des petits tubes métalliques insérés dans la paroi. Après positionnement de leur extrémité sur l'axe de la cellule de mesure, les thermocouples sont brasés à hauteur du passage dans les tubes afin d'assurer une parfaite étanchéité avec le milieu ambiant. Les thermocouples utilisés sont de type chromel-alumel gainés inox et de diamètre 0,25 mm.

b) Le fluxmètre (Photo. 5)

Il est constitué par un thermoélément collé entre deux disques de cuivre. Le thermoélément comprend lui-même 71 couples en Tellure de Bismuth ($\text{Bi}_2 \text{Te}_3$) dopés P et N à partir d'antimoine et assemblés en série entre deux plaquettes de céramique. L'espace libre entre les plaques en cuivre, autour du thermoélément, est comblé par une rondelle de téflon. Les disques de cuivre uniformisent les températures de part et d'autre du dispositif. La différence de potentiel relevée aux bornes du thermoélément est proportionnelle à l'écart de température entre les deux plaquettes en cuivre et donc au flux de chaleur traversant le fluxmètre. Un thermocouple

est brasé sur la face supérieure du fluxmètre de façon à connaître la température à la base de l'échantillon testé. L'utilisation de ce type de fluxmètre nécessite un étalonnage préalable. La procédure d'étalonnage du fluxmètre est décrite au § II de ce chapitre.

I-2.2 Mesure d'humidité

a) Choix de la technique de mesure

La présence d'eau dans le milieu poreux est détectée à partir de l'absorption d'un rayonnement γ émis par une source d'américium 241. Cette technique métrologique, mise au point au début des années soixante [27] a été utilisée à de nombreuses reprises depuis cette époque pour sonder les milieux poreux [28,29,30,31]. Cet intérêt pour la méthode gammamétrique est justifié par comparaison aux autres techniques de mesures d'humidité sur les critères suivants :

- C1 : méthode non destructive
- C2 : mesure locale
- C3 : précision des résultats
- C4 : rapidité d'exécution
- C5 : facilité de mise en oeuvre
- C6 : non-influence sur la mesure thermique
- C7 : limitations dimensionnelles des échantillons

Le tableau 4.1 recense, de façon non-exhaustive, différents moyens courants de détermination de l'humidité contenue dans un solide poreux et établit une appréciation qualitative sur les critères énoncés ci-dessus.

METHODE DE MESURE	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7
pesée globale	oui	non	bonne	oui	oui	oui	non
pesée d'échantillons	non	oui	bonne	non	oui	non	non
ultra-sons	oui	oui	médiocre	oui	non	oui	quelques cm
sonde à choc thermique	oui	non	moyenne	oui	oui	non	non
diélectrique	oui	oui	oui	oui	oui	non	< 5 cm
neutronique	oui	non	moyenne	moyenne	non	oui	> 0,5 m
rayonnement X	oui	oui	très bonne	moyenne	non	oui	quelques cm
rayonnement gamma	oui	oui	bonne	moyenne	moyenne	oui	quelques cm
résonance magnétique nucléaire	oui	oui	bonne	moyenne	non	oui	≈ 1 cm

Tableau 4.1

b) Principe de mesure

Un faisceau γ , collimaté, monochromatique de longueur d'onde λ , d'intensité I_λ , subit, durant la traversée d'une substance d'épaisseur dx , une atténuation de la forme :

$$dI_\lambda = - \mu_\lambda I_\lambda dx \quad (\text{loi de Beer}) \quad (\text{IV.1})$$

μ_λ : coefficient d'absorption linéaire total du milieu pour la longueur d'onde λ .

En intégrant cette équation, pour la longueur d'onde considérée, sur l'épaisseur x du milieu supposé homogène et isotrope, on obtient une loi exponentielle :

$$I = I_0 \exp(- \mu_\lambda x) \quad (\text{IV.2})$$

L'absorption du rayonnement γ par une substance dépend fortement de la masse atomique des atomes qui la constituent. C'est pour cette raison que l'on introduit généralement un coefficient massique d'absorption défini comme suit :

$$\mu_\lambda^* = \frac{\mu_\lambda}{\rho} \quad (\text{IV.3})$$

où ρ est la masse volumique de la substance.

Aux longueurs d'onde qui nous intéressent, cette atténuation résulte de deux interactions conjuguées du rayonnement avec la matière :

- l'effet Compton :

L'interaction se produit, dans ce cas, entre les photons γ incidents et les électrons périphériques, faiblement liés, des atomes du milieu traversé. Elle se traduit par une modification de l'énergie des photons γ , la variation étant égale à l'énergie cinétique cédée à l'électron.

- l'effet photoélectrique :

Les photons γ excitent les électrons des atomes soumis au rayonnement et il s'ensuit des transitions de ces électrons sur des couches supérieures. Dans ce cas l'énergie du photon incident est cédée intégralement.

SPECTRE D'EMISSION DE LA SOURCE D'AMERICIUM 241

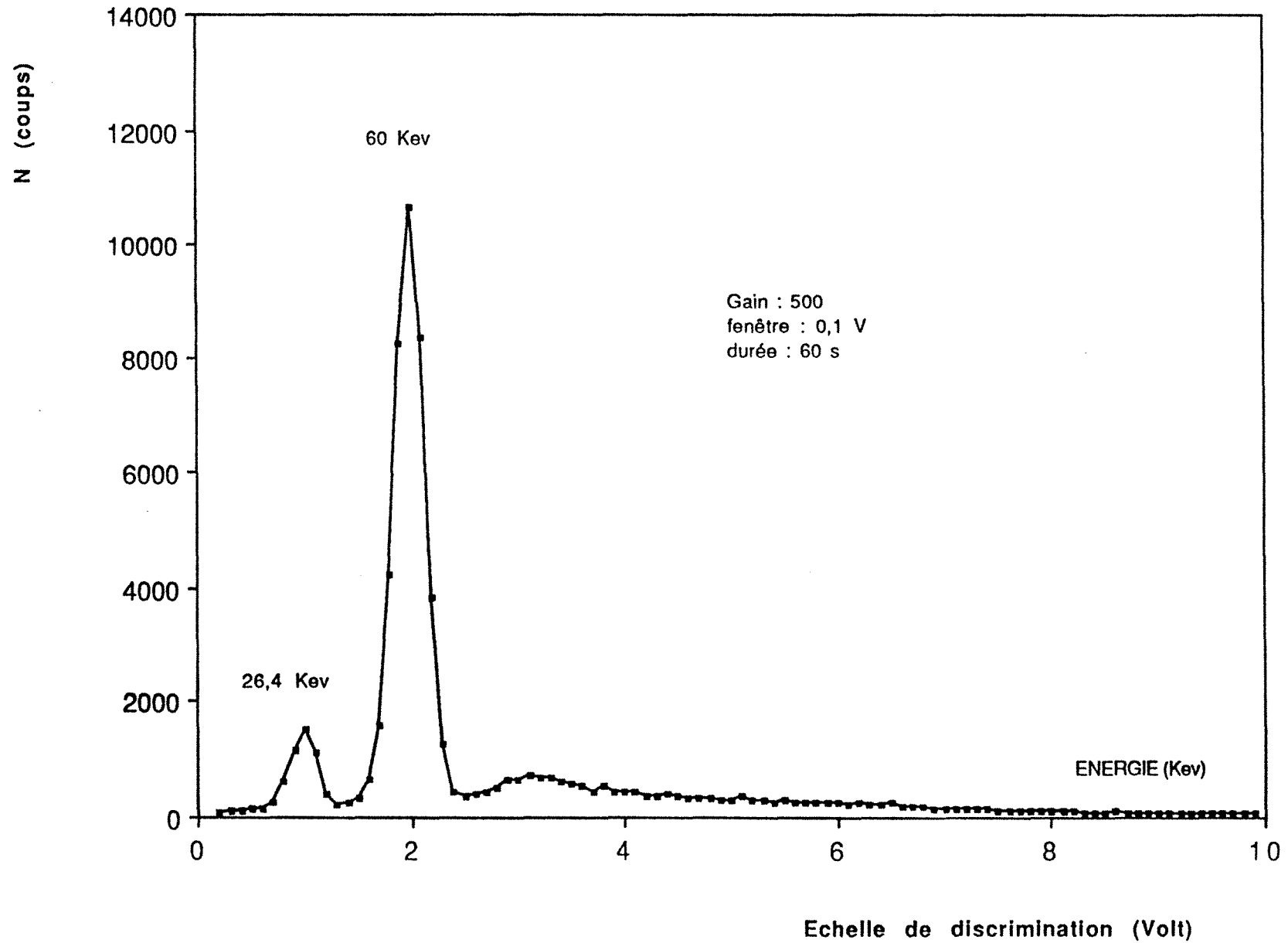


Fig. IV-2

Le coefficient d'atténuation total μ intègre, pour une fréquence donnée, ces deux phénomènes desquels résulte un affaiblissement du faisceau incident.

$$\mu = \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Photoélectrique}} \quad (\text{IV.4})$$

La mesure de la teneur en eau d'un milieu poreux est alors obtenue en comparant l'intensité du rayonnement émis par la source, au rayonnement détecté après traversée du milieu. Cette mesure d'humidité n'est rendue possible que par la nature indéformable de la matrice solide ainsi que par le caractère biphasique (solide-liquide) du milieu poreux vis-à-vis de la gammamétrie. En effet, les coefficients d'atténuation des gaz sont tout-à-fait négligeables par rapport aux coefficients d'atténuation des solides ou des liquides.

c) La source d'américium 241

L'activité de la source radioactive est de l'ordre de $1,1 \cdot 10^{10}$ Bq (c'est à dire 0.3 Curie) ce qui semble un bon compromis entre les durées de comptage obtenues et les précautions de radioprotection nécessitées par son utilisation. La pastille d'américium, de diamètre actif 12 mm, est disposée dans un bloc métallique de protection ne laissant s'échapper qu'un faisceau γ collimaté, d'un diamètre de 3 mm. Nous avons tracé sur la figure VI.2 le spectre d'énergie de notre source radioactive. Il représente le nombre de photons émis en fonction de leur énergie. Ce spectre est caractérisé par un pic d'intensité maximale pour une énergie de 60 keV. Sur le spectre apparaît aussi un autre pic de moindre intensité et de moindre énergie avec un maximum au voisinage de 26 keV.

d) La chaîne de détection

- le détecteur

L'intensité du rayonnement est mesurée en comptant, à l'aide d'une chaîne de détection, le nombre de photons γ arrivant sur le détecteur dont l'énergie est comprise dans une fenêtre centrée sur 60 keV. Ce dernier est constitué d'un scintillateur et d'un photomultiplicateur. Le scintillateur est réalisé à partir d'un cristal en iodure de sodium dopé au thallium NaI (Tl), qui a la propriété d'être fluorescent au rayonnement γ et X. Les photons γ émis par la source d'américium, avec une longueur d'onde d'environ 0,2 Å, libèrent, au sein du cristal à scintillation, des photons

lumineux à une longueur d'onde comprise entre 3000 Å et 5000 Å. Le mécanisme du photomultiplicateur est la conversion du signal lumineux issu du cristal en impulsion électrique par l'intermédiaire d'un système de photocathode et de dynodes alimentées sous hautes tensions (environ 700 V). Un préamplificateur est intégré à l'électronique du détecteur et a un rôle d'adaptateur d'impédance.

- la chaîne de comptage

Elle est constituée d'un amplificateur, d'un sélecteur monocanal et d'une échelle de comptage. Les impulsions venant du détecteur de rayonnement sont d'abord amplifiées, puis sélectionnées à l'aide d'un comparateur à deux niveaux de façon à extraire les photons dont l'énergie est comprise entre deux valeurs E_1 et E_2 . Une fois sélectionnées, les impulsions sont comptées en référence à une base de temps. L'échelle de comptage permet de travailler en "prétemps", ce qui signifie que la durée d'enregistrement est définie par avance, ou bien en "précoups" et dans ce cas, le comptage cessera dès qu'un nombre suffisant de photons aura été détecté.

I-2.3 Acquisition des mesures

a) Le système de déplacement

Pour réaliser les profils d'humidité, il est nécessaire d'effectuer des mesures ponctuelles en différents points de l'éprouvette. Il y a donc obligation de déplacer, soit la cellule de mesure en laissant fixe la source de rayonnement γ et son détecteur, soit simultanément la source radioactive et son détecteur en maintenant en position la cellule de mesure. Nous avons utilisé cette seconde technique. La source d'américium 241 et le détecteur sont fixés sur un rail garantissant un alignement parfait. Ce rail peut se déplacer verticalement sur une course d'environ 300 mm ; cette longueur convient largement à la scrutation complète de nos éprouvettes. Le déplacement vertical s'effectue par l'intermédiaire d'un moteur pas-à-pas dont l'utilisation nous garantit une excellente précision. La résolution du système de déplacement est de 5,2 $\mu\text{m/pas}$. Une commande de moteur pas-à-pas permet le pilotage à partir d'un micro-ordinateur.

b) L'acquisition des mesures γ

La chaîne de comptage est commandée grâce à une interface GPIB (bus IEEE) à un micro-ordinateur. L'acquisition des mesures est alors gérée de façon automatique par un logiciel prenant comme paramètres :

- la position du premier point de mesure (point le plus bas),
- le nombre de points de mesure,
- l'intervalle de longueur séparant deux points de mesure successifs,
- la durée de comptage en chaque point.

Le comptage est lancé dès que le rail est stoppé sur une position donnée. Une fois le comptage terminé, le rail se déplace jusqu'à la position de mesure suivante. Lorsque le comptage sur le dernier point de mesure (point le plus haut) est terminé, le rail redescend automatiquement au premier point de mesure et effectue si nécessaire une nouvelle série de scrutations.

c) L'acquisition des mesures thermiques

Une centrale de mesure (module MDP 8250) permet de recueillir jusqu'à 15 signaux analogiques. Un bloc de compensation de soudure froide est connecté sur le module d'acquisition et permet une saisie correcte des températures. Une des voies de la centrale est réservée à la lecture de la tension délivrée par le fluxmètre. Le module MDP 8250 est relié, via une liaison RS 232, au micro-ordinateur qui gère la façon dont seront effectuées les acquisitions et qui enregistre sur disquette les résultats d'essais.

II - DESCRIPTION DE LA PROCEDURE D'ESSAI

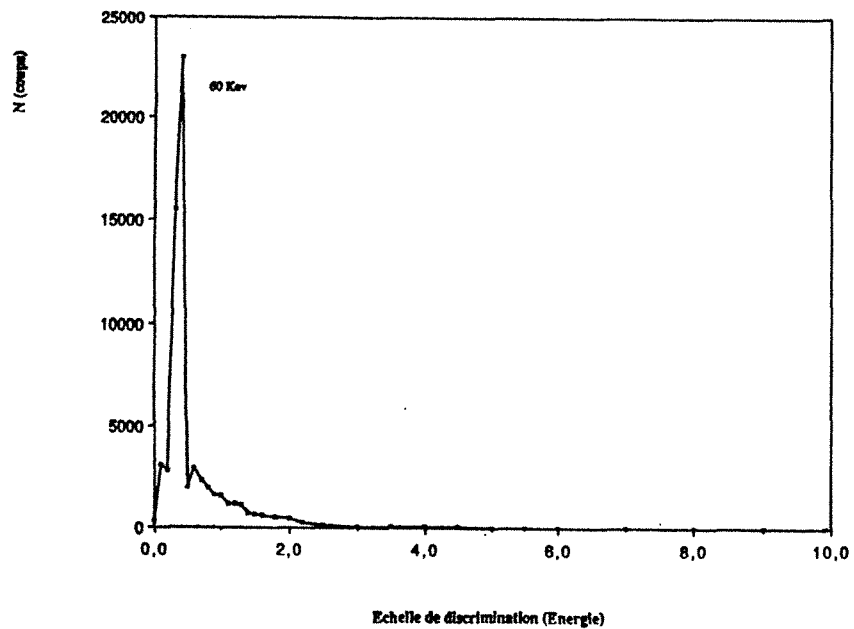
II-1. Etalonnage du banc gammamétrique

L'utilisation de la technique de mesure par rayonnement γ nécessite préalablement un réglage de l'appareillage consistant principalement dans le choix :

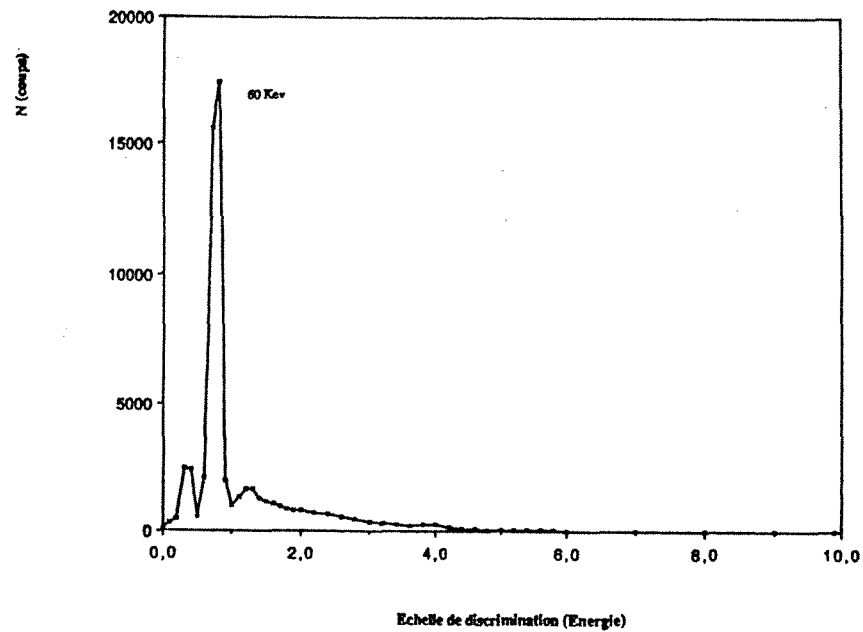
- du gain d'amplification,
- d'une fenêtre d'énergie centrée sur 60 keV.

Fig. N°3 : SPECTRE DE LA SOURCE D'AMERICIUM POUR DIFFERENTS GAINS.

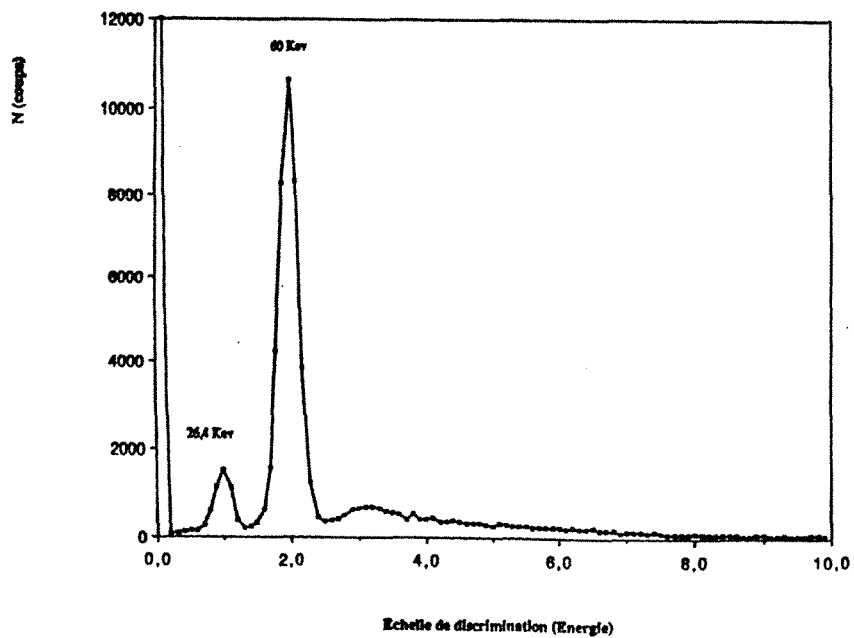
Spectre d'émission de l'Americium 241 - GAIN 100



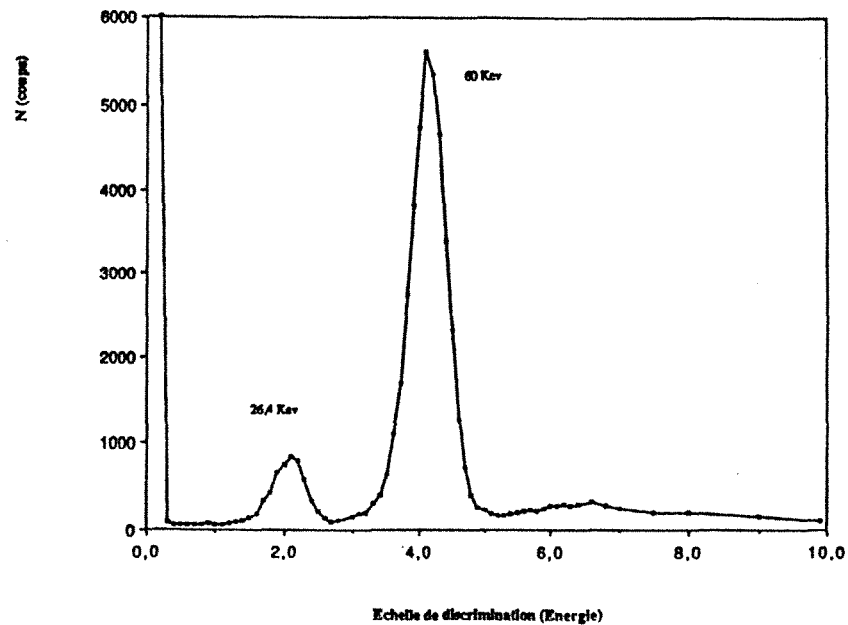
Spectre d'émission de l'Americium 241 - GAIN 200



Spectre d'émission de l'Americium 241 - GAIN 500



Spectre d'émission de l'Americium 241 - GAIN 1000



II-1.1 Gain d'amplification

La tension d'amplification du photomultiplicateur est fixée une fois pour toute à 670 Volt (haute tension préconisée par le constructeur). Les impulsions sortent du photomultiplicateur amplifiées avec un gain constant. Ces impulsions peuvent être amplifiées de nouveau grâce à un amplificateur dont le gain peut être ajusté de 1 à 1000. L'observation des impulsions sur l'oscilloscope montre que pour des gains faibles ($G < 100$), il existe un bruit de fond aux basses énergies et que pour des gains forts ($G > 800$) des impulsions de forte énergie saturent l'amplificateur. Nous avons tracé sur la figure IV.3 le spectre d'émission de la source pour des gains de 100, 200, 500 et 1000. Du tracé de ces spectres nous retiendrons que pour obtenir un spectre suffisamment étendu, gage de bonne précision, il est préférable de prendre une valeur de gain élevée. Nous avons sélectionné pour l'ensemble de nos mesures un gain de 500.

II-1.2 Choix de la fenêtre d'énergie

La loi d'atténuation du rayonnement lors de la traversée d'un matériau n'est valable que pour un faisceau de photons collimaté et pour une bande d'énergie aussi étroite que possible. En procédant de la sorte, le détecteur ne reçoit que les photons primaires non diffusés. Nous avons représenté sur la figure IV.4 les spectres obtenus à vide d'abord, après traversée d'une plaque de cuivre d'épaisseur 1.95 mm ensuite, et enfin après traversée d'une épaisseur de 32 mm de plexiglas. A priori, nous constatons que l'atténuation est fortement marquée au voisinage des pics d'émission à 26,4 keV et 60 keV et pratiquement indiscernable en dehors de ces plages de valeurs. Les bornes de la fenêtre de discrimination peuvent être sélectionnées à partir du tableau 4.2 dans lequel figure le coefficient d'atténuation du plexiglas et du cuivre pour des fenêtres de différentes largeurs centrées sur 60 keV.

fenêtre (Volt)	largeur	comptage à vide	comptage Cu ($e = 0,195\text{cm}$)	atténuation Cu (cm^{-1})	erreur %	comptage Plexi ($e = 3,20\text{cm}$)	atténuation Plexi (cm^{-1})	erreur %
2,00-2,10	0,1	10 651	1 033	11,96	-	5 178	0,2254	-
1,90-2,10	0,2	18 910	1 863	11,88	0,7%	9 205	0,2250	0,2%
1,80-2,20	0,4	31 486	3 212	11,70	2,2%	15 542	0,2206	2,1%
1,70-2,30	0,6	36 896	4 103	11,26	5,8%	18 298	0,2192	2,8%
1,60-2,40	0,8	38 799	4 664	10,86	9,2%	19 355	0,2173	3,6%
1,50-2,50	1,0	39 571	5 102	10,50	12%	19 981	0,2135	5,3%
1,40-2,60	1,2	40 187	5 516	10,18	15%	20 511	0,2102	6,7%
1,30-2,70	1,4	40 804	6 014	9,82	18%	21 006	0,2075	7,9%

Tableau 4.2

SPECTRE D'ABSORPTION DE L'AMERICIUM 241

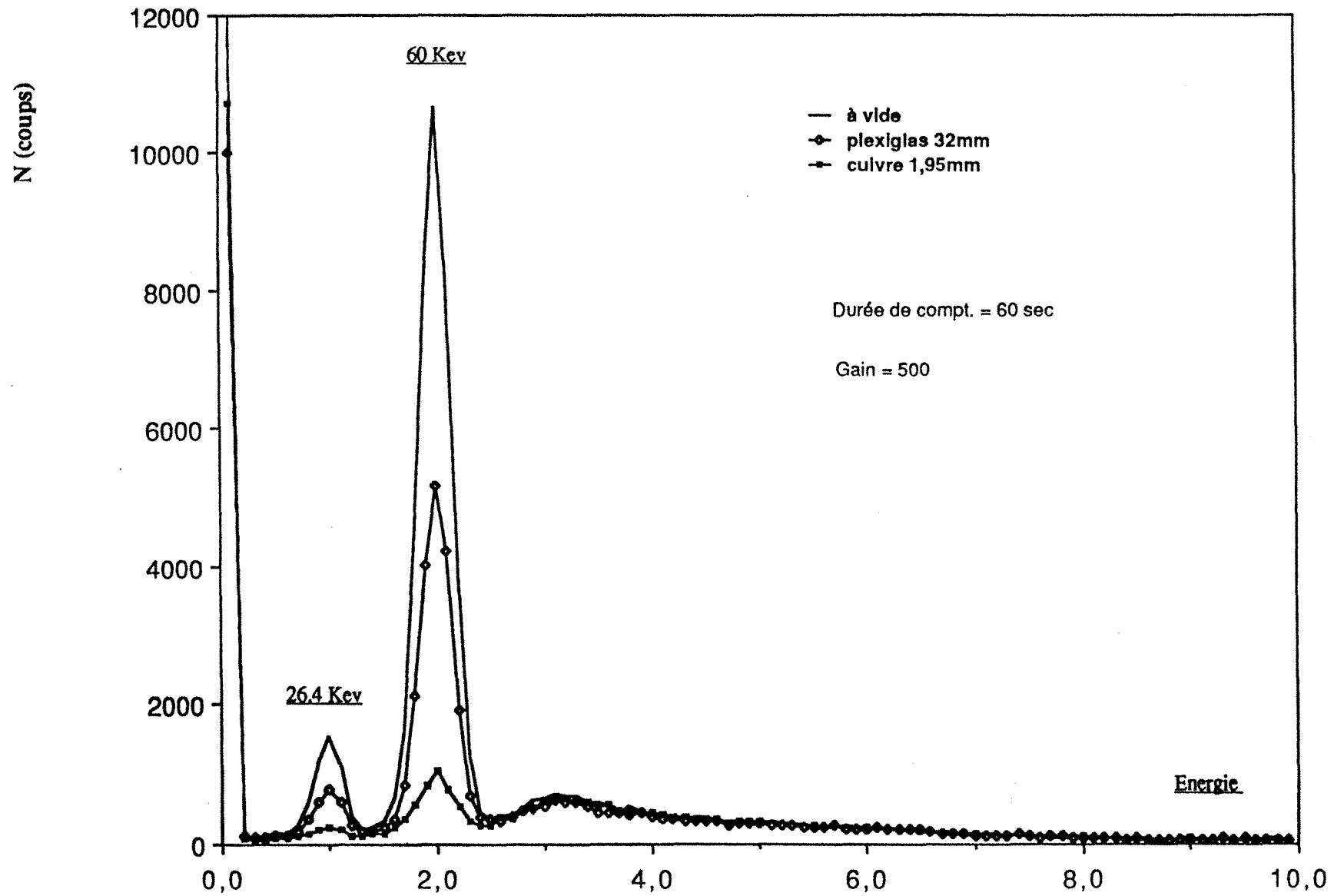


Fig. IV-4

Echelle de discrimination

L'erreur relative qui apparaît dans le tableau est calculée comparativement à la valeur obtenue pour la fenêtre de plus petite largeur (2,0 - 2,1 Volt) qui est sensée nous donner la meilleure précision. Nous voyons sur ce tableau que la précision des mesures se détériore rapidement et ceci d'autant plus vite que le milieu traversé est absorbant. Néanmoins dans ce tableau, les comptages sont effectués à partir de la superposition de plusieurs comptages réalisés sur une plage de 0,1 Volt de largeur. Cette superposition de plusieurs mesures peut être à l'origine d'une plus grande erreur lorsqu'on élargit la fenêtre. Aussi, avons-nous réalisé une nouvelle série de comptages en choisissant une lame d'eau de 40mm d'épaisseur comme matériau absorbant et en effectuant chaque comptage pour une bande d'énergie correctement définie (tableau 4.3).

fenêtre de discrimination : tension (Volt)	comptage à vide	comptage avec eau (e=4 cm)	coeff. d'atténuation de l'eau (cm-1)	erreur (%)
1° fenêtre : 3,2 - 6,2	7 986 960	3 650 533	0,1965	1,10%
2° fenêtre : 3,7 - 5,7	7 909 558	3 591 629	0,1974	0,65%
3° fenêtre : 4,2 - 5,2	6 066 710	2 755 647	0,1971	0,80%
4° fenêtre : 4,4 - 5,0	5 997 165	2 705 180	0,1990	0,15%
5° fenêtre : 4,6 - 4,9	5 808 216	2 628 886	0,1982	0,25%
6° fenêtre : 4,7 - 4,8	6 610 060	2 984 801	0,1987	-

Tableau 4.3

Les erreurs relatives sont, d'après ce tableau, beaucoup plus faibles que nous ne les avons évaluées dans un premier temps. Par ailleurs, les très faibles largeurs de bande de sélection doivent aussi être exclues pour les raisons suivantes :

- d'une part, le nombre de photons détectés peut devenir trop faible,
- d'autre part, les comptages sont trop sensibles aux fluctuations pouvant se produire sur le spectre, dues aux variations sur l'alimentation haute tension par exemple.

Au vue de ces différents résultats et de ces différentes contraintes, nous utiliserons pour l'ensemble de nos mesures une fenêtre d'une largeur voisine de 0,5 Volt nous garantissant une précision tout-à-fait acceptable des mesures.

II-2. Etalonnage du fluxmètre

II-2.1 Principe

Le fluxmètre que nous utilisons délivre une différence de potentiel qui est fonction du flux de chaleur qui le traverse. L'étalonnage est réalisé à l'aide d'un second fluxmètre de même type. On procède successivement à trois essais différents faisant chacun intervenir les deux fluxmètres, une chaufferette électrique et une cuve à eau régulée en température. La température de la cuve à eau est imposée à une valeur bien en dessous de la température ambiante de façon à agir comme une source froide.

- 1^o essai : La température de la cuve à eau est imposée à une valeur en dessous de la température ambiante de façon à agir comme une source froide. Les deux fluxmètres sont insérés entre la chaufferette et la source froide. La puissance dissipée dans la chaufferette est réglée de façon à la maintenir à une température très légèrement supérieure à l'ambiante. Les parois latérales de l'assemblage sont recouvertes par une couronne isolante de façon à limiter les pertes de chaleur sur les côtés.

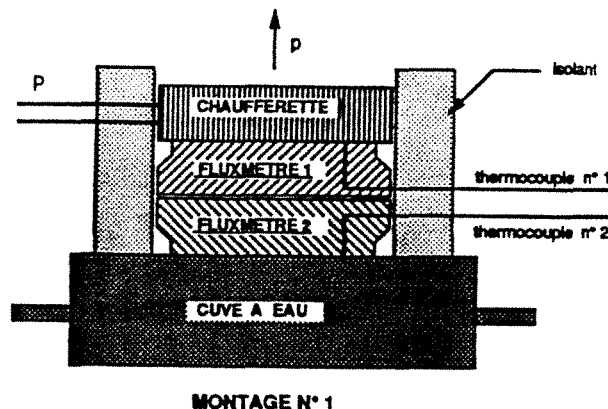


Figure IV.5.a

Dans ce dispositif la puissance P dissipée dans l'élément chauffant se divise en :

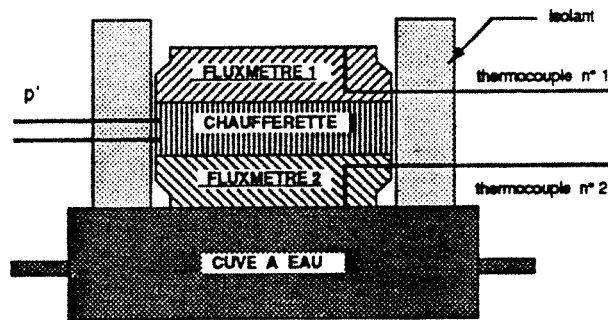
- p_0 : flux de chaleur traversant les deux fluxmètres
- p : flux de chaleur perdue au niveau de la chaufferette vers le milieu ambiant

Soit V_1 et V_2 les différences de potentiel relevées aux bornes de chacun des fluxmètres. Nous définissons les coefficients d'étalonnage k_1 et k_2 de la façon suivante :

$$V_1 = k_1 \cdot p_0$$

$$V_2 = k_2 \cdot p_0$$

- 2° essai : Pour ce montage nous avons simplement interverti la chaufferette et l'un des fluxmètres. Nous désignons par p'_1 et p'_2 les flux de chaleur traversant respectivement les fluxmètres n°1 et n°2 et par p' la puissance dissipée au sein de l'élément chauffant pour ce deuxième montage.



MONTAGE N° 2

Figure IV.5.b

Si V'_1 et V'_2 sont les différences de potentiel relevées aux bornes des deux fluxmètres, nous pouvons écrire :

$$V'_1 = k_1 \cdot p'_1$$

$$V'_2 = k_2 \cdot p'_2$$

$$p' = p'_1 + p'_2$$

Les valeurs des coefficients k_1 et k_2 se déduisent de ces deux essais :

$$\begin{cases} k_1 = \frac{1}{p'} \cdot \left(V'_1 + \frac{V'_2}{V_2} \cdot V_1 \right) \\ k_2 = \frac{1}{p'} \cdot \left(V'_2 + \frac{V'_1}{V_1} \cdot V_2 \right) \end{cases}$$

La valeur de k_1 n'est pas retenue dans cet essai car elle n'est guère précise puisque le flux de chaleur traversant le fluxmètre n°1 est faible. On préfère, pour mesurer k_1 , faire un troisième essai.

- 3° essai : Dans ce dernier essai les deux fluxmètres ont été intervertis. Le calcul est similaire à celui de l'essai précédent

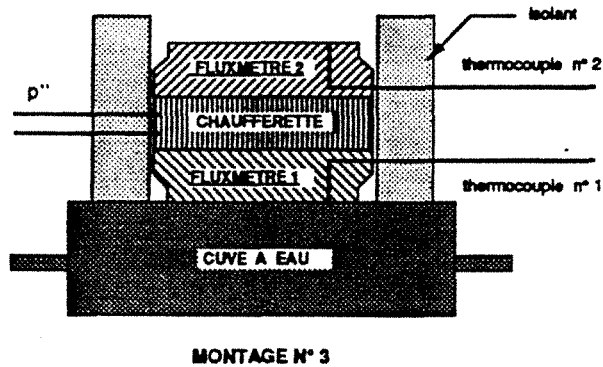


Figure IV.5.c

La valeur de k_2 n'est pas retenue pour cet essai.

II-2.2. Résultats

Nous avons étalonné les fluxmètres pour différentes gammes de puissance de la chaufferette et pour différentes températures ambiantes. Les deux fluxmètres sont conçus de la même façon mais diffèrent par la sensibilité du thermoélément. La température de la source froide était fixée à environ 10°C en dessous de l'ambiante. Pour chaque mesure nous avons attendu en moyenne une journée complète de façon à obtenir l'équilibre thermique. Les surfaces de contact séparant chaque élément constitutif des montages étaient recouvertes d'une très fine couche de graisse au silicone, ceci de façon à limiter au maximum les effets de résistances thermiques de contact. Nous récapitulons dans le tableau 4.4 l'ensemble de nos résultats d'étalonnage.

Température ambiante	Température de la source froide	Puissance dissipée dans la chaufferette		
		1,15 Watt	4,65 Watt	6,70 Watt
20 °C	15 °C	K1 = 0,0269 V/Watt K2 = 0,0602 V/Watt	K1 = 0,0261 V/Watt K2 = 0,0593 V/Watt	K1 = 0,0262 V/Watt K2 = 0,0587 V/Watt
60 °C	50 °C	K1 = 0,0245 V/Watt K2 = 0,0622 V/Watt	K1 = 0,0221 V/Watt K2 = 0,0593 V/Watt	K1 = 0,0215 V/Watt K2 = 0,0594 V/Watt
100 °C	90 °C	K1 = 0,0202 V/Watt K2 = 0,0644 V/Watt	-	-

Tableau 4.4

Les étalonnages pour une température ambiante voisine de 100°C et pour des flux élevés n'ont pu être réalisés car ils risquaient de détériorer les thermoéléments (obtention de températures supérieures à 115°C sur les fluxmètres). Le fluxmètre que nous utiliserons dans nos essais ultérieurs sera le fluxmètre n°2. La sensibilité k_1 n'est donnée qu'à titre indicatif. Ce tableau montre que la sensibilité des fluxmètres varie peu en fonction de la température moyenne et du flux moyen qui le traverse.

II-3. Description de la procédure d'essai

Avant d'entreprendre les essais d'ébullition en milieu poreux, il est indispensable de procéder à certains étalonnages. Quelques-uns de ces essais, telle la mesure des coefficients d'atténuation de l'eau ou du verre ou encore l'identification des pertes latérales de chaleur, peuvent être réalisés une fois pour toute et ceci indépendamment des autres essais. En revanche, la plupart des autres étalonnages doivent être systématiquement refaits pour chaque nouvel essai d'ébullition. C'est cette tâche longue et fastidieuse que nous allons brièvement décrire.

II-3.1 Mesures par gammamétrie

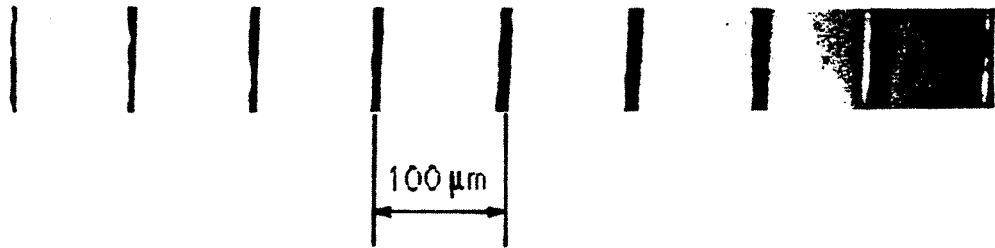
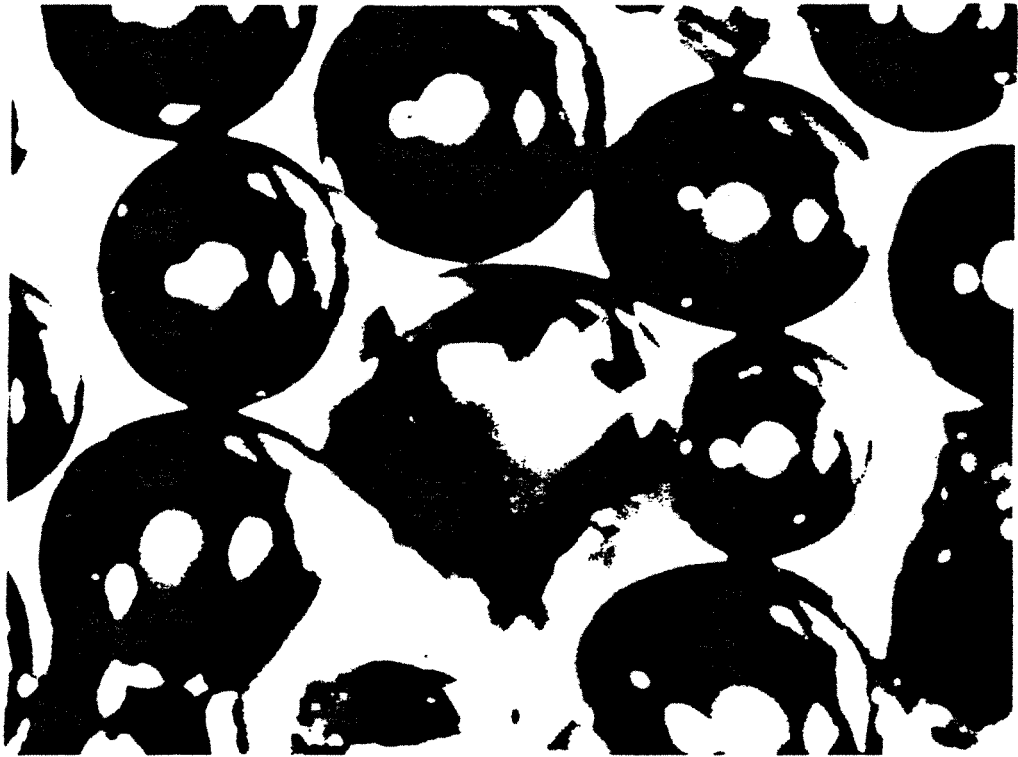
a) Mesure du coefficient d'atténuation de l'eau

Lors des différents essais nous avons utilisé de l'eau distillée. La mesure de son coefficient d'atténuation a été effectuée à partir de différentes éprouvettes d'épaisseur calibrée. Nous avons choisi des temps de comptage élevés de façon à obtenir une très bonne précision. La valeur que nous obtenons, qui est confirmée par ailleurs par différents auteurs [29,30,31] est :

$$\mu_{\text{eau}} = 0,198 \text{ cm}^{-1} (\pm 0,001 \text{ cm}^{-1})$$

b) Vérification du diamètre de l'éprouvette

Une fois le coefficient d'atténuation de l'eau connu avec précision, il est possible de vérifier le diamètre de l'éprouvette grâce à des mesures d'absorption γ . Dans un premier temps nous avons entrepris une scrutation de l'éprouvette vide ceci afin



PHOTOGRAPHIE N°6

VUE AU MICROSCOPE DU MILIEU POREUX

d'obtenir un comptage de référence N_0 . Ensuite, une scrutation est réalisée dans des conditions identiques, mais cette fois-ci, avec l'éprouvette remplie d'eau (comptage N_1). L'analyse des deux résultats permet de déduire le diamètre intérieur d de l'éprouvette :

$$d = \frac{1}{\mu_{\text{eau}}} \cdot \text{Log} \frac{N_0}{N_1}$$

Cette mesure est effectuée sur toute la longueur de l'éprouvette et les résultats sont tracés sur la figure IV.6. Cette mesure n'est pas indispensable pour la suite des essais puisqu'elle peut être réalisée de façon plus précise par une mesure directe. Elle permet simplement d'apprécier la précision maximale que l'on peut obtenir pour une mesure gammamétrique :

- valeur réelle : $d = 50,0 \text{ mm}$
- valeur moyenne : $\bar{d} = 50,3 \text{ mm}$
- écart type : $\sigma = 0,4 \text{ mm}$

c) Mesure de la porosité du milieu poreux

- Porosité globale :

Le milieu poreux utilisé est un empilement "en vrac" de billes de verre d'un diamètre moyen de $200\mu\text{m}$ (Photo. 6). Nous avons déduit sa porosité globale en mesurant d'abord la masse et le volume total de l'empilement, ensuite la masse volumique du verre constituant les billes. Cette porosité globale est égale à :

$$\bar{\varepsilon} = 0,365 \pm 0,010$$

- Porosités locales :

La porosité peut être mesurée localement par gammamétrie. Nous effectuons en premier lieu une série de comptage sur l'éprouvette vide : comptage N_0 . Puis nous relevons N_2 , le

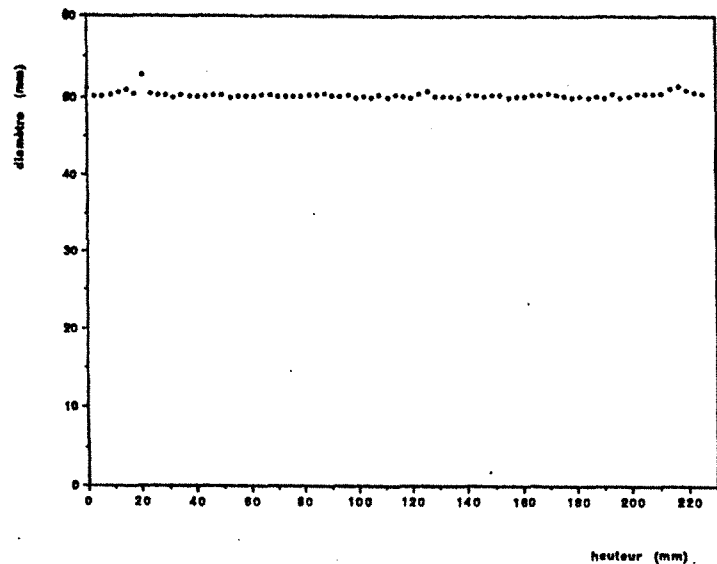


Fig. IV-6 : VERIFICATION DU DIAMETRE DE L'EPROUVETTE

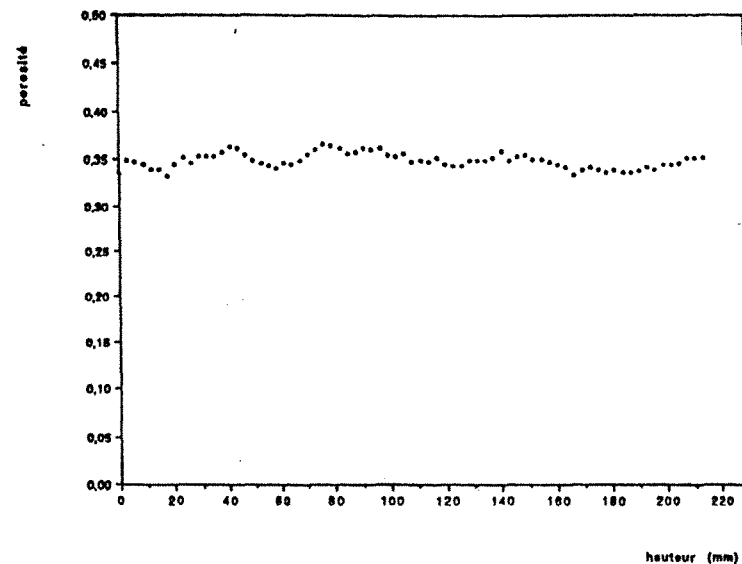


Fig. IV-7 : PROFIL DE POROSITE

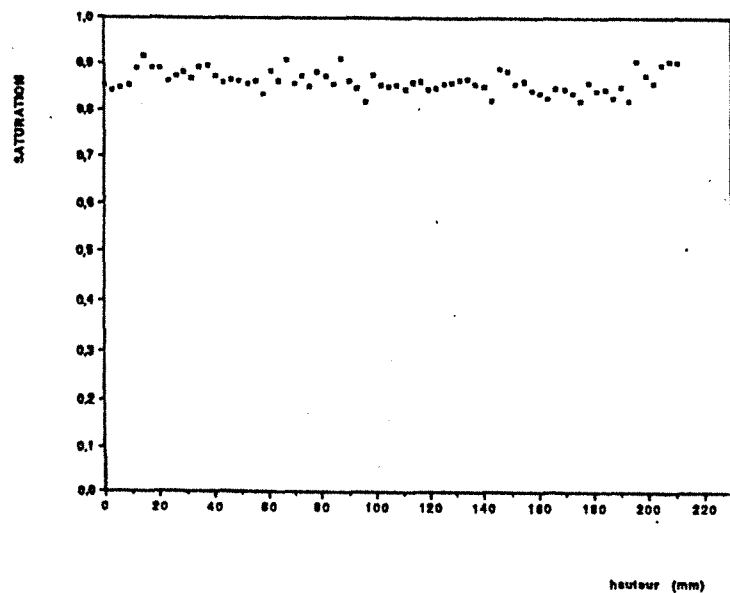


Fig. IV-8 : PROFIL DE SATURATION APRES IMBIBITION

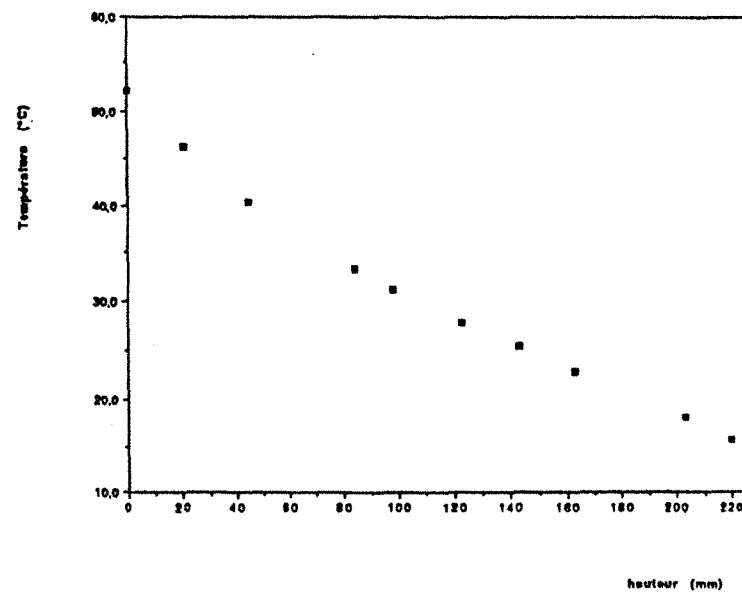


Fig. IV-9 : ESSAI A BASSE TEMPERATURE
PROFIL DE TEMPERATURE EN REGIME PERMANENT

nombre de photons détectés, dans les mêmes conditions expérimentales, pour l'éprouvette remplie avec l'empilement de billes de verre ; nous obtenons :

$$N_2 = N_0 \exp [-(1-\varepsilon) \cdot \mu_{\text{verre}} \cdot d]$$

avec : ε : porosité linéaire moyenne (calculée le long du parcours du faisceau γ)
 μ_{verre} : coefficient d'atténuation du verre constituant les billes de l'empilement
 d : diamètre intérieur de l'éprouvette

et par conséquent : $\varepsilon = 1 - \left(\frac{1}{\mu_{\text{verre}} \cdot d} \cdot \text{Log} \frac{N_0}{N_2} \right)$

Des mesures effectuées sur des échantillons de verre de diverses natures ont montré que le coefficient d'atténuation pouvait varier considérablement suivant la nature du verre utilisé. Aussi pour mesurer le coefficient d'atténuation du verre employé, nous avons fait fondre des billes de verre. Nous avons obtenu :

$$\mu_{\text{verre}} = 0,81 (\pm 0,01) \text{ cm}^{-1}$$

La figure IV.7 représente un profil de porosité obtenu par gammamétrie. La porosité moyenne calculée sur l'ensemble de la courbe donne :

$$\bar{\varepsilon} = 0,352 \pm 0,008$$

Cette valeur est tout à fait cohérente avec la porosité mesurée de façon globale.

d) Saturation des éprouvettes

- Imbibition des éprouvettes :

Les conditions initiales de nos essais d'ébullition en milieu poreux exigent de ce dernier que ses pores soient saturés de liquide. Dans un premier temps nous créons une forte dépression au sein du milieu à l'aide d'une pompe à vide primaire. Nous avons pu au cours de nos essais descendre à des pressions de quelques Pascals dans les meilleurs cas et de quelques dizaines de Pascals dans les cas les plus défavorables. Une fois le vide primaire atteint, la saturation peut être obtenue par simple imbibition puisque les phénomènes de piégeage d'air disparaissent. Le milieu poreux saturé reste ensuite en permanence en contact avec un réservoir d'eau à niveau constant, ceci de façon à garantir le maintien à saturation de la surface supérieure.

- Vérification de la saturation du milieu :

Avant chaque essai, nous vérifions par gammamétrie la saturation du milieu. Rappelons que N_2 représente le comptage obtenu lorsque l'éprouvette est remplie avec le milieu poreux sec. Alors si nous appelons N_3 le comptage enregistré après une mise à saturation du milieu :

$$N_3 = N_2 \exp(-\mu_{\text{eau}} \cdot \varepsilon \cdot S \cdot d)$$

avec : μ_{eau} : coefficient d'atténuation de l'eau
 ε : porosité
 S : saturation en liquide des pores
 d : diamètre intérieur de l'éprouvette

(l'atténuation du faisceau γ par la vapeur a été négligée de façon légitime)

par conséquent :

$$S = \frac{1}{\mu_{\text{eau}} \cdot d \cdot \varepsilon} \cdot \text{Log} \frac{N_2}{N_3}$$

Nous représentons sur la figure IV.8 un profil de saturation obtenu par gammamétrie. Nous noterons que, malgré les multiples précautions prises pour imbiber au mieux notre milieu, les valeurs de la saturation sont voisines de 0,86 avec une erreur relative de 3%. Ces résultats ne peuvent s'expliquer que de la façon suivante :

- en partie par présence de gaz dissout dans le liquide,
- certainement par un défaut d'étanchéité au vide du joint entre la cuve à eau et la paroi de l'éprouvette.

II-3.2 Essai thermique en dessous du point d'ébullition de l'eau

Avant chaque essai de mise en ébullition du milieu poreux nous effectuons un essai thermique à basse température.

Cet essai va nous permettre d'évaluer les pertes thermiques latérales du dispositif.

a) Conditions expérimentales

Le milieu poreux a été préalablement saturé au mieux avec de l'eau distillée. Nous imposons la température de la cuve à eau au voisinage de la température ambiante. Dans l'essai que nous présentons, cette température vaut $T_0 = 15^\circ\text{C}$. La puissance dissipée dans la chauffelette est suffisamment faible pour éviter les phénomènes d'ébullition ou de convection naturelle dans le milieu poreux. Nous avons choisi une puissance de l'ordre de 3,5 Watt.

b) Résultats expérimentaux

Nous présentons sur la figure IV.9 le profil de température obtenu après 36 heures de stabilisation thermique, le milieu étant initialement à température ambiante ($20,5^\circ\text{C}$). Le tableau 4.5 rappelle les conditions aux limites appliquées et les différentes mesures relevées. L'indication donnée par le fluxmètre est $p = 1,70$ Watt. Elle ne correspond seulement qu'à la moitié de la puissance d'alimentation de l'élément chauffant. L'écart entre les deux valeurs est perdu dans le bloc support du dispositif.

Puissance d'alimentation :	3,5 Watt	
Température de consigne du bain thermostaté :	15,0 °C	
Température de l'élément chauffant :	55,82 °C	
Indication donnée par le fluxmètre :	101,75 mV	
	position	température (°C)
Température face supérieure du fluxmètre :	0,0 mm	52,15 °C
thermocouple n° 1	21,0 mm	46,31 °C
thermocouple n° 2	45,0 mm	40,34 °C
thermocouple n° 3	-	-
thermocouple n° 4	84,0 mm	33,36 °C
thermocouple n° 5	98,0 mm	31,23 °C
thermocouple n° 6	123,0 mm	27,82 °C
thermocouple n° 7	143,0 mm	25,50 °C
thermocouple n° 8	163,0 mm	22,96 °C
thermocouple n° 9	-	-
thermocouple n° 10	203,0 mm	18,18 °C
thermocouple n° 11	220,0 mm	15,75 °C

Tableau 4.5

c) Identification des pertes de chaleur

L'enveloppe contenant le milieu poreux est entourée par des anneaux en mousse isolante. La conductivité thermique de cette mousse est très faible : $\lambda_m = 0,04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Cette isolation permet donc de diminuer fortement les échanges sur les parois latérales du milieu poreux. Aussi nous nous proposons maintenant d'identifier le coefficient d'échange équivalent entre le milieu poreux et le milieu extérieur :

Une estimation grossière de ce coefficient est donnée par :

$$h_e = \frac{1}{R_1 \cdot \left[\frac{1}{R_2 \cdot h} + \frac{\text{Log} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)}{\lambda_m} \right]} \approx 1,25 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$$

R_1 : rayon extérieur de l'éprouvette (3 cm)

R_2 : rayon extérieur des blocs de mousse isolante (9 cm)

h : coefficient d'échange entre les blocs de mousse et le milieu extérieur ($h \approx 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)

REMARQUE : La conductivité thermique des parois du tube est sensiblement la même que celle du milieu poreux saturé d'eau (de l'ordre de $1 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$). Nous avons donc considéré ici le milieu poreux et son enveloppe comme un unique milieu, homogène d'un point de vue thermique en régime permanent.

Pour identifier les pertes latérales de chaleur à partir du profil obtenu à la figure IV.9, nous modélisons le milieu poreux et son enveloppe par une ailette cylindrique. Cette hypothèse peut se justifier par le calcul du nombre de Biot représentatif du montage, calculé à partir du coefficient d'échange h_e évalué précédemment : $Bi \approx 0.037$.

Ainsi nous résolvons de façon analytique le problème du transfert de chaleur en régime permanent dans une ailette cylindrique pour les conditions rappelées sur la figure IV.10 :

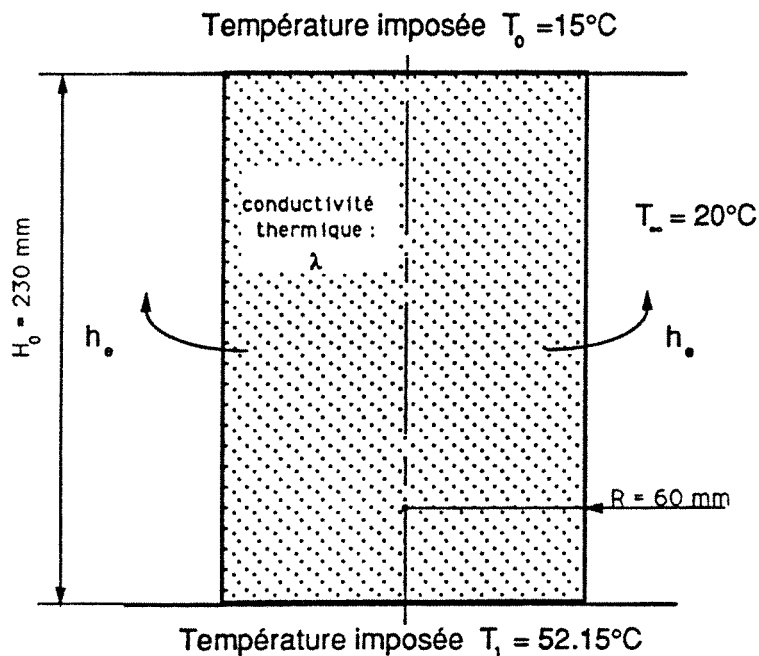


Figure IV.10

La solution de ce problème est donnée classiquement par :

$$T - T_\infty = (T_1 - T_\infty) \text{ch}(\alpha x) + \frac{\text{sh}(\alpha x)}{\text{sh}(\alpha H_0)} ((T_0 - T_\infty) - (T_1 - T_\infty) \text{ch}(\alpha H_0))$$

$$\text{avec : } \alpha = \sqrt{\frac{2 h_e}{\lambda R}}$$

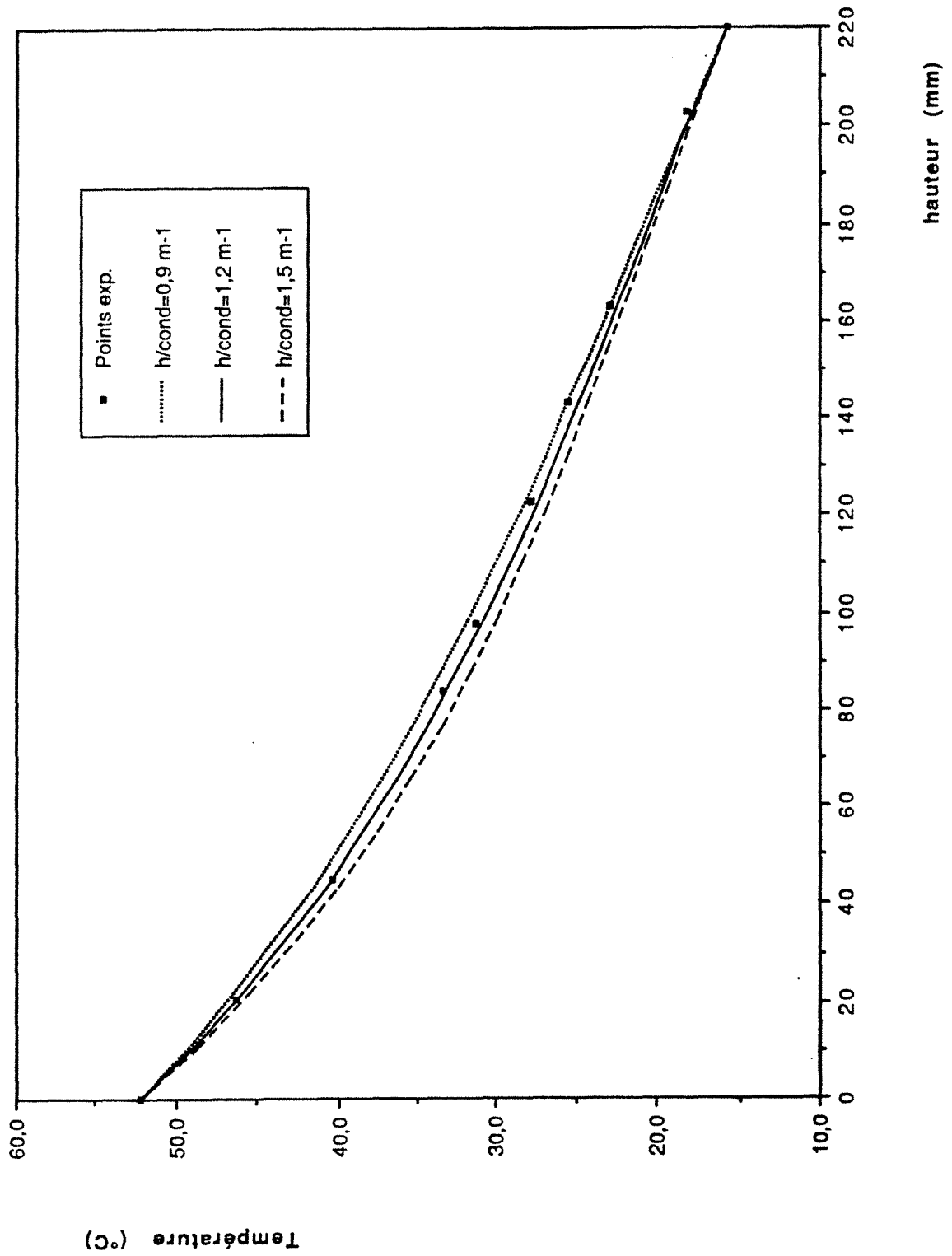


Fig. IV-11 : IDENTIFICATION DES PERTES LATÉRALES

Nous avons tracé sur la figure IV.11 les profils de température obtenus pour différentes valeurs du paramètre $\frac{h_e}{\lambda}$. Ces faisceaux de courbes sont ensuite comparés avec le profil expérimental. Le choix $\frac{h_e}{\lambda} = 1.1 (\pm 0,1) \text{ m}^{-1}$ nous paraît justifié. La conductivité thermique du milieu poreux saturé de liquide, dans la gamme de température nous intéressant, a été mesurée par "méthode flash" et donne $\lambda = 1.1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Par conséquent, le coefficient d'échange équivalent est évalué de façon expérimentale à :

$$h_e = 1.2 (\pm 0,1) \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

et est en bon accord avec l'estimation effectuée initialement.

d) Conclusion de l'essai à basse température

Outre l'estimation du coefficient d'échange équivalent sur les parois latérales du tube, cet essai nous permet de porter un jugement qualitatif sur l'utilisation du fluxmètre. En effet, le calcul de la densité de flux de chaleur obtenue à partir du modèle d'ailette donne $q_0 = 325 \text{ W.m}^{-2}$. En revanche, la mesure correspondante faite par le fluxmètre (ramenée à la base du dispositif de rayon 30 mm) est $q_0 = 576 \text{ W.m}^{-2}$. Cette différence importante entre les deux valeurs peut s'expliquer par :

- des pertes thermiques supplémentaires à la base de l'enveloppe cylindrique en direction du support du dispositif,
- une déviation par rapport au modèle simplifié d'ailette qui a été utilisé dans nos calculs.

Il apparaît de façon claire que la valeur indiquée par le fluxmètre ne correspond pas forcément à la densité de flux de chaleur imposée réellement sur la face inférieure du milieu poreux. En revanche, si la conductivité thermique du milieu contenu dans l'éprouvette est très élevée, situation à laquelle nous devons nous attendre pour la plupart des essais d'ébullition en milieu poreux, alors nous pouvons envisager une diminution sensible de l'écart entre ces deux valeurs. Il faudra malgré tout, par la suite, garder une attitude plutôt critique vis-à-vis de la mesure relevée par le fluxmètre.

II-3.3 Mise en ébullition du milieu poreux

Une fois le milieu poreux saturé d'eau, un ultime essai consiste à appliquer un flux de chaleur sur la face inférieure de la couche poreuse. La valeur de ce flux doit être suffisamment élevée pour permettre l'apparition de l'ébullition dans le milieu. Par ailleurs, l'extrémité supérieure du milieu poreux est maintenue à température constante ($T_0 = 20^\circ\text{C} \pm 0,1^\circ\text{C}$) à l'aide de la cuve à eau alimentée par le bain thermostaté. Cette surface reste saturée par le liquide grâce au dispositif à niveau constant.

Pendant la durée de l'essai, nous relevons les températures mesurées par les thermocouples, ainsi que l'indication donnée par le fluxmètre, avec une période d'acquisition de l'ordre de 5 minutes. Il est, au contraire, difficilement concevable d'entreprendre une mesure des saturations par gammamétrie durant la phase transitoire. En effet, une précision correcte de la mesure de saturation exige des durées de comptage de plusieurs minutes (2% d'erreur aléatoire sur le comptage pour $\Delta t = 5$ mm).

Cette mesure est à reproduire en différents points de façon à tracer un profil. Une telle lenteur d'acquisition ne semble guère compatible avec le suivi de la cinétique des transferts de masse. En revanche, la mesure des teneurs en eau peut être réalisée dans de bonnes conditions lorsque le régime d'équilibre est atteint.

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX D'EBULLITION EN MILIEU POREUX

En respectant l'ordre de présentation des résultats théoriques, nous exposons d'abord des résultats relatifs au régime permanent. La seconde partie de cette présentation est consacrée plus particulièrement à l'évolution transitoire de l'ébullition.

III-1. Régime permanent d'ébullition

a) Conditions opératoires

Nous rappelons ci-dessous l'ensemble des conditions correspondant à cet essai :

- hauteur de la couche poreuse : $H_0 = 230 \begin{pmatrix} -3 \\ +0 \end{pmatrix}$ mm
- température de la face supérieure : $T_0 = 20 (\pm 0,1) ^\circ\text{C}$
- saturation de la face supérieure : $S_0 = 1$
- puissance dissipée dans l'élément chauffant : $P = 14,3 (\pm 0,1) \text{W}$
- densité de flux de chaleur (fluxmètre) : $q_0 = 2900 (\pm 20) \text{W.m}^{-2}$
- température du support de l'élément chauffant: $T_b = 120 (\pm 1) ^\circ\text{C}$

L'imprécision sur la valeur H_0 est due au tassement de l'empilement de billes de verre résultant du serrage de la cuve à eau. Quant à la densité de flux q_0 , nous n'avons indiqué que l'erreur intrinsèque sur la mesure.

Cet essai a été réalisé en utilisant l'éprouvette en verre. Les profils de porosité et de saturation donnés précédemment (Fig. IV.7 et IV.8), correspondent aux essais d'étalonnage relatifs à cette expérience.

b) Profil de température

La figure IV.12-a présente le profil de température enregistré 24 heures après le début du chauffage. Ayant prolongé la durée de l'expérience pendant une cinquantaine d'heures au-delà de ce relevé, nous avons constaté une lente dérive des températures au voisinage de la plaque chaude durant les vingt dernières heures. La température de la plaque s'est élevée de 105°C à 110°C.

L'explication de ce phénomène a pu être donnée lors du démontage du dispositif : il s'est produit une agglomération des billes de verre à proximité de la surface chauffée. Elle résulte de la dégradation du verre dans l'eau, processus qui s'accélère suivant une loi d'Arrhénius, lorsque la température de l'agent lixifiant augmente. Dans notre cas, ce phénomène est important car la surface spécifique totale du milieu poreux est élevée (de l'ordre de 30 m²). Du reste, les flux liquide (eau chargée de silice) et vapeur (eau pure), à contre-courant en zone diphasique, sont à l'origine d'une concentration de silice à proximité de la plaque chaude. Ceci a pour effet, semble-t-il, de diminuer fortement la perméabilité de la couche poreuse au contact du fluxmètre, ce qui se traduit par une élévation de température de ce dernier.

Le profil de température confirme la description classique :

- présence d'une zone à fort gradient dans la partie supérieure,
- présence d'une zone quasi-isotherme, à température de saturation dans la partie inférieure.

Nous observons, en outre, une légère surchauffe de la plaque inférieure qui ne semble pas résulter du processus de lixiviation décrit ci-dessus.

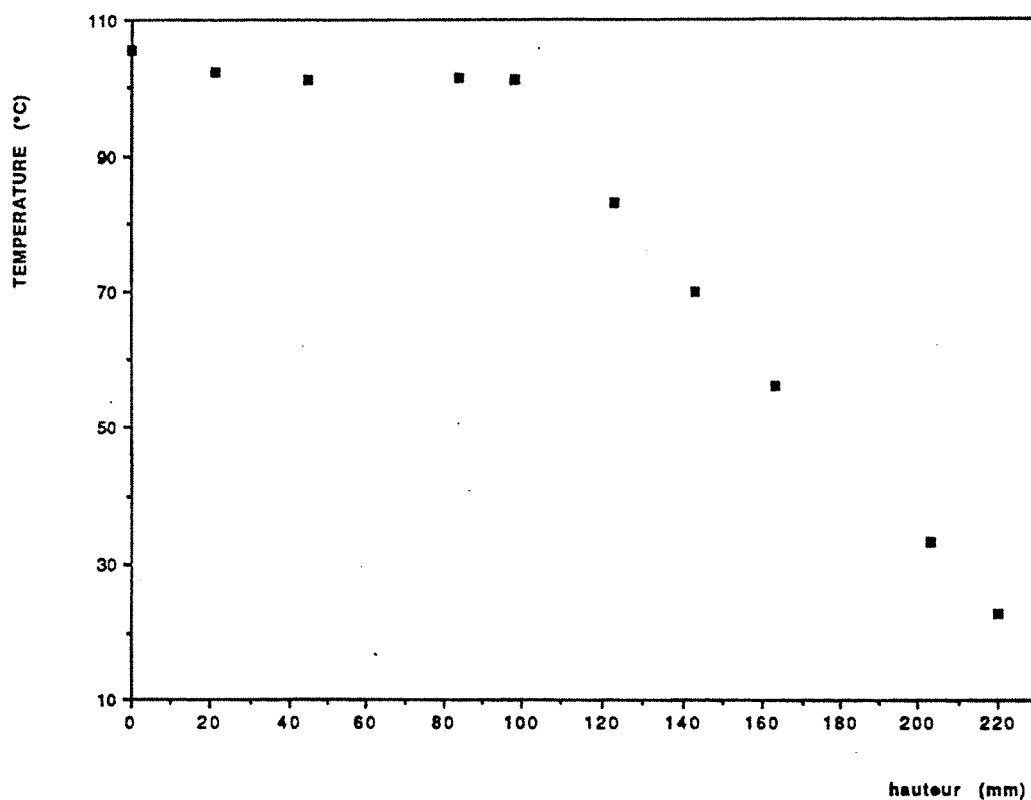


Fig. IV-12 a : PROFIL DE TEMPERATURE EN REGIME PERMANENT D'EBULLITION.

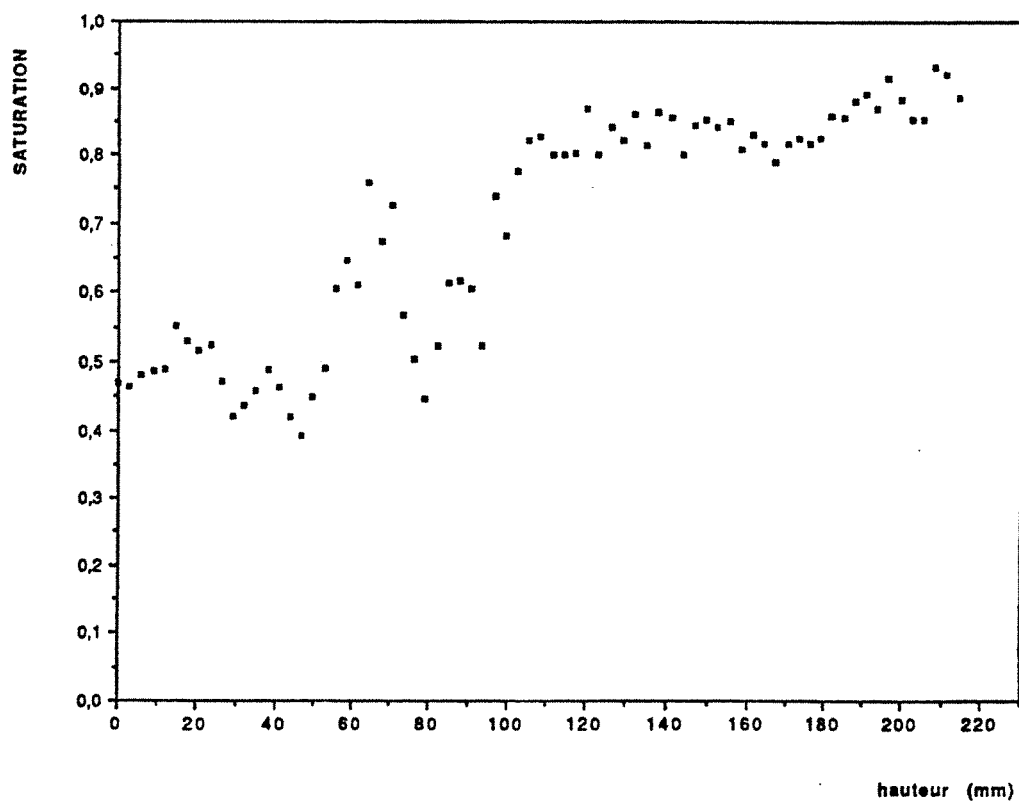


Fig. IV-12 b : PROFIL DE SATURATION EN REGIME PERMANENT D'EBULLITION.

c) Profil de saturation

Le profil de saturation (fig. IV.12-b) permet assurément de vérifier la description théorique : le milieu est divisé en une zone liquide et une zone diphasique pour laquelle les teneurs en eau sont plus faibles. Certes la zone liquide n'est pas entièrement saturée d'eau, mais les valeurs des saturations y sont sensiblement constantes et égales à celle de la saturation initiale.

Pour la zone diphasique, les saturations sont inférieures aux saturations initiales. Néanmoins les teneurs en eau restent relativement élevées ($S \geq 0,40$) jusqu'à l'extrémité inférieure du milieu. Nous constatons de plus, une forte dispersion des mesures de saturation en zone diphasique. La nature du milieu poreux y est pour beaucoup. Les hétérogénéités locales, telles que les variations de porosité, sont propices à la formation d'îlots liquides en zone diphasique. Cette présence d'îlots de liquide a été observée à la fin de l'expérience au travers des parois du tube en verre. Il est aussi réconfortant de constater que les maxima locaux de la saturation liquide en zone diphasique correspondent à des minima locaux de la porosité.

d) Confrontation avec le modèle théorique

La comparaison de ces résultats expérimentaux avec les résultats donnés par les modèles développés au chapitre II n'est pas aisée. Nous sommes, en effet, dans une situation pour laquelle, d'une part, le milieu n'est pas totalement saturé, et d'autre part, les pertes latérales ne peuvent être négligées. Notre méconnaissance de la densité de flux de chaleur réellement imposée à la base de la couche poreuse vient ruiner tout espoir d'une validation rigoureuse des modèles.

Notre démarche a donc consisté simplement à utiliser le modèle théorique avec pertes de chaleur et à imposer une densité de flux de chaleur faisant coïncider la position théorique du front avec sa valeur expérimentale. Le coefficient d'échange, conformément à l'essai à basse température, est pris égal à $h_e = 1.2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. La comparaison des résultats est faite sur les figures IV.13 et IV.14. Elle met en évidence l'intérêt à pousser plus loin la modélisation en développant un modèle apte à prendre en compte simultanément l'effet d'une désaturation et celui des pertes de chaleur latérales.

CONFRONTATION DES RESULTATS
EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

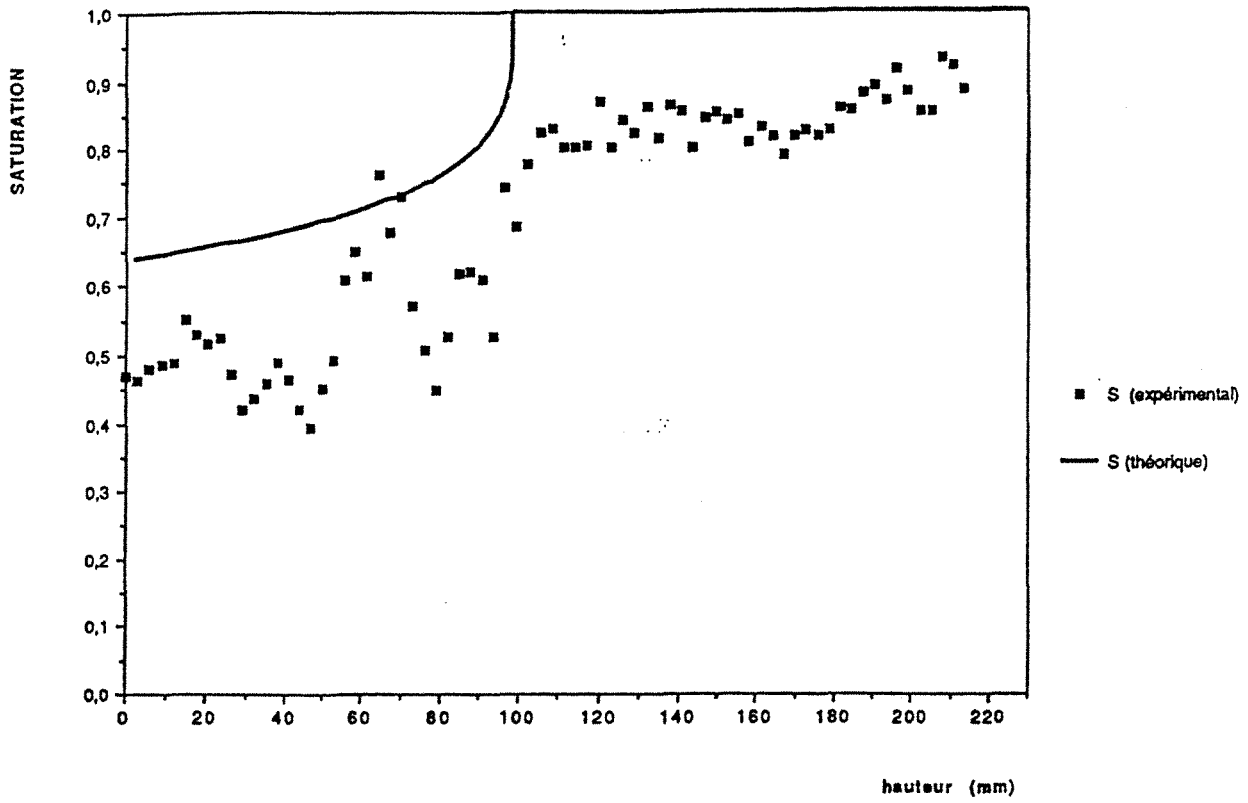


Fig. IV-13 : PROFIL DE SATURATION EN REGIME PERMANENT D'EBULLITION.

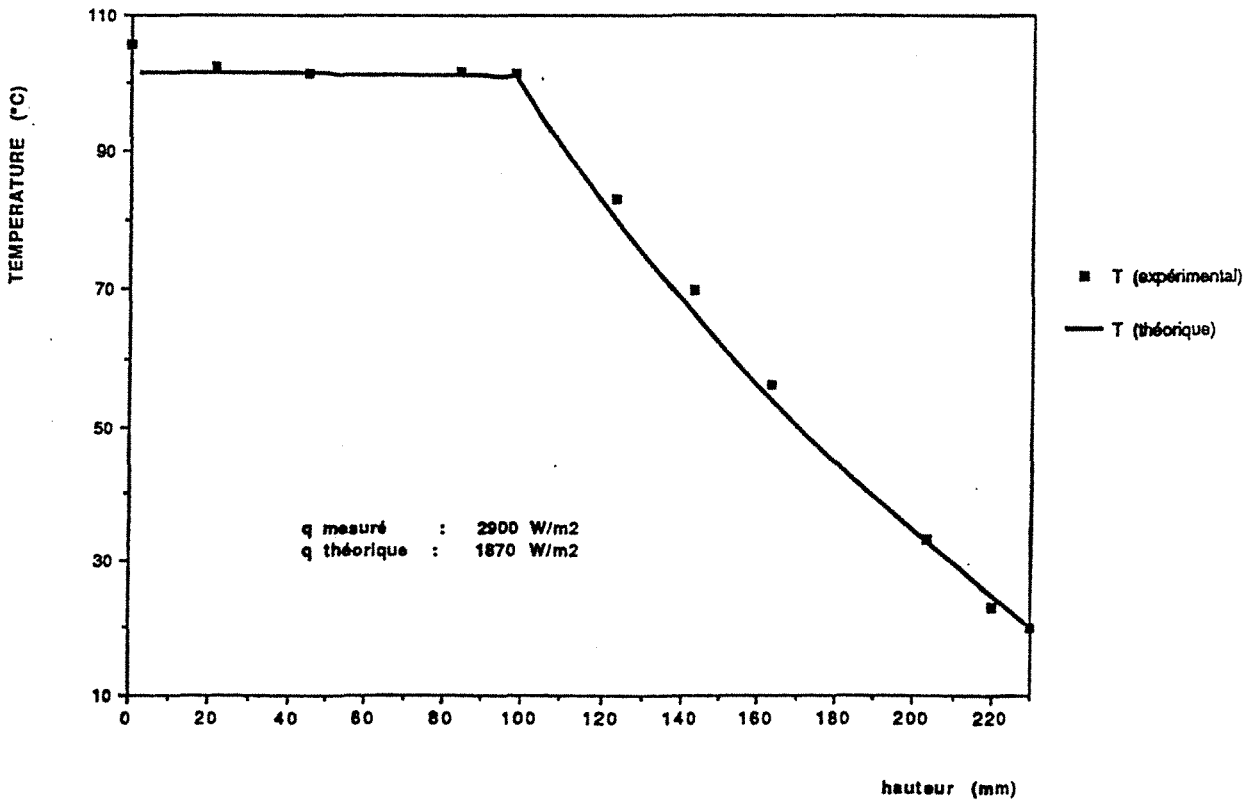


Fig. IV-14 : PROFIL DE TEMPERATURE EN REGIME PERMANENT D'EBULLITION.

III-2. Evolution transitoire

III-2.1 Essai à faible flux de chaleur

Par faible flux de chaleur nous entendons une valeur inférieure à la valeur critique $q_{c,r}$ pour laquelle apparaît la zone vapeur.

a) Conditions opératoires

Cet essai a été réalisé en utilisant l'éprouvette faite en résine époxyde. L'ensemble des conditions opératoires est précisé ci-dessous :

- hauteur de la couche poreuse : $H_0 = 230 \begin{pmatrix} -3 \\ +0 \end{pmatrix} \text{ mm}$
 - température de la face supérieure : $T_0 = 20 (\pm 0,1) ^\circ\text{C}$
 - saturation de la face supérieure : $S_0 = 1$
 - puissance dissipée dans l'élément chauffant: $P = 14,4 (\pm 0,1) \text{ W}$
 - *densité de flux de chaleur (fluxmètre) : $q_0 = 3800 (\pm 50) \text{ W.m}^{-2}$
 - *température du support de l'élément chauffant: $T_b = 125 (\pm 1) ^\circ\text{C}$
- * : (en régime permanent)

Thermocouples	position (mm)
Fluxmètre	0,0
T1	17,5
T2	43,0
T3	61,0
T4	84,0
T5	102,0
T6	119,5
T7	141,0
T8	157,0
T9	181,5
T10	206,5
T11	217,5
Cuve à eau	230,0

Position des thermocouples:

REMARQUE : L'amélioration de l'isolation dans le bloc support du dispositif a permis d'augmenter sensiblement le flux de chaleur en direction du milieu poreux comparativement à l'essai précédent.

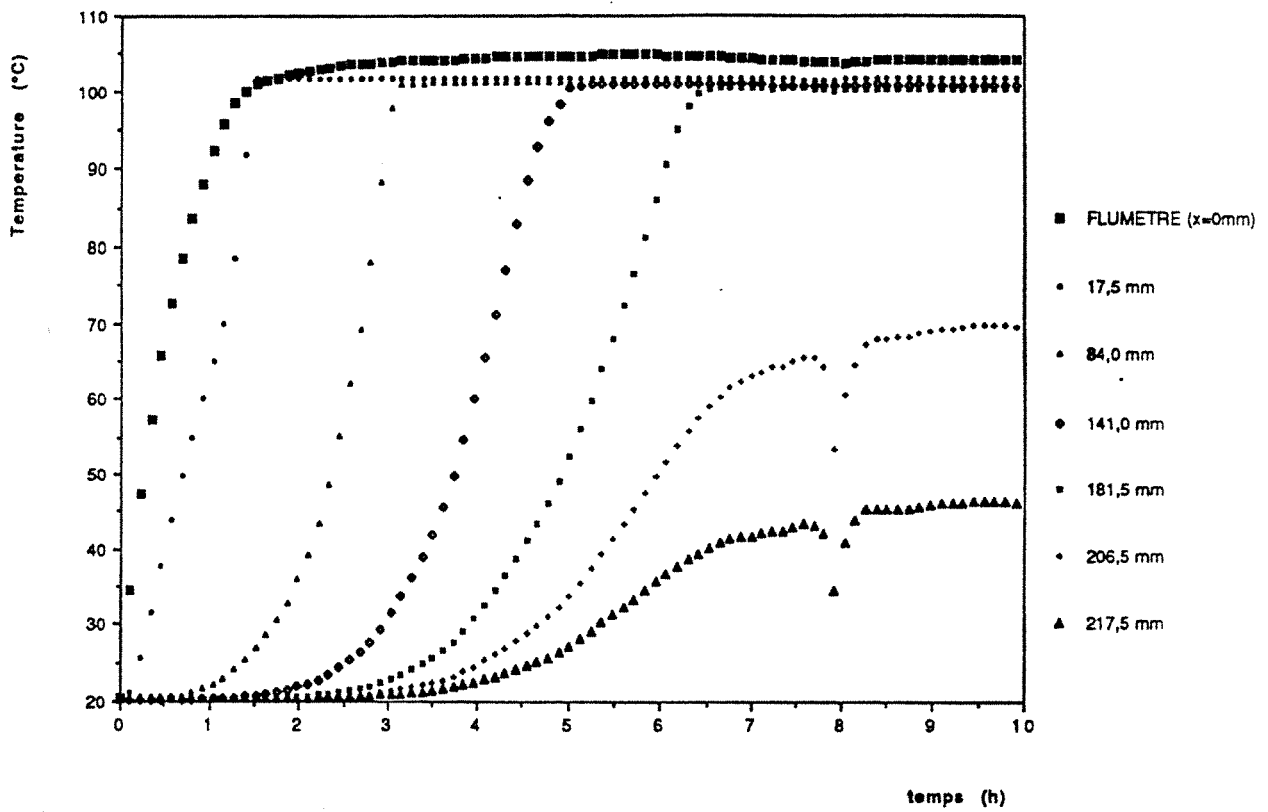


Fig. IV-15 : EVOLUTION DU CHAMP DE TEMPERATURES
AU SEIN DU MILIEU POREUX

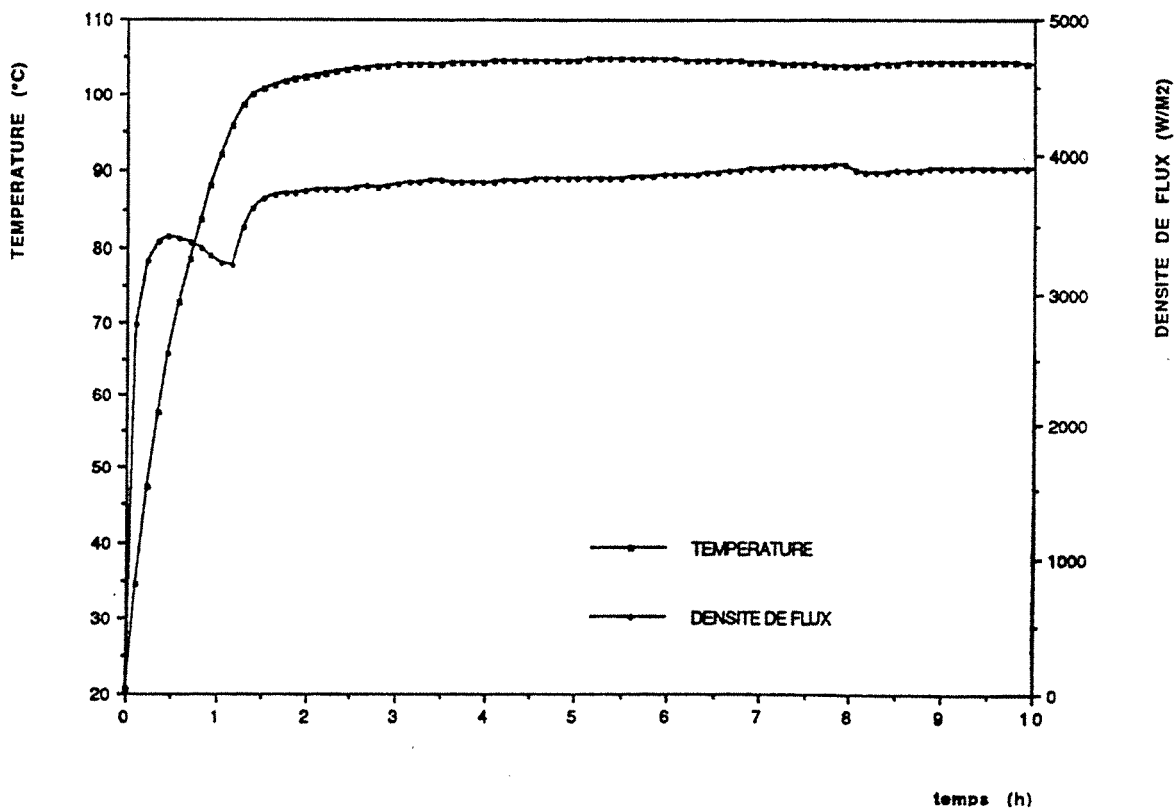


Fig. IV-16 : EVOLUTION DE LA TEMPERATURE ET DE LA
DENSITE DE FLUX DE CHALEUR AU NIVEAU
DU FLUXMETRE

b) Evolution des températures

La figure IV.15 donne les évolutions des températures relevées par 6 des 11 thermocouples disposés dans le milieu poreux. Les mesures faites par le fluxmètre sont reportées à titre indicatif sur la figure IV.16.

Nous observons, sur le tracé IV.15, après une première phase de mise en régime (environ 1 heure), l'apparition de la zone diphasique puis son développement jusqu'à l'équilibre (environ 10 heures). Quant à la figure IV.16, elle montre comment la condition en densité de flux de chaleur à la base du dispositif n'est pas rigoureusement vérifiée au début de l'essai (0 - 2 heures).

c) Profils de température et position du front

Il est préférable, pour la compréhension des phénomènes thermiques, de tracer les profils de température pris à différents instants de l'expérience (figure IV.17). Nous différencions nettement de cette façon la zone diphasique (quasi isotherme) de la zone liquide (à gradient de température élevé).

La courbure des profils peut se justifier à partir du calcul du temps de référence construit sur la zone liquide pour un nombre de Fourier égal à 1. Ainsi en début d'essai, lorsque le milieu poreux est entièrement saturé d'eau, ce temps de référence vaut environ 40 heures ; il n'est plus que d'1 h 05 mn lorsque l'épaisseur de la zone liquide est égale à 38 mm (position d'équilibre du front).

La figure IV.18 présente l'évolution de la position du front dans la couche poreuse. Les points de mesure correspondent au passage du front au niveau des différents thermocouples. Le dernier point de mesure, au temps le plus éloigné de l'instant initial, est construit par extrapolation sur le profil d'équilibre.

Ces deux tracés (Fig. IV.17 et IV.18) sont les analogues des courbes III.16 et III.11, obtenues à partir de simulations numériques. Les conditions expérimentales ne permettent pas, une fois encore, de donner une validation rigoureuse du modèle théorique. Néanmoins, la comparaison de ces résultats théoriques et expérimentaux ne révèle pas d'incohérences majeures.

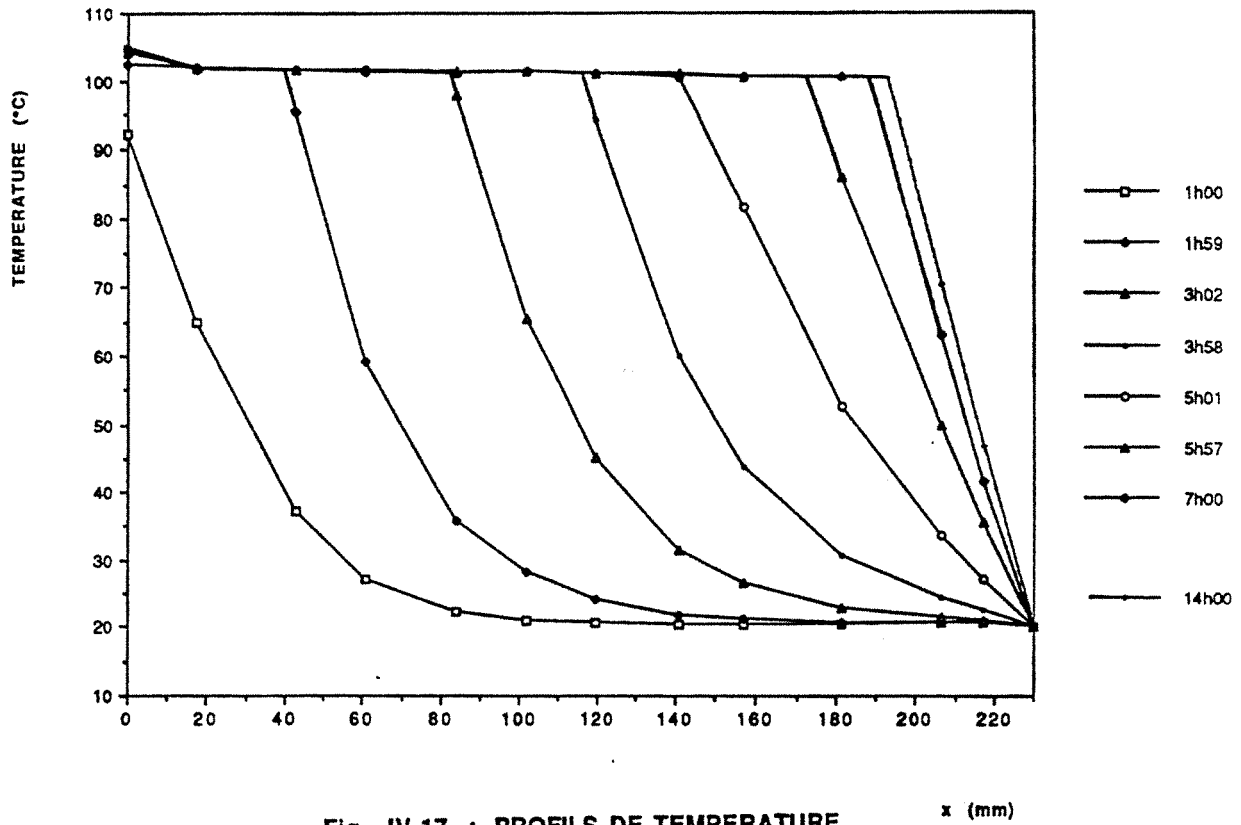


Fig. IV-17 : PROFILS DE TEMPERATURE A DIFFERENTS INSTANTS

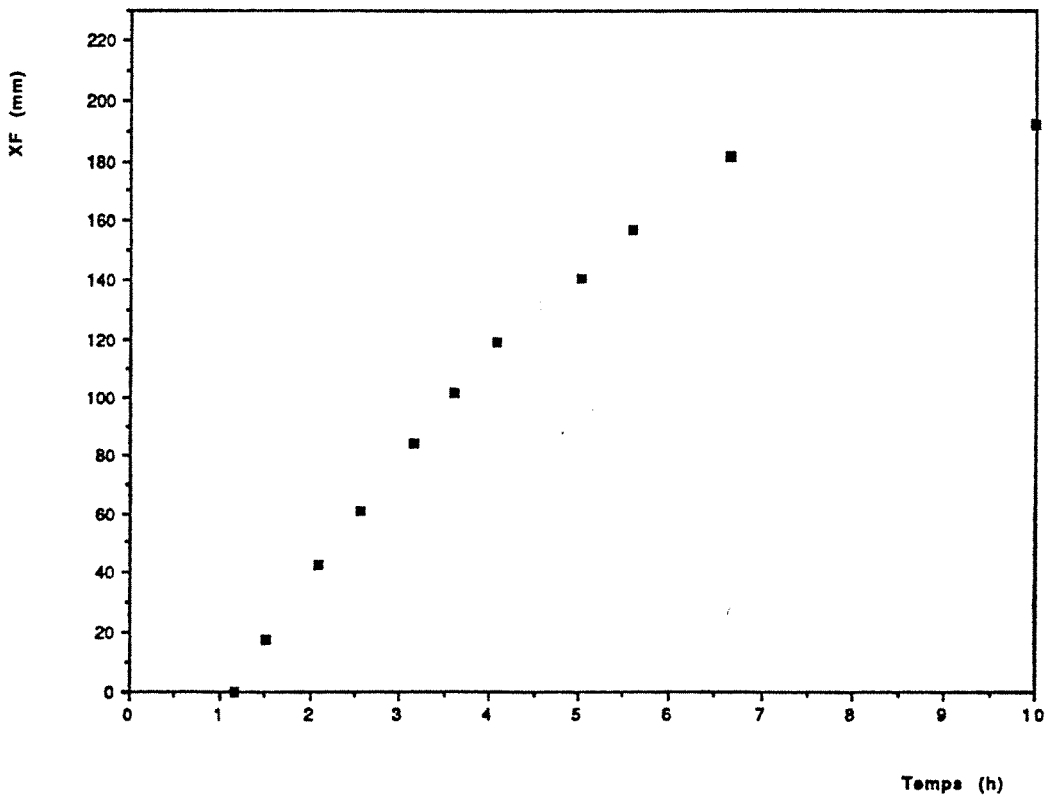


Fig. IV-18 : EVOLUTION DE LA POSITION DU FRONT

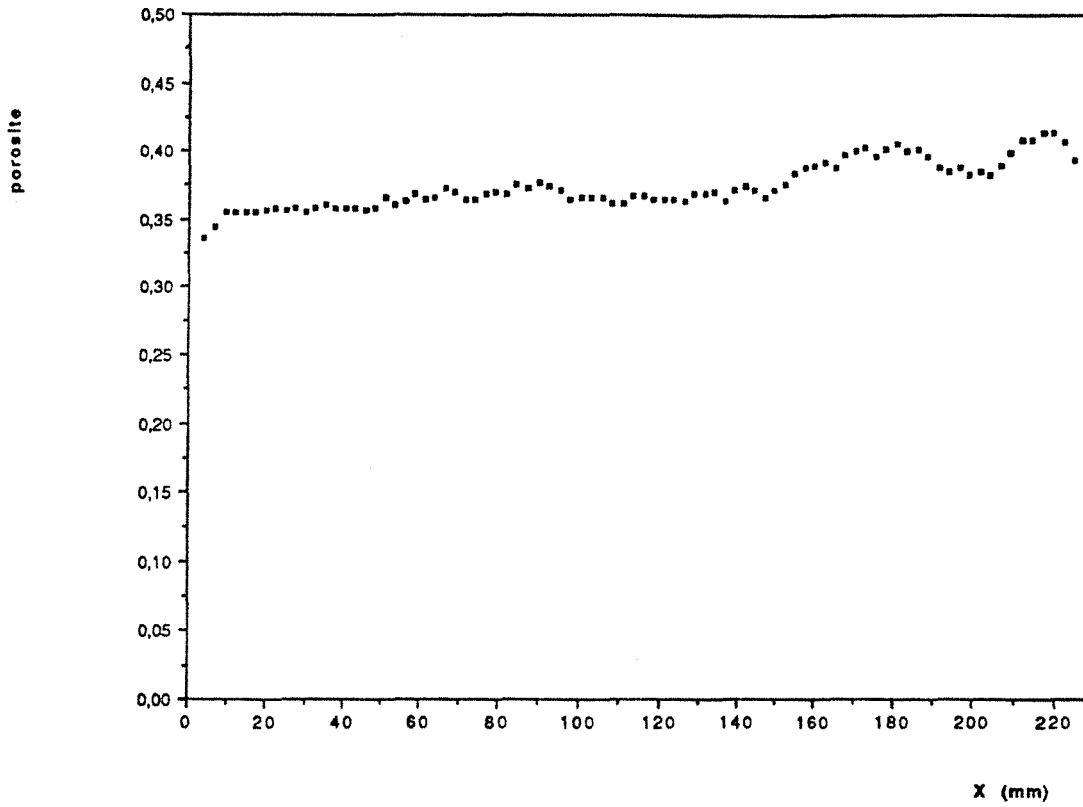


Fig. IV-19 : PROFIL DE POROSITE

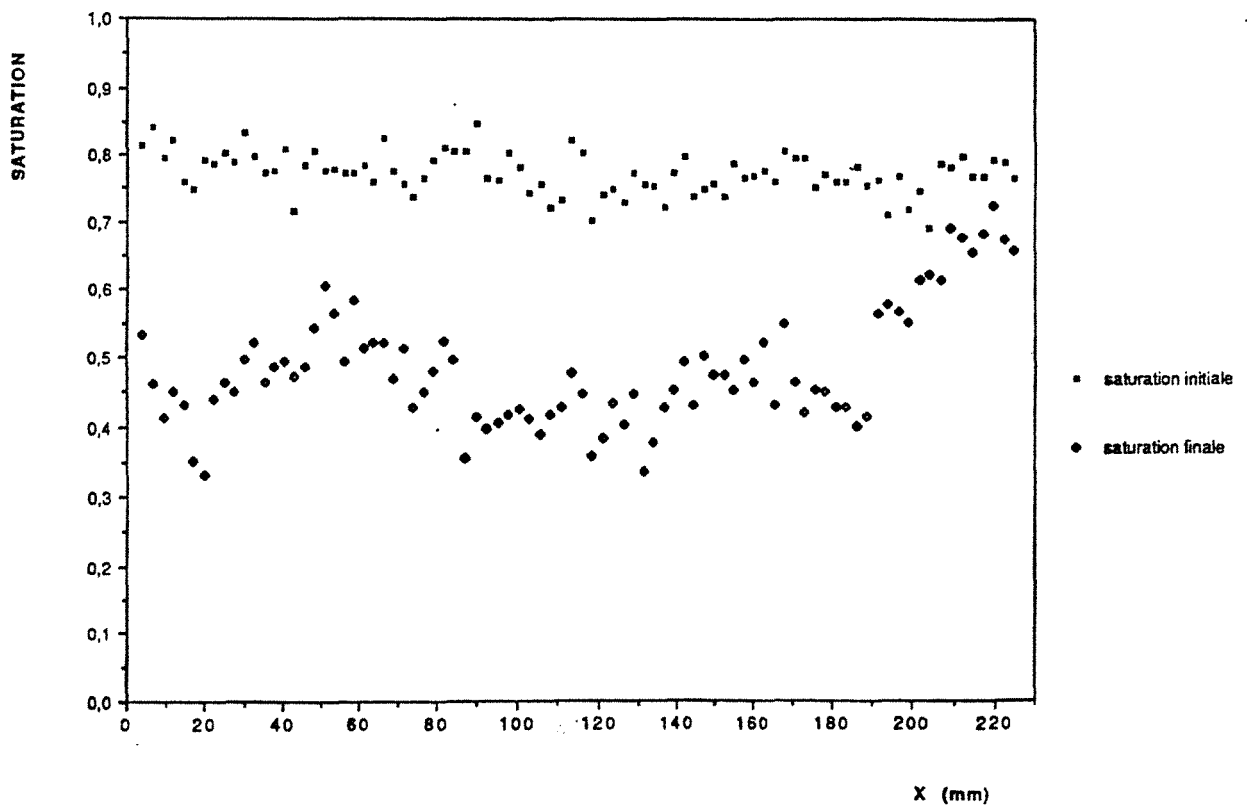


Fig. IV-20 : PROFILS DE SATURATION APRES IMBIBITION ET EN REGIME PERMANENT D'EBULLITION

EVOLUTION DES TEMPERATURES EN ZONE DIPHASIQUE

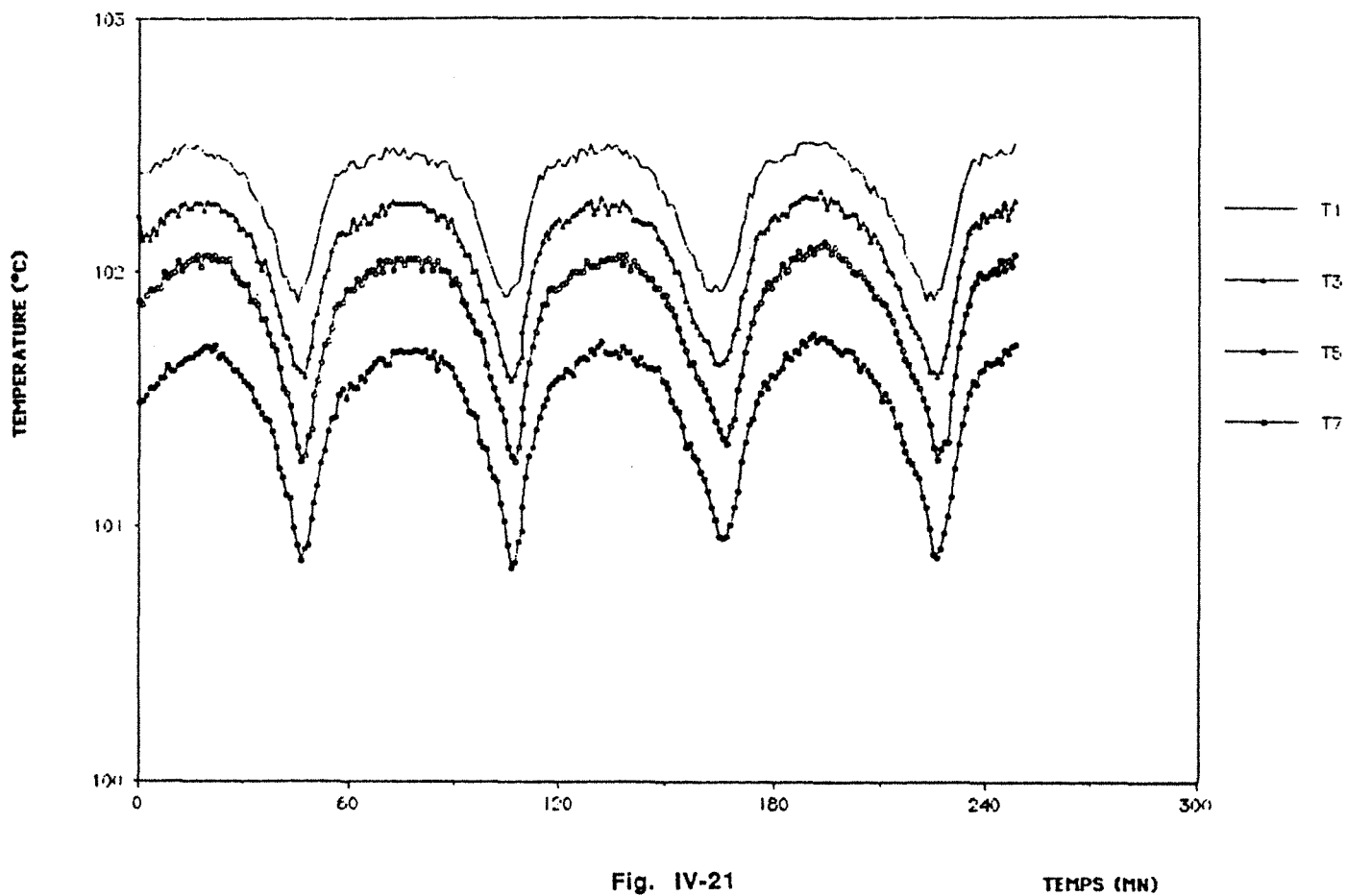


Fig. IV-21

TEMPS (MN)

EVOLUTION DES TEMPERATURES EN ZONE LIQUIDE

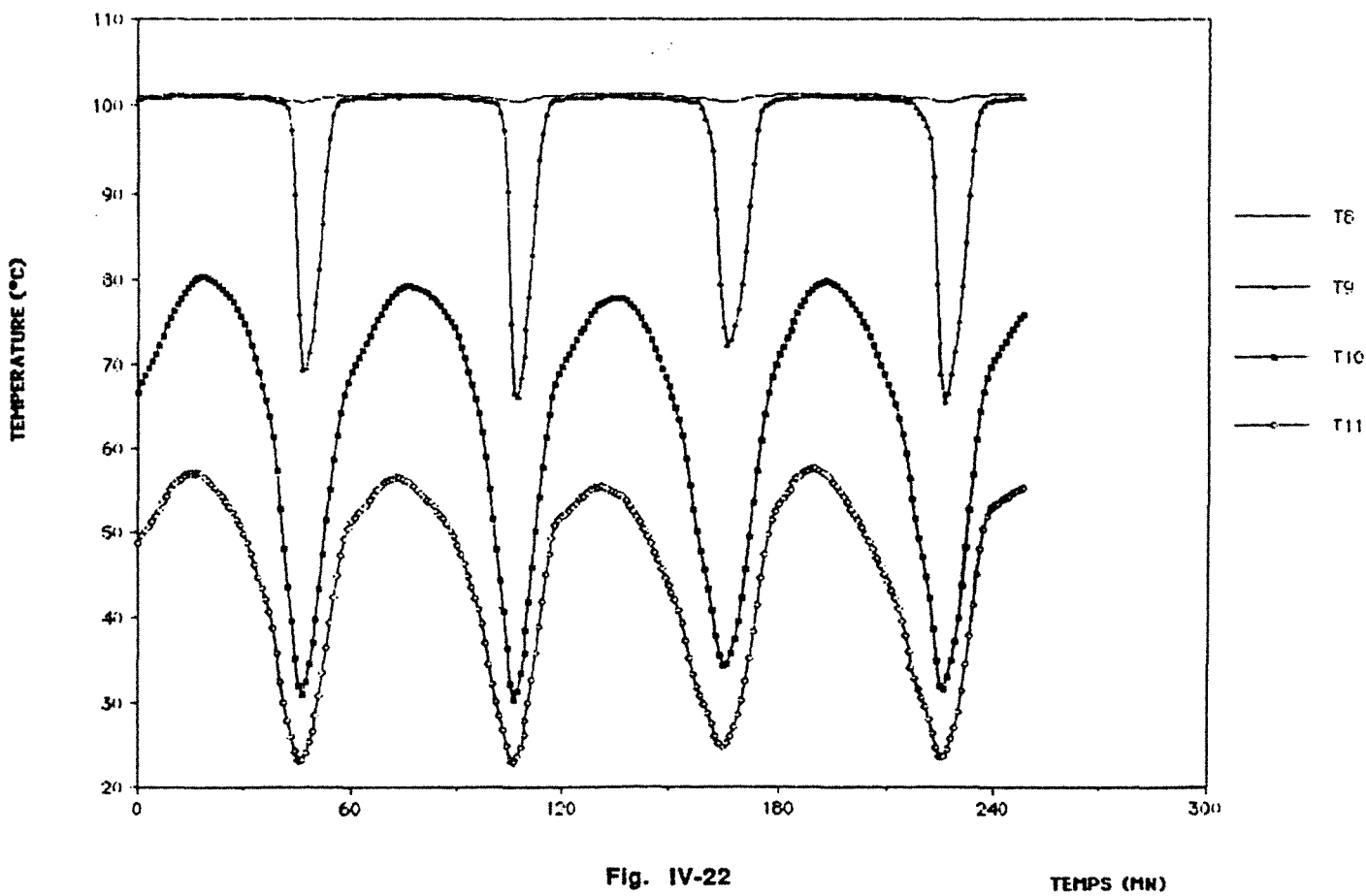


Fig. IV-22

TEMPS (MN)

d) Mesures gammamétriques

Nous terminons cette présentation de l'essai transitoire à faible flux de chaleur par le tracé, à l'équilibre, des profils de porosité (Fig. IV.19) et de saturation (Fig. IV.20). De telles courbes ont été analysées au paragraphe III-1. de ce chapitre ; elles ne feront pas l'objet, par conséquent, d'une discussion supplémentaire.

III-2.2 Essai à flux de chaleur élevé : observation d'instabilités oscillatoires

a) Conditions opératoires

A partir de l'essai précédent, nous avons augmenté la puissance dissipée dans l'élément chauffant. Elle a été fixée à $P = 23,5$ W. Les autres conditions, n'ont pas été modifiées. La température de la bobine chauffante est voisine de 197°C et la température de la plaque chaude (fluxmètre) est de $188 (\pm 1)^{\circ}\text{C}$, laissant présager l'existence d'une zone vapeur de faible épaisseur.

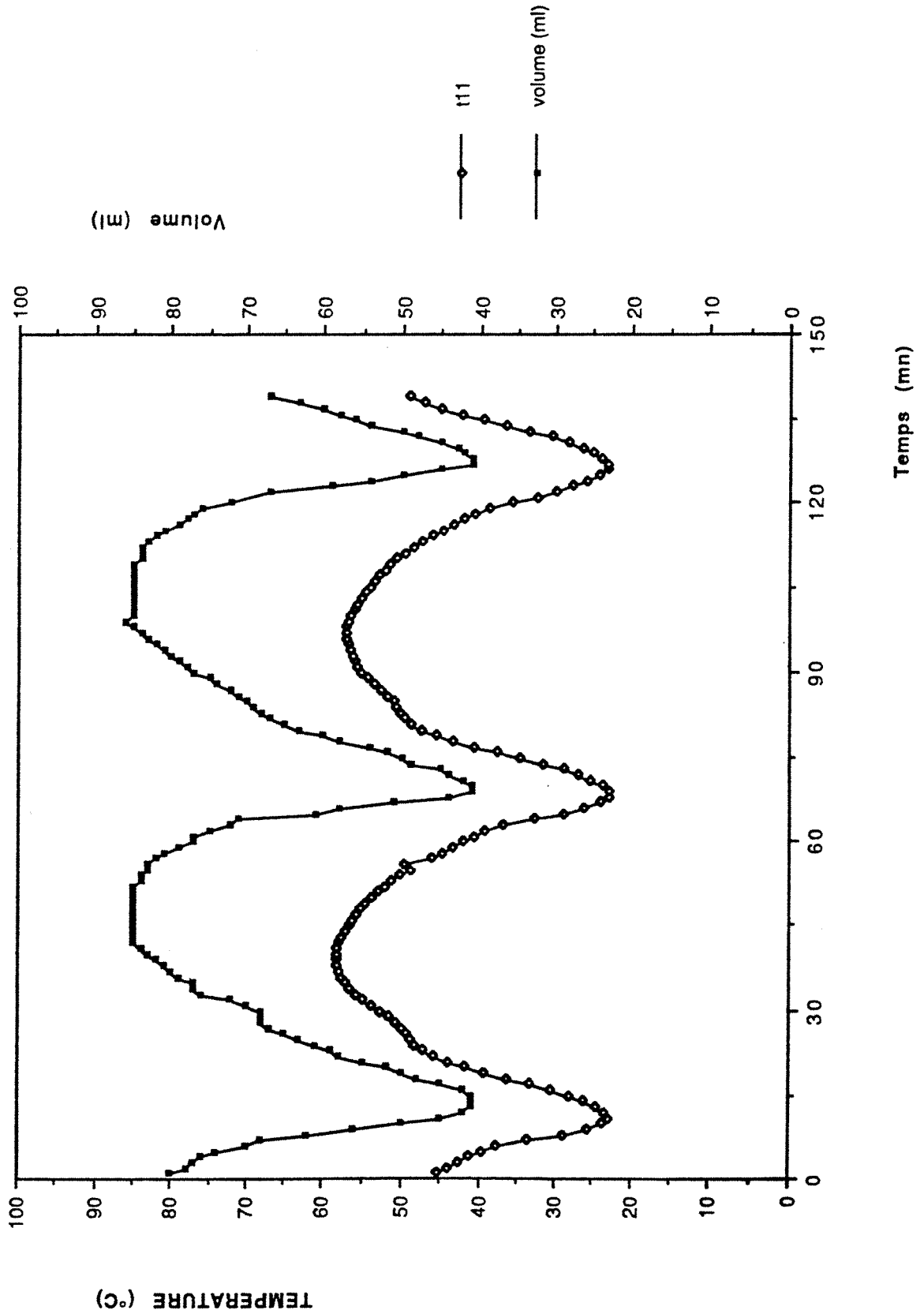
NOTA : Nous ne pouvons donner une valeur de la mesure de la densité de flux de chaleur car, dans cette expérience, le dépassement de la limite d'utilisation du thermoélément ($\sim 115^{\circ}\text{C}$) a provoqué sa détérioration par diffusion des semi-conducteurs qui le constituent.

b) Observations d'un phénomène oscillatoire

Nous avons reporté sur les figures IV.21 et IV.22 les enregistrements, dans le temps, des températures mesurées en zone diphasique d'une part, en zone liquide d'autre part. Le tracé de ces courbes révèle un phénomène d'oscillations de période égale à 1 heure. Ce processus instationnaire paraît être identique à celui observé par BAU et TORRANCE [15]. L'amplitude des oscillations thermiques est très grande dans la zone liquide, avec, semble-t-il, un maximum au voisinage du thermocouple T10 situé à $x = 206,5$ mm ($\Delta T \approx 50^{\circ}\text{C}$). Ces oscillations sont toutes en phase dans le milieu poreux mais présentent un décalage de l'ordre de $\frac{\pi}{2}$ avec les variations de température de la plaque chaude (fluxmètre).

Fig. IV-23 : ECHANGES MASSIQUES AVEC L'EXTERIEUR :

- EVOLUTION DU VOLUME D'EAU EXPULSE DU MILIEU
- EVOLUTION D'UNE TEMPERATURE EN ZONE LIQUIDE



Du reste, nous observons sur la mesure effectuée par le thermocouple T9 situé à $x = 181,5$ mm, le passage du front puis son retrait. Ce comportement n'est pas retrouvé pour les deux thermocouples voisins :

- le thermocouple T10 (en $x = 206,5$ mm) se situe toujours en zone liquide,
- le thermocouple T8 (en $x = 157$ mm) se situe toujours en zone diphasique.

Les oscillations de la position du front sont donc limitées à une faible épaisseur de la couche poreuse (au maximum 49,5 mm).

c) Echanges massiques avec l'extérieur

Nous avons observé, durant cette expérience, un échange massique de liquide au travers de la surface supérieure de la couche poreuse se traduisant, tantôt par des phases d'expulsion de l'eau du milieu poreux (geysers), tantôt par des phases d'aspiration. Nous avons mesuré les quantités d'eau concernées par ces phénomènes en remplaçant le niveau constant par une éprouvette graduée. La quantité d'eau admise initialement dans le milieu poreux est égale à 172 ml. Nous avons reporté sur la figure IV.23 les variations dans le temps, de la quantité d'eau expulsée hors du milieu poreux. Ces variations, de même nature que celles observées pour les températures, ont une amplitude de 45 ml et oscillent autour d'une position moyenne égale à 63 ml.

Nous pouvons déduire de ces observations quelques conclusions concernant ce phénomène. L'analyse des mesures thermiques et volumiques effectuées précédemment nous conduit à penser que le front se déplace verticalement selon un mouvement oscillatoire dans le milieu poreux. Les quantités de liquide mises en jeu montrent aussi que la zone diphasique subit successivement des phases de désaturation lorsque le front progresse vers le haut de l'éprouvette, et des phases de resaturation lorsque le front recule. Cette description est confirmée par le tracé, à différents instants, du profil de température (Fig. IV.24). La courbure de ces profils dans la zone liquide rend compte de l'effet convectif résultant des phases d'expulsion et d'aspiration :

- phase d'expulsion avec convection dans le sens ascendant de liquide chaud en zone liquide (Fig. IV.24 a et f),
- phase d'aspiration avec convection dans le sens descendant de liquide froid en zone liquide (Fig. IV.24 d).

Fig. IV-24-a
PROFIL DE TEMPERATURE A L'INSTANT T_0

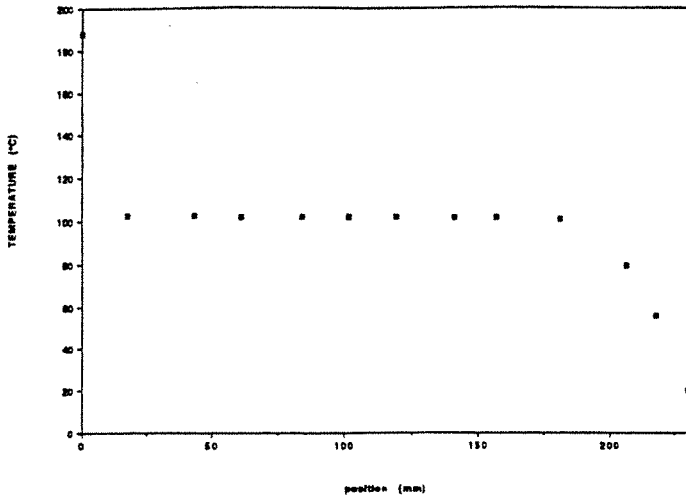


Fig. IV-24-b
PROFIL DE TEMPERATURE A L'INSTANT $T_0 + 10$ mn

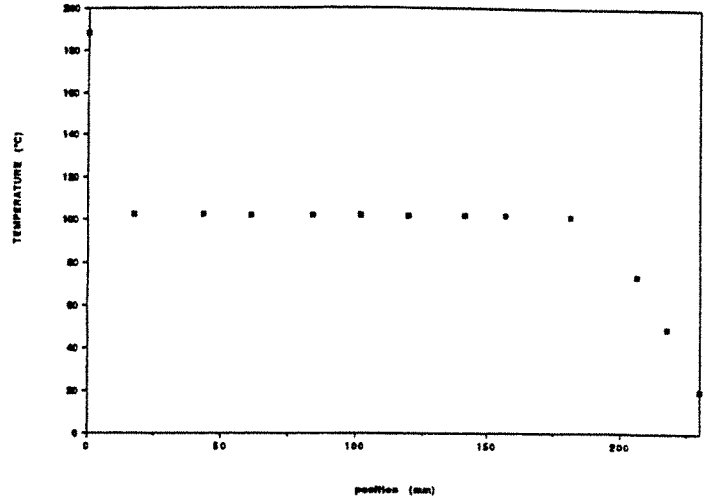


Fig. IV-24-c
PROFIL DE TEMPERATURE A L'INSTANT $T_0 + 20$ mn

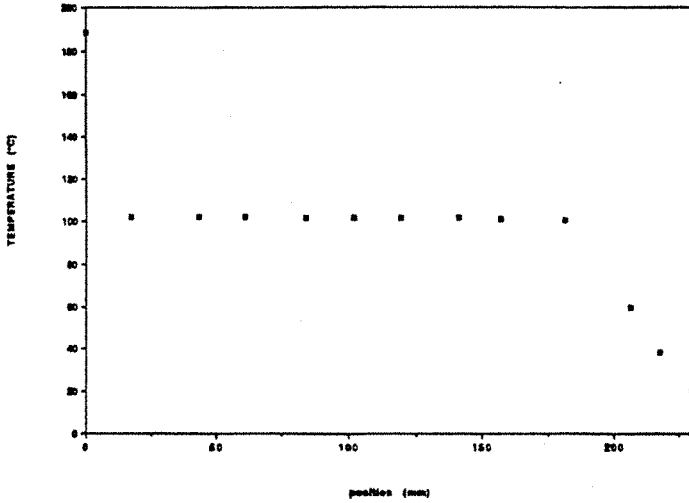


Fig. IV-24-d
PROFIL DE TEMPERATURE A L'INSTANT $T_0 + 30$ mn

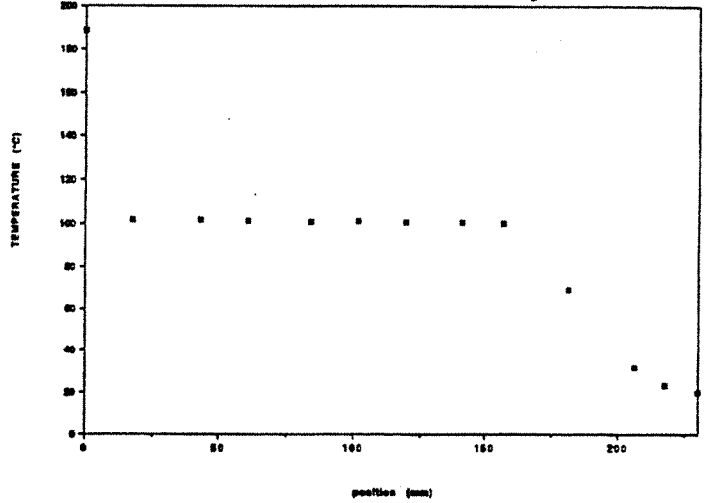


Fig. IV-24-e
PROFIL DE TEMPERATURE A L'INSTANT $T_0 + 40$ mn

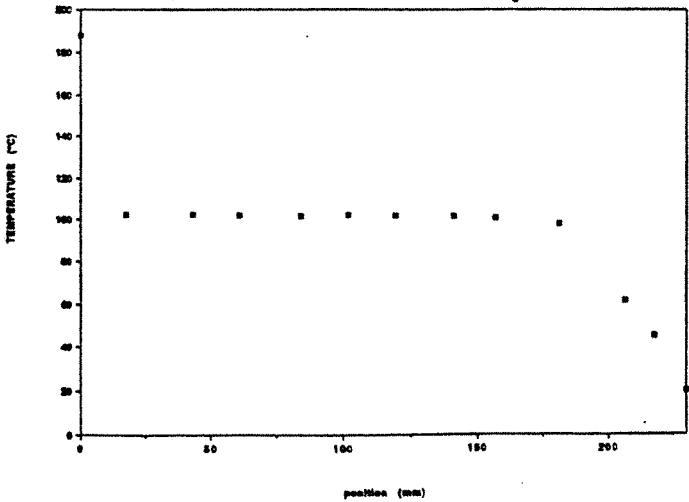
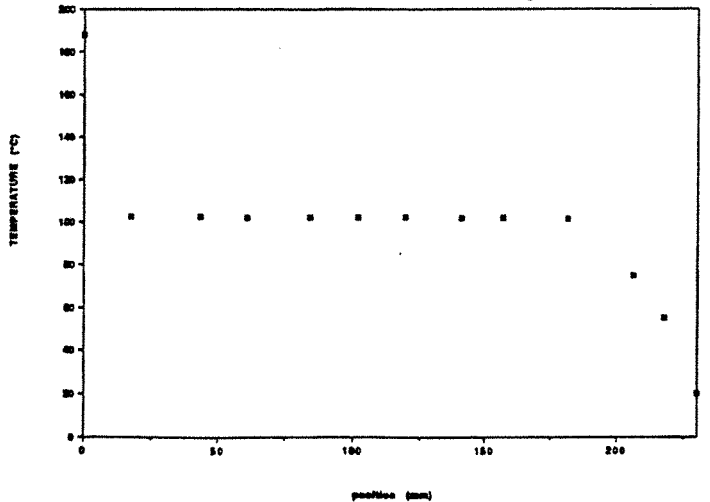


Fig. IV-24-f
PROFIL DE TEMPERATURE A L'INSTANT $T_0 + 50$ mn



III-2.3 Conditions théoriques d'apparition du régime instationnaire

Partant de l'hypothèse selon laquelle ces mouvements oscillatoires trouvent leur origine dans l'instabilité thermique de la zone liquide, nous en avons examiné les critères d'apparition. Notre analyse de stabilité diffère de celle faite très récemment par RAMESH et TORRANCE [32,33], lesquels attribuent ces phénomènes à une instabilité gravitationnelle bidimensionnelle de la région liquide. Leur analyse ne nous semble guère convaincante, du moins pour expliquer le phénomène que nous observons, caractérisé davantage par un déplacement global du front que par sa déformation.

Dans notre analyse simplifiée, nous ne retenons que l'équation du transfert thermique en zone liquide (III.48) :

$$(\rho C)_{sl} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{sl} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \rho_l C_{pl} v_l \frac{\partial T}{\partial x}$$

Plutôt que de traiter rigoureusement les transferts en zone diphasique, nous allons simplement supposer qu'au voisinage de l'équilibre, le rapport de la vitesse du liquide sur la vitesse du front est égal à α , soit:

$$v_l = \alpha \dot{X}$$

Remarque : En toute rigueur, v_l est obtenu par l'équation de conservation de la masse au niveau du front, c'est à dire d'après (III.43) et en négligeant la quantité d'eau contenue sous forme vapeur :

$$v_l = \epsilon \left(\dot{X} + \frac{d}{dt} \int_0^X S dx \right)$$

Nous nous plaçons d'abord dans le cas où il n'existe pas de zone saturée de vapeur. Nous supposons, de plus, que la zone diphasique "fonctionne" en régime permanent ; S ne dépend alors que de la variable x, de sorte que :

$$\frac{d}{dt} \int_0^X S dx = S[x = 0] \dot{X}$$

et par conséquent : $\alpha = \epsilon(1 - S[x = 0])$

Si une zone vapeur apparaît, les mêmes hypothèses conduisent à :

$$\alpha = \epsilon$$

Nous effectuons classiquement le changement de variable $z = \frac{H_0 - x}{H_0 - X}$ sur l'équation de l'énergie de façon à transformer le domaine physique variable en un domaine fixe :

$$(\rho C)_{sl} (H_0 - X)^2 \frac{\partial T}{\partial t} + \dot{X} [(\rho C)_{sl} z - \alpha \rho_l C_{pl}] (H_0 - X) \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda_{sl} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

avec comme conditions aux limites (simplifiées) :

$$\begin{aligned} z = 0 & \quad T = T_0 \\ z = 1 & \quad T = T_{eb} \\ & \quad \frac{\lambda_{sl}}{H_0 - X} \frac{\partial T}{\partial z} = q_0 \end{aligned}$$

L'étude de stabilité consiste alors à rechercher des solutions sous la forme :

$$\begin{aligned} T &= T_{eq} + \tilde{T} \\ X &= X_{eq} + \tilde{X} \\ \dot{X} &= \tilde{\dot{X}} = \tilde{X} \end{aligned}$$

où T_{eq} et X_{eq} sont les solutions d'équilibre du système et \tilde{T} , \tilde{X} et $\tilde{\dot{X}}$ les perturbations autour de cette position d'équilibre;

Après linéarisation du système et mise sous forme adimensionnelle, nous obtenons le système d'équations satisfait par les perturbations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{T}^*}{\partial t^*} + \tilde{X}^* (z - C) = \frac{\partial^2 \tilde{T}^*}{\partial z^2} \\ \text{en } z=0 \quad \tilde{T}^* = 0 \\ \text{en } z=1 \quad \tilde{T}^* = 0 \\ \frac{\partial \tilde{T}^*}{\partial z} = - \tilde{X}^* \end{array} \right.$$

avec :

$$C = \frac{\rho_l C_{pl}}{(\rho C)_{sl}} \alpha$$

La recherche de solutions de la forme
$$\begin{cases} T^* = f(z) \exp(\omega t) \\ X^* = K_3 \exp(\omega t) \end{cases}$$

conduit au critère de stabilité suivant (cf. annexe au chapitre 4):

$$\text{LE FRONT EST INSTABLE POUR : } C > \frac{ch\pi}{1 + ch\pi} \approx 0.92$$

Ce calcul démontre à l'évidence qu'une instabilité du front est envisageable. Toutefois l'hypothèse simpliste d'un fonctionnement permanent de la zone non saturée conduit à une valeur maximale de C (obtenue naturellement pour $S[x=0] = 0$) de l'ordre de 0.6 ne satisfaisant donc pas au critère proposé.

Le calcul numérique, limité à l'existence de la seule zone diphasique, ne fait pas non plus apparaître d'oscillations. Toutefois, on remarque que dans le cas du flux le plus élevé

(Fig. III-14), le rapport $\alpha = \frac{v_l}{\dot{X}}$ est beaucoup plus grand que ne le laisse prévoir l'analyse simplifiée du fonctionnement en régime permanent de la zone diphasique.

III-2.4 Tentative d'explication du mécanisme d'instabilité thermoconvective

Les observations expérimentales ainsi que l'étude simplifiée de stabilité nous permettent de proposer le mécanisme suivant :

Si la vitesse du liquide en zone liquide est suffisamment élevée, la convection ascendante de liquide chaud y joue un rôle important. Elle entraîne alors un effet de "retard" des mécanismes de condensation ce qui explique que le front puisse s'élever au-delà de la position d'équilibre donnée par le régime permanent d'ébullition.

Lorsque l'épaisseur de la zone liquide devient très mince, la condensation de la vapeur dans la partie supérieure de la zone diphasique s'accélère. Il en résulte un ralentissement puis une inversion de l'effet convectif afin de ramener le système vers sa position d'équilibre.

Mais l'admission de liquide froid, à température T_0 , au sommet de la couche poreuse va favoriser les mécanismes de condensation en zone diphasique et permettre au front de

descendre en-deçà de sa position d'équilibre. La zone diphasique diminue alors en épaisseur et se resature partiellement.

Peu à peu l'influence convective du liquide froid qui descend en zone liquide, s'estompe tandis que la vaporisation en zone diphasique s'intensifie. De nouveau le mécanisme s'inverse et la zone caloduc diphasique se déploie en expulsant du liquide chaud au travers de la zone liquide. La situation présente et alors identique à la situation de départ et le phénomène est donc cyclique.

Par ailleurs, l'étude de stabilité tend à prouver que la position d'équilibre peut être instable et que, par conséquent, le système peut évoluer vers cette configuration.

IV - CONCLUSION

Au cours de cette étude expérimentale, nous avons réalisé par gammamétrie des mesures locales de teneur en eau, au sein du milieu poreux en ébullition. Cette technique originale a permis de vérifier la présence des zones liquide et diphasique. Aussi légitime-t-elle les modèles s'appuyant sur la distinction de ces deux régions [15,20] ainsi que ceux qui ont pu être développés dans les deux chapitres précédents. En outre, la mesure du champ de température, simultanément aux mesures de teneur en eau, présente d'un point de vue fondamental un grand intérêt, puisqu'elle donne une description complète de l'état du système. Enfin, nous avons observé, pour des densités de flux de chaleur élevées, des oscillations du champ de température. Un début d'explication de ce phénomène a été donné par une analyse de la stabilité thermique de la couche supérieure saturée de liquide.

CONCLUSIONS GENERALES

Au terme de cette étude qui a abordé successivement les aspects théoriques puis expérimentaux de l'ébullition en milieu capillaire, nous voudrions en récapituler les points forts en insistant sur la démarche suivie.

Nous avons d'abord analysé les mécanismes d'ébullition sous leur aspect le plus simple et le mieux développé d'un point de vue scientifique, c'est à dire : l'étude du régime permanent.

Partant des modèles existants, nous avons élaboré progressivement une analyse des phénomènes en examinant l'effet de la conductivité thermique, puis des pertes latérales de chaleur et enfin des gaz incondensables.

Forts de cette première approche, nous nous sommes attachés à résoudre un problème beaucoup plus délicat : le régime transitoire. Rapidement, nous nous sommes heurtés à deux difficultés : d'une part la forte non-linéarité de certains mécanismes de transfert, d'autre part le caractère mobile du front. Par le choix d'une méthode adaptée (à flux conservatif et liant la discrétisation à la position du front), nous avons pu donner une modélisation théorique du régime transitoire d'ébullition en milieu poreux. Cette description donne notamment la progression du front dans le milieu jusqu'à sa position d'équilibre indiquée par le modèle permanent. La comparaison des résultats numériques obtenus à partir des différents modèles a permis de justifier à posteriori le choix de la méthode utilisée pour le traitement du transfert de masse au niveau du front.

Les résultats expérimentaux concernant ce sujet étant peu nombreux et limités exclusivement à des descriptions en régime permanent, nous avons jugé utile de réaliser un dispositif adapté à l'étude expérimentale de l'ébullition en milieu poreux. La présentation des résultats expérimentaux ne reflète sans doute pas les nombreuses difficultés auxquelles nous fûmes confrontés : la concomitance des contraintes imposées par la mesure gammamétrique des teneurs en eau, par l'obtention de températures élevées, et par des conditions unidirectionnelles, apparut comme une véritable gageure. Cependant, en dépit des difficultés rencontrées, nous avons pu obtenir des mesures simultanées de température et de saturation à l'intérieur du milieu en ébullition.

La comparaison entre la théorie et l'expérimentation s'est avérée satisfaisante.

Enfin, nous avons observé un phénomène instationnaire de grande amplitude dans l'espace et le temps, se traduisant par des phases d'expulsion de liquide hors du massif, puis des phases d'aspiration. Ce phénomène apparaît tout à fait crucial en regard des domaines d'application cités au premier chapitre, puisqu'il perturbe totalement l'équilibre thermique et massique pouvant être calculé à partir d'un modèle permanent.

Une suite à donner à ces travaux pourrait concerner aussi bien l'aspect théorique que l'aspect expérimental :

- Le traitement de la zone vapeur, du point de vue de la modélisation numérique, devrait permettre de préciser la nature des phénomènes instationnaires observés expérimentalement. Ce prolongement ne semble pas poser de difficultés majeures.

- En revanche, l'analyse de la stabilité prenant en compte à la fois la zone liquide et la zone diphasique, voire la zone vapeur, est assurément, un exercice d'une grande complexité.

- Par ailleurs, des expériences complémentaires devront être menées afin de cerner de façon plus large les différentes formes prises par le régime instationnaire, ainsi que ses conditions d'apparition. Ces expérimentations devraient également prendre en compte l'aspect structurel du milieu. Notre étude a mis en oeuvre un milieu constitué par un empilement de billes de verre; cette structure ne s'est pas révélée aussi simplificatrice qu'on aurait pu le supposer initialement, compte tenu, par exemple, de la présence d'îlots liquides. Il reste néanmoins nécessaire d'étendre l'analyse à d'autres milieux plus complexes dans leur composition.

De telles études auraient le mérite de cerner mieux encore, les conséquences des phénomènes thermiques transitoires.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] S. WHITAKER
Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media : a theory of drying. *Advances in Heat Transfer, Vol 13, pp 119-203, Academic Press, New York - (1977).*
- [2] C. MOYNE
Transferts couplés chaleur-masse lors du séchage : prise en compte du mouvement de la phase gazeuse.
Thèse d'Etat, Institut National Polytechnique de Lorraine - (sept.1987).
- [3] C. MOYNE, D. STEMMELEN, A. DEGIOVANNI
Séchage dissymétrique de matériaux poreux à haute - température. Analyse théorique et expérience. *Entropie N° 141 - (1988).*
- [4] A. HOCINE
Etude expérimentale du séchage par contact sous vide de matériaux poreux simples. *Thèse de Docteur 3ème cycle, I.N.P.L., NANCY,(1985).*
- [5] C. BASILICO
Le séchage convectif à haute température du bois massif. Etude des mécanismes de transfert de chaleur et de masse. *Thèse de Doctorat d'Etat, I.N.P.L., (1984).*
- [6] C. BASILICO, M. MARTIN
Approche expérimentale des mécanismes de transfert au cours du séchage convectif à haute température d'un bois résineux. *Int. J. Heat Mass Transfer - Vol 27- pp 657-668, (1984).*
- [7] P. PERRE
Le séchage convectif de bois résineux. Choix, Validation et Utilisation d'un Modèle. *Thèse de Docteur de l'Université de PARIS 7. (1987).*
- [8] J.K. FERRELL, J. ALLEAVITCH
Vaporization heat transfer in capillary with structures. *Chem. Engng. Prog. Symp. Ser. N° 102 - 66 - pp 82 -91. (1970).*
- [9] K. KAR, A DYBBS
Effective thermal conductivity of fully and partially saturated metal wicks. *IV Int. Heat Transfer Conference, 3, pp 91-97.(1978).*
- [10] R.L. WHITING, H.J. Jr RAMEY
Application of material energy balances to geothermal steam production *Journal of Petroleum Technology - 893-900. (1969).*
- [11] L. CASTANIER
Etude expérimentale du changement de phase par autovaporisation en milieu poreux. *Thèse de Docteur - Ingénieur. Institut National Polytechnique de TOULOUSE.(1978).*

- [12] **A. PODAIRE**
Etude des phénomènes de changement de phase par autovaporisation en milieu poreux. *Thèse de Docteur - Ingénieur. Institut National Polytechnique de TOULOUSE.* (1981).
- [13] **C.H. SONDERGELD, D.L. TURCOTTE**
An experimental study of two-phase convection in a porous medium with applications to geological problems. *J. Geophys. Res.* 82 - pp 2045-2053. (1977).
- [14] **C.H. SONDERGELD, D.L. TURCOTTE**
Flow visualization studies of two-phase thermal convection in a porous layer. *Pure Appl. Geophys.* 117, pp 321-330. (1978).
- [15] **H.H. BAU, K.E. TORRANCE**
Boiling in low - permeability porous materials. *Int. J. Heat Mass Transfer - Vol 25, N° 1, pp 45-55.* (1982).
- [16] **H.H. BAU, K.E. TORRANCE**
Low Rayleigh Number Thermal Convection in a vertical Cylinder filled with Porous Materials and heated from Below. *ASME Journal of Heat Transfer, Vol 104, pp 166-172.* (1982).
- [17] **H.H. BAU, K.E. TORRANCE**
Thermal convection and boiling in a porous medium. *Letters in Heat and Mass Transfer - Vol 9 - pp 431-441.* (1982).
- [18] **Y. OGNIWICZ, C.L. TIEN**
Porous heat pipe. *AIAA Progr. Astronaut., Aeronaut.* 70 - pp 329-345. (1980).
- [19] **K.S. UDELL**
Heat transfer in a porous media heated from above with evaporation, condensation and capillary effects. *ASME J. Heat Transfer* 105, pp 485-492. (1983).
- [20] **K.S. UDELL**
Heat transfer in a porous media considering phase change and capillary - The heat pipe effects. *Int. J. Heat Mass Transfer. - Vol. 28 , N° 2, pp 485-495.* (1985).
- [21] **Y.K. CHUAH, V.P. CAREY**
Analysis of boiling heat transfer and two-phase flow in porous media with non-uniform porosity. *Int. J. Heat Mass Transfer. - Vol. 28 , N° 1, pp 147 -154 .* (1985).
- [22] **C. DOUGHTY, K. PRUESS**
A semianalytical solution for heat-pipe effects near high-level nuclear waste packages buried in partially saturated geological media. *Int. J. Heat Mass Transfer. - Vol. 31, N° 1, pp 79-90.* (1988).
- [23] **S. AZIZI, C. MOYNE et A. DEGIOVANNI**
Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique des milieux poreux humides. - 1. Expérimentation. *Int. J. Heat Mass Transfer. - Vol. 31, N° 11, pp 2305-2317.* (1988).

- [2 4] C. MOYNE, J.C. BATSALE et A. DEGIOVANNI
Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique des milieux poreux humides.- 2. Théorie. *Int. J. Heat Mass Transfer.* - Vol. 31, N° 11, pp 2319-2330. (1988).
- [2 5] M.A. COMBARNOUS, S.A. BORIES
Hydrothermal Convection in Porous Media. *Advances in Hydroscience*, Vol 10, ed. by Ven Ten Chow, Academic Press, pp 231-307. (1975)
- [2 6] S.V. PATANKAR
Numerical heat transfer and fluid flow. *Hemisphere Publishing Corporation, McGraw Hill Company.* (1980).
- [2 7] G. NOREL
Etude des milieux poreux par absorption d'un rayonnement X ou γ émis par une source radioactive. *Thèse de Doctorat ès Sciences Appliquées. Faculté des Sciences de PARIS.* (1965).
- [2 8] L.G. KING
Gamma-ray attenuation for soil-water-content measurements using Am-241. *Proc. Conf. Int. At. En. Ag. VIENNE - Istambul* (1966).
- [2 9] P.H. GROENEVELT, J.G. de SWART and J. CISLER
Water - content measurement with 60 KeV gamma - ray attenuation *Bulletin of the International Association of Scientific Hydrology XIV-2-* (6/1969).
- [3 0] G. VACHAUD
Contribution à l'étude des problèmes d'écoulement en milieux poreux non saturés. Thèse de Doctorat d'Etat. Université de GRENOBLE (1968).
- [3 1] J.F. DAIAN, F. DERRIEN
Mesure de la teneur en eau et détermination de la diffusivité hydrique de matériaux de construction au moyen de la Gammamétrie. *Journées d'études du Groupement Universitaire de Thermique.*(1984).
- [3 2] P.S. RAMESH, K.E. TORRANCE
Numerical algorithm for problems involving boiling and natural convection in porous materials. *Numerical Heat Transfer - Part B - Vol. 17 - pp 1-24* (1990).
- [3 3] P.S. RAMESH, K.E. TORRANCE
Stability of boiling in porous media. *Int. J. Heat Mass Transfer - Vol 33 - N° 9 - pp 1895-1908,* (1990).

ANNEXE au chapitre II

Expressions des coefficients K_{ij} et C_i :

$$K_{11} = \lambda + L_v \cdot \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dT} \right)_{S, P_g}$$

$$K_{12} = L_v \cdot \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dS} \right)_{T, P_g}$$

$$K_{13} = L_v \cdot \left(\frac{K \cdot K_{rg}}{\nu_g} \cdot \omega_v + \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dP_g} \right)_{T, S} \right)$$

$$K_{21} = \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dT} \right)_{S, P_g}$$

$$K_{22} = - \frac{K \cdot K_{rl}}{\nu_l} \cdot \frac{dP_c}{dS} + \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dS} \right)_{T, P_g}$$

$$K_{23} = K \cdot \left(\frac{K_{rl}}{\nu_l} + \frac{K_{rg}}{\nu_g} \cdot \omega_v \right) + \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dP_g} \right)_{T, S}$$

$$K_{31} = \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dT} \right)_{S, P_g}$$

$$K_{32} = \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dS} \right)_{T, P_g}$$

$$K_{33} = \rho_g \cdot \mathfrak{D}_v \cdot f \cdot \left(\frac{d\omega_v}{dP_g} \right)_{T, S} - (1 - \omega_v) \cdot \frac{K \cdot K_{rg}}{\nu_g}$$

$$C_1 = q_0 + L_v \cdot \frac{K \cdot K_{rg}}{\nu_g} \cdot \omega_v \cdot \rho_g \cdot g$$

$$C_2 = K \cdot \left(\frac{K_{rl}}{\nu_l} \cdot \rho_l + \frac{K_{rg}}{\nu_g} \cdot \rho_g \cdot \omega_v \right) \cdot g$$

$$C_3 = - \frac{K \cdot K_{rg}}{\nu_g} (1 - \omega_v) \cdot \rho_g \cdot g$$

ANNEXE AU CHAPITRE IIIDiscrétisation des équations du modèle transitoire

Nous donnons dans cette annexe la forme développée des équations discrétisées. Cette forme a été abordée de façon synthétique au paragraphe III.2.2 du chapitre III.

En nous conformant aux notations entrevues à la figure III.6, nous indiquons i les grandeurs relatives à la zone diphasique et j celles concernant la zone liquide. Nous notons donc Δx_i^* la distance adimensionnelle séparant deux noeuds en zone diphasique, Δx_j^* cette même grandeur pour des noeuds de la zone liquide.

Nous définissons aussi v_i^* et v_j^* les vitesses des noeuds i et j rapportées à la vitesse de référence ($v_{ref} = \frac{H_0}{t_{ref}} = \frac{D_{ref}}{H_0}$)

$$v_i^* = \frac{i - 1}{L - 1} \frac{\dot{X} H_0}{D_{ref}}$$

$$v_j^* = \frac{L + M - j}{M} \frac{\dot{X} H_0}{D_{ref}}$$

• Equation discrétisée de l'énergie en zone liquide

$$T_j^n = f_1 (T_{j-1}^{n+1}, T_j^{n+1}, T_{j+1}^{n+1})$$

(III.65)

s'écrit sous la forme développée :

$$\begin{aligned} T_j^n = & \left(- \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_j^*)^2} - \frac{Pe}{2} \frac{\Delta t^*}{\Delta x_j^*} + v_j^* \frac{\Delta t^*}{2 \Delta x_j^*} \right) T_{j-1}^{n+1} \\ & + \left(1 - \frac{2\Delta t^*}{(\Delta x_j^*)^2} \right) T_j^{n+1} \\ & + \left(- \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_j^*)^2} + \frac{Pe}{2} \frac{\Delta t^*}{\Delta x_j^*} - v_j^* \frac{\Delta t^*}{2 \Delta x_j^*} \right) T_{j+1}^{n+1} \end{aligned}$$

(III.65 bis)

• Equations discrétisées de l'énergie et de la masse en zone diphasique

énergie :

$$T_i^n = f_2 (T_{i-1}^{n+1}, T_i^{n+1}, T_{i+1}^{n+1})$$

(III.66)

$$\begin{aligned} T_i^n = & \left(\frac{-K^{i-\nu/2} \Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2 (\rho C_p)_i} + v_i^* \frac{\Delta t^*}{2 \Delta x_i^*} \right) T_{i-1}^{n+1} \\ & + \left(1 + \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \frac{K^{i-\nu/2}}{(\rho C_p)_i} \right) T_i^{n+1} \\ & + \left(\frac{-K^{i+\nu/2} \Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2 (\rho C_p)_i} - v_i^* \frac{\Delta t^*}{2 \Delta x_i^*} \right) T_{i+1}^{n+1} \end{aligned}$$

(III.66 bis)

masse :

$$S_i^n = f_3 (S_{i-1}^{n+1}, S_i^{n+1}, S_{i+1}^{n+1}, T_{i-1}^{n+1}, T_i^{n+1}, T_{i+1}^{n+1})$$

(III.67)

$$\begin{aligned} S_i^n = & \left(- C_{i-\nu/2} \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) T_{i-1}^{n+1} \\ & + \left(- D_{i-\nu/2} \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} + v_i^* \frac{\Delta t^*}{2 \Delta x_i^*} \right) S_{i-1}^{n+1} \\ & + \left((C_{i+\nu/2} + C_{i-\nu/2}) \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) T_i^{n+1} \\ & + \left(1 + (D_{i+\nu/2} + D_{i-\nu/2}) \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) S_i^{n+1} \\ & + \left(- C_{i+\nu/2} \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) T_{i+1}^{n+1} \\ & + \left(- D_{i+\nu/2} \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} - v_i^* \frac{\Delta t^*}{2 \Delta x_i^*} \right) S_{i+1}^{n+1} \\ & + \frac{E_{i-\nu/2} - E_{i+\nu/2}}{\Delta x_i^*} \Delta t^* \end{aligned}$$

(III.67 bis)

• Conditions limites sous forme discrétisée :

énergie :

- zone liquide :

$$\text{en } x^* = 1 \quad T_{LH}^{*n} = T_{LH}^{*n+1} \quad (\text{III.68})$$

- zone diphasique :

$$\text{en } x^* = 0 \quad T_1^{*n} = f_4 (T_1^{*n+1}, T_2^{*n+1}) \quad (\text{III.69})$$

$$T_1^{*n} = \left(1 + \frac{2\Delta t^* K \frac{1}{2}}{(\rho C_p)_L (\Delta x_i^*)^2} \right) T_1^{*n+1}$$

$$- \frac{2\Delta t^* K \frac{1}{2}}{(\rho C_p)_L (\Delta x_i^*)^2} T_2^{*n+1}$$

$$- \frac{2\Delta t^* q_0}{(\rho C_p)_L \Delta x_i^*}$$

(III.69 bis)

masse :

$$S_1^{*n} = f_5 (S_{1n+1}^*, S_{2n+1}^*, T_{1n+1}^*, T_{2n+1}^*) \quad (\text{III.70})$$

$$S_1^{*n} = \left(1 + D \frac{1}{2} \frac{2\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) S_1^{*n+1} + \left(-D \frac{1}{2} \frac{2\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) S_2^{*n+1}$$

$$+ \left(C \frac{1}{2} \frac{2\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) T_1^{*n+1} + \left(C \frac{1}{2} \frac{2\Delta t^*}{(\Delta x_i^*)^2} \right) T_2^{*n+1}$$

$$- \frac{2\Delta t^* E \frac{1}{2}}{\Delta x_i^*}$$

(III.70 bis)

• Conditions de passage sous forme discrétisée

masse :

$$S_L^{*n+1} = S_L^{*n} = 1 \quad (\text{III.71})$$

énergie :

$$T_L^{*n} = f_6 (T_{L-1}^{*n+1}, T_L^{*n+1}, T_{L+1}^{*n+1}) \quad (\text{III.72})$$

$$T_L^{*n} = \left(\frac{-2 K \frac{1}{2} \Delta t^*}{\Delta x_i^* (\Delta x_i^* + \Delta x_j^*)} + v_1 \frac{\Delta t^*}{(\Delta x_i^* + \Delta x_j^*)} \right) T_{L-1}^{*n+1}$$

$$+ \left(1 + \frac{2 K \frac{1}{2} \Delta t^*}{\Delta x_i^* (\Delta x_i^* + \Delta x_j^*)} - \frac{Pe \Delta t^*}{\Delta x_i^* + \Delta x_j^*} + \frac{2 \Delta t^*}{(\Delta x_i^* + \Delta x_j^*) \Delta x_j^*} \right) T_L^{*n+1}$$

$$+ \left(- \frac{(v_L - Pe) \Delta t^*}{\Delta x_i^* + \Delta x_j^*} - \frac{2 \Delta t^*}{(\Delta x_i^* + \Delta x_j^*) \Delta x_j^*} \right) T_{L+1}^{*n+1}$$

(III.72 bis)

ANNEXE AU CHAPITRE IVETUDE DE STABILITE

Le système d'équations satisfait par les perturbations s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{T}^*}{\partial t^*} + \tilde{X}^* (z - C) = \frac{\partial^2 \tilde{T}^*}{\partial z^2} \\ \tilde{T}^* = 0 \quad \text{pour } z = 0 \\ \tilde{T}^* = 0 \quad \text{pour } z = 1 \\ \frac{\partial \tilde{T}^*}{\partial z} = - \tilde{X}^* \end{array} \right.$$

avec :

$$C = \frac{\rho_l C_{pl}}{(\rho C)_{sl}} \alpha$$

Nous recherchons des solutions de la forme:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{T}^* = f(z) \exp(\omega t) \\ \tilde{X}^* = K_3 \exp(\omega t) \end{array} \right.$$

avec $\omega = \omega_1 + i \omega_2$ (ω_1 et ω_2 réels)

La stabilité est assurée pour la condition suivante: $\omega_1 \leq 0$

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

$$f(z) = K_1 \exp(-rz) + K_2 \exp(rz) - K_3 (z-C)$$

L'utilisation des conditions aux limites donne:

$$\text{en } z=0 \quad f(0)=0 \quad \text{donc} \quad K_1 + K_2 + C K_3 = 0$$

$$\text{en } z=1 \quad f(1)=0 \quad \text{donc} \quad K_1 \exp(-r) + K_2 \exp(r) - K_3 (1-C) = 0$$

$$\text{et} \quad \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} = -\tilde{X} \quad \text{donne} \quad -K_1 r \exp(-r) + K_2 r \exp(r) = 0$$

La recherche de solutions homogènes conduit à une équation transcendante sur r :

$$r \left(\text{ch } r - \frac{C}{C-1} \right) = 0$$

ou encore, après avoir posé $r = r_1 + i r_2$ (r_1 et r_2 réels)

$$(r_1 + i r_2) \text{ch } r_1 \cos r_2 + i \text{sh } r_1 \sin r_2 - \frac{C}{C-1} = 0$$

* La solution $r=0$ est stable.

$$* \text{ Les autres solutions satisfont au système: } \begin{cases} \text{ch } r_1 \cos r_2 = \frac{C}{C-1} \\ \text{sh } r_1 \sin r_2 = 0 \end{cases}$$

$$\text{- La solution} \quad r_1 = 0 \\ r_2 = \text{Arccos} \left(\frac{C}{C-1} \right) \text{ est toujours } \underline{\text{stable}}.$$

$$\text{- La solution} \quad r_2 = k \pi \quad (k \text{ entier}) \\ r_1 = \text{Argch} \left(\frac{C}{1-C} \right) \text{ est } \underline{\text{instable}} \text{ si :} \\ r_1^2 - r_2^2 > 0$$

c'est à dire, en examinant les solutions obtenues pour

les premières valeurs de k :

$$C > \frac{\text{ch } \pi}{1 + \text{ch } \pi}$$

**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
LORRAINE**

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur COMBARNOUS, Professeur L.E.P.T./E.N.S.A.M. Talence,

Monsieur MOYNE, Chargé de Recherches CNRS, L.E.M.T.A. - E.N.S.E.M./INPL.

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur STEMMELEN Didier

à soutenir devant l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une thèse
intitulée :

"Ebullition en milieu poreux capillaire : modélisation et expérimentation"

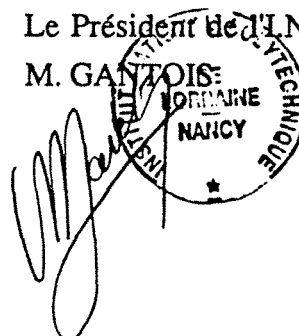
en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : "MECANIQUE & ENERGETIQUE"

Fait à Vandoeuvre le, 22 Janvier 1991

Le Président de l'IN.P.L.,
M. GANTOISE





Mots clés :

- Milieux poreux
- Ebullition
- Transfert de chaleur et de masse
- Gammamétrie

EBULLITION EN MILIEU POREUX CAPILLAIRE :

MODELISATION ET EXPERIMENTATION

Cette étude est consacrée à la description de l'ébullition dans une couche poreuse horizontale initialement saturée par un fluide (eau).

La face inférieure imperméable est chauffée à flux constant tandis que la face supérieure est refroidie à température constante et reste saturée par le fluide à pression atmosphérique. On examine d'abord les solutions en régime permanent de ce problème. L'influence de la conduction en zone diphasique, celle des pertes latérales de chaleur et celle de la prise en compte de gaz incondensable (air) contenu dans le milieu sont successivement analysées.

On aborde ensuite l'aspect transitoire du phénomène dans le cas où il n'existe pas de zone saturée de vapeur. Une modélisation numérique utilisant une discrétisation spatiale évolutive est développée.

On mène parallèlement à la théorie une étude expérimentale en s'intéressant aux évolutions du champ de température et du champ d'humidité dans le milieu poreux. La mesure de la teneur en eau est réalisée par gammamétrie. On met finalement en évidence, expérimentalement, une instabilité périodique pour des flux de chaleur élevés. Les conditions nécessaires à l'apparition d'un tel phénomène sont examinées théoriquement.