

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DE BLIDA

INSTITUT ; GENIE MECANIQUE

# THESE

Présentée à :

l'Université de Blida

pour obtenir le titre de :

## MAGISTER en ENERGETIQUE

par :

Mohamed SAID

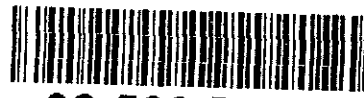
INTITULE

PARAMETRES FONCTIONNELS DETERMINANT  
LES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES DANS UN  
GENERATEUR DE VAPEUR MONOTUBULAIRE

**Soutenue publiquement devant le jury composé :**

Mr A. SOUABI, Maître de conférences U.B .. .. . President  
Mr Z.L AIDOUN, Maître de conférences U.B .. .. . Rapporteur  
Mr M.HARHAD, Maître de conférences U.B .. .. . Examineur  
Mr N AIT- MESSAOUDENE, Maître de conférences U.B. .. .. . Examineur  
Mr A. TOUATI, Maître de conférences U.B .. .. . Examineur

Année 1994



وزارة التعليم العالي والبحث العلمي  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DE BLIDA

INSTITUT ; GENIE MECANIQUE

# THESE

Présentée à :

l'Université de Blida

pour obtenir le titre de :

MAGISTER en ENERGETIQUE

par :

Mohamed SAID



INTITULE

PARAMETRES FONCTIONNELS DETERMINANT  
LES OSCILLATIONS AUTO-ENTRETEENUES DANS UN  
GENERATEUR DE VAPEUR MONOTUBULAIRE

**Soutenue publiquement devant le jury composé :**

Mr A. SOUABI, Maître de conférences U.B .. .. . President  
Mr Z.L AIDOUN, Maître de conférences U.B .. .. . Rapporteur  
Mr M.HARHAD, Maître de conférences U.B .. .. . Examineur  
Mr N AIT- MESSAOUDENE, Maître de conférences U.B.. .. . Examineur  
Mr A. TOUATI, Maître de conférences U.B .. .. . Examineur

Année 1994

A

Ma Mere

Mon Pere

Ma Femme,

Ma fille Bessma,

Mes parents

et

Amis,

A tous, je dédie ce Modeste travail.

## R E M E R C I E M E N T S

Ce travail a été effectué au laboratoire de thermodynamique de l'École nationale polytechnique d'Alger (E.N.P.A) sous la direction de monsieur Z.L. Aidoun, Maître de conférence à l'Université de Blida qu'il trouve ici l'assurance de ma profonde gratitude, pour l'aide inestimable qu'il m'a apporté tout au long du travail ; je le remercie de m'avoir suivi et guidé au cours de ma recherche . Je le suis également reconnaissant de la confiance dont il m'a honoré en me laissant le choix de l'orientation finale de mon travail.

Je remercie Mr A. Souahi Maître de conférence à l'Université de Blida qui a bien voulu accepter de présider notre jury de thèse , de recevoir l'expression de mes sentiments respectueux et reconnaissants.

Mes remerciements vont également à Messieurs :

M. Harhad , N. Ait Méssaoudène et A. Touati, tous des Maîtres de conférences à l'université de Blida pour leurs sympathies et pour avoir lu ma thèse et de participer au jury d'examen.

J'adresse mes vifs remerciements à tous mes camarades chercheurs et techniciens en particuliers ceux du centre de calculs et notamment ceux de l'atelier de génie-mécanique de l'École Nationale Polytechnique pour l'accueil et l'aide sympathiques qu'il m'ont offert.

Je ne pourrais hélas citer les noms des personnes qui ont, de près ou de loin, apporté un effort pour l'élaboration et la mise en forme de ce travail qu'elles trouvent ici ma sincère reconnaissance et ma vive gratitude.

— ملخص —

عمل مولد البخار الاحادي الانبوب هو عبارة عن انسياب نبضي مضان ذاتيا .  
ودراسة هذه الظاهرة اعتمادا على النتائج التجريبية ، تبين انه نتاج تصادم عوامل  
المدرو ديناميكية و الحرارية للسريان كالضغط و الانثالبيا و معدل السريان . . . الخ .  
و ان الجهاز هو محل انتشار اضطرابات ذات مفعول متأخر التي بدورها تنتج اضطرابات  
اخرى متأخرة بالنسبة للاولى محدثة بذلك حالة اللاستقرار و مكونة دورة اهتزازية  
مصونة ذاتيا . ان دور حلقة الاهتزاز هو بنسبة زمن رحلة الاضطراب عبر جهات التسخين  
و الغليان و التحميم لمولد البخار .

- Abstract -

The operator of the once-through steam generator gives rise to a self sustained pulsating flow. The analysis of this phenomenon flow based on experimental results shows that the origin of this flow is in the interaction of thermohydro-dynamics parameters ( pressure, enthalpy, flow rates ...etc ). And that the system generates retarded perturbations by the effect of retro-action, that are not in phase with the entering perturbation thus forming self sustained oscillatory cycle. The period of this oscillation is of the order of magnitude of the necessary time for a perturbation to travel through the heating, boiling and superheating zones of steam generator channel.

- Résumé -

Le fonctionnement du generateur de vapeur monotubulaire est le siège d'un écoulement pulsatoire auto-entretenu. L'analyse de ce phénomène, basée sur des résultats expérimentaux, montre qu'il trouve son origine dans l'interaction des paramètres thermohydrodynamiques de l'écoulement ( pression, enthalpie, débits ...etc.) à la suite d'une perturbation produite dans le générateur de vapeur . Ainsi le système est le siège de propagation de perturbations à effets retardés qui par rétro-action induisent d'autres perturbations déphasées par rapport à celles d'entrées générant l'instabilité et forment ainsi un cycle oscillatoire auto-entretenu. La période est de l'ordre de grandeur du temps nécessaire à une perturbation pour parcourir les zones de réchauffement, d'ébullition et de surchauffe du générateur de vapeur.

## S O M M A I R E

Symboles & Notations	
INTRODUCTION.....	1
Chapitre 1 : - <u>ETENDUE DE L'ETUDE ET SES LIMITATIONS</u> ( Revue bibliographique )	
1.1 Introduction.....	6
1.2 Objectif de l'étude.....	7
1.3 Installations concernées.....	7
1.3.1 Chaudières monotubulaires conventionnelles...	7
1.3.2 Réacteur à eau bouillante.....	8
1.3.3 Réacteur au sodium liquide.....	8
1.3.4 Générateur monotubulaire à sodium.....	9
1.3.5 Tubes supraconducteurs.....	9
1.3.6 Condenseurs monotubulaires.....	9
1.4 Phénomènes impliqués.....	11
1.4.1 Pertes de charges.....	11
1.4.2 Transmission de la chaleur.....	12
1.4.3 Accumulation de la chaleur dans la paroi.....	12
1.4.4 Inertie et compressibilité du fluide.....	14
1.4.5 Non uniformité des paramètres du fluide dans une section transversale.....	14
1.4.6 Glissement des phases.....	15
1.4.7 Manque d'équilibre des phases.....	16
1.5 Méthodes d'étude actuelles.....	17
1.5.1 Méthodes expérimentales.....	17
1.5.1.1 Influences qualitatives des paramètres opérationnels sur la stabilité et détermination du seuil de stabilité	17
1.5.1.2 Recherches des nombres caractéristiques	17
1.5.1.3 Analyse approfondie des mécanismes	18
1.5.2 Modèles mathématiques.....	18
1.5.2.1 Etat actuel .....	18
1.5.2.2 Manque des données expérimentales ..	19
1.5.2.3 Difficultés occasionnées par variables	19
1.5.2.4 Temps et frais consommés par le calcul	19
1.5 Conclusion.....	20

## Chapitre II : - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2.1	Objet.....	22
2.2	Configuration du banc d'essais.....	22
2.2.1	Schéma general.....	22
2.2.2	Générateur de vapeur.....	22
2.2.3	Instrumentation .....	24
2.2.3.1	Capteurs de pression .....	24
2.2.3.2	Capteurs de température .....	24
2.2.3.3	Appareillages d'enregistrement.....	24
2.3	Procédure d'essai.....	24
2.4	Accessoires du banc d'essai.....	27
2.4.1	Dispositif de visualisation.....	27
2.4.2	Dispositif de mesure du titre.....	27
2.5	Considérations expérimentales.....	30
2.5.1	Déséquilibre des phases .....	30
2.5.2	Homogénéité du fluide .....	30
2.5.3	Resistances d'entrée et de sortie .....	30
2.5.4	Reproductibilité de l'instabilité .....	30
2.5.5	Dégazage de l'eau d'alimentation .....	30
2.6	Essais préliminaires .....	31

## Chapitre III : - DYNAMIQUE DU GENERATEUR DE VAPEUR MONOTUBULAIRE

3.1	Généralités.....	36
3.2	Zone de rechauffement .....	38
3.2.1	Relations fondamentales.....	38
3.2.2	Variation des parametres à la suite d'un surcroit en echelon de vitesse .....	39
3.2.3	Variation des parametres à la suite d'un surcroit en echelon du flux chauffant ...	43
3.2.4	Equation de la caractéristique.....	44
3.3	Zone d'ébullition.....	45
3.3.1	Relations fondamentales .....	45
3.3.2	Production transitoire de vapeur à la suite d'un surcroit en échelon de vitesse.....	47
3.3.3	Production transitoire de vapeur à la suite d'un échelon de flux chauffant .....	48
3.3.4	Equation de la caractéristique.....	50

.../...

3.4 Configurations d'écoulement .....	50
3.4.1 Structures principales de l'écoulement.....	50
3.4.2 Paramètres caractéristiques de l'écoulement diphasique.....	52
3.5 Conséquences de la variation de la pression .....	53
3.5.1 Surcroît de l'enthalpie.....	53
3.5.2 Modification des paramètres thermodynamiques..	53
3.5.3 Température d'ébullition.....	54
3.5.4 Débits d'alimentation et de consommation.....	54
3.5.5 Apport de chaleur.....	57

**Chapitre IV: MECANISME PHYSIQUE DU PHENOMENE DES  
OSCILLATIONS AUTO- ENTRETIENUES**

4.1 Principaux phénomènes observés.....	57
.2 Phénomène à grand gradient de pression.....	59
4.2.1 Mécanisme physique .....	59
4.2.2 Période.....	59
.2 Phénomène à faible gradient de pression.....	63
4.2.1 Mécanisme physique .....	64
4.2.2 Période.....	64
.3 Conclusions.....	64

**Chapitre V : - RESOLUTION NUMERIQUE**

.1 Objet.....	66
5.2 Hypothèses.....	66
5.3 Mise en équations du problème.....	66
5.3.1 Equation de l'énergie.....	66
5.3.2 Equation de continuité.....	67
5.3.3 Equations d'état.....	67
5.3.4 Conditions aux limites.....	68
5.3.5 Conservation du volume.....	68
5.4 Méthode de résolution.....	68
5.4.1 Etapes de calculs .....	68
5.4.2 Segment mobile.....	68
5.4.3 Chemin thermodynamique d'intégration.....	71
5.4.4 Evaluation de la variation de pression .....	73
5.4.5 Accumulation de la valeur dans la paroi.....	77

.../...



5.5 Organigramme.....	78
<u>Chapitre VI : RESULTATS THEORIQUE-EXPERIENCE</u>	
6.1 Introduction .....	81
6.2 Resultats experimentaux .....	81
6.2.1 Mécanisme à faible gradient de pression .....	81
6.2.2 Mécanisme à grand gradient de pression .....	81
6.2.3 Effet de l'apport de chaleur sur les oscillations .....	83
6.2.4 Mesure du titre de vapeur .....	83
6.3 Resultats théoriques .....	86
6.3.1 parametres de calculs .....	86
6.3.2 Stabilisation des oscillations par apport de chaleur .....	86
6.3.3 Oscillations à grand gradient de pression .....	87
6.4 Commentaire .....	91
<u>Chapitre VII: SYSTEMATIQUE DES INSTABILITES</u>	
7.1 Boucle des interactions .....	93
7.2 Excitations.....	93
7.2.1 par le débit .....	93
7.2.2 par la masse volumique .....	95
7.2.3 par le flux chauffant .....	95
7.3 Retard de transport dans la zone d'ébullition.....	95
7.3.1 Uniformité de l'apport de chaleur.....	95
7.3.2 Non uniformité de l'apport de chaleur.....	95
7.4 Effet du glissement des phases sur :.....	96
7.4.1 Le temps d'évaporation .....	96
7.4.2 Le volume spécifique moyen de l'eau .....	98
7.5 Mecanisme de la variation de la pression .....	98
7.6 Contre-reactions .....	99
7.7 Schéma general des interactions.....	100
<u>Chapitre VIII : CONCLUSIONS GENERALES</u>	
	103
Bibliographies	

S Y M B O L E S   &   N O T A T I O N S  
D E S   P A R A M E T R E S

- A : - Section transversale du canal ..... m<sup>2</sup>
- a : - Célérité du son ..... m/s
- : - Longueur d'un segment mobile ..... m
- c : - Chaleur spécifique ..... J/(Kg K)
- C : - Coefficient de résistance ..... m / bar s
- d : - Diamètres ..... m
- g : - Accélération de pesanteur ..... m/s<sup>2</sup>
- h : - Enthalpie spécifique ..... J/Kg
- I : - Variable de passage ..... -
- j : - densité du débit volumique ..... -
- : - Numéro de la tranche ..... -
- K : - Coefficient de transmission de chaleur ..... W/m · K
- M : - Débit massique ..... Kg/s
- P : - Pression du fluide ( sans indices ) ..... N/m<sup>2</sup>
- L : - Longueur d'une tranche ..... m
- Q : - Apport linéique de chaleur ..... W/m
- q : - Quantité de chaleur échangée ..... J
- R : - Epaisseur conventionnelle d'une paroi ..... m
- r : - Rayon ..... m
- v : - Chaleur latente d'ébullition ..... J/Kg
- S : - Entropie ..... J/(Kg.K)
- t : - Température ..... (C ou K)

.../...

$T_0$	: - Température absolue.....	K
$T$	: - Constante de temps .....	s
$T_e, T^*$	: - Temps de passage par la zone .....	s
$u$	: - Périmètre du tube intérieur .....	m
$u_c$	: - Numéro du pas de temps jusqu'auquel on ne calcule première étape de chaque pas du temps.....	-
$V$	: - Volume .....	m <sup>3</sup>
$v$	: - Volume spécifique.....	m <sup>3</sup> /Kg
$W$	: - Vitesse du fluide.....	m/s
$W_{eff}$	: - Vitesse de déplacement effective par rapport à la limite mobile de la zone d'ébullition.....	m/s
$W_v, W_l$	: - Vitesses de glissement de la vapeur et de l'eau par rapport à la densité du débit volumétrique $j$ .....	m/s
$X$	: - Titre de vapeur.....	-
$Z$	: - Coordonnée le long du tube .....	m, mm

\* Lettres grées

$\phi$	: - taux de vide (ou fraction volumétrique de vapeur)..	-
$\alpha$	: - Diffusivité thermique .....	m <sup>2</sup> /s
$\beta$	: - Constitution volumétrique de vapeur en écoulement..	-
$\delta$	: - Variable temps utilisée comme passage.....	s
	: - Idem que ci-dessus.....	s
$\lambda$	: - Conductivité thermique.....	W/m K
$\mu$	: - Coefficient de viscosité dynamique.....	Pa.s
$\rho$	: - Masse volumique.....	Kg/m <sup>3</sup>
$\tau$	: - Temps.....	s
$\tau_c$	: - Constante de temps respectivement de conduction..	s
$\tau_h$	: - Constante de temps d'accumulation de la paroi ...	s
$\tau_k$	: - Constante de temps d'accumulation du fluide .....	s

.... / ....

- : - Force linéique de frottement..... N/m
- : - Déphasage ..... deg, rad
- : - Pulsation ..... 1/s
- : - Glissement ( =Wv/We )..... -

Indices

- ( )<sub>acc</sub> : - Accumulation de la chaleur .
- ( )<sub>e</sub> : - L'eau ou phase aqueuse .
- ( )<sub>eb</sub> : - Ebullition .
- ( )<sub>ext</sub> : - Extérieur (e) .
- ( )<sub>f</sub> : - Final (e) .
- ( )<sub>int</sub> : - Intérieur (e) .
- ( )<sub>H</sub> : - Surpresseur .
- ( )<sub>m</sub> : - Métal (relatif au tube) .
- ( )<sub>o</sub> : - Initial(e) pour la zone .
- ( )<sub>PDE</sub> : - Relatif au point du début d'ébullition .
- ( )<sub>PFE</sub> : - Relatif au point de fin d'ébullition .
- ( )<sub>s</sub> : - Relatif au bac vaporiseur S .
- ( )<sub>v</sub> : - Vapeur ou la phase vapeur .
- ( )<sub>l</sub> : - Liquide ou phase liquide .
- ( )' : - Eau saturée .
- ( )\* : - Vapeur saturée .
- ( )<sup>\*</sup> : - Relatif à la zone d'ébullition .

Abréviations

- PDE : Point de début d'ébullition .
- PFE : Point de fin d'ébullition .

ET

.....

INTRODUCTION

.....

Avec la mise en service de générateur monotubulaire de vapeur , plus généralement les échangeurs de chaleur monotubulaire , l'étude des instabilités induites par l'écoulement thermohydraulique en double phase devient un problème important. une preuve est donnée par le nombre de publications et des séminaires techniques et scientifiques qui sont consacrées à ce sujet /1,2,4,7,11,15/.

Ceci est devenu particulièrement sensible dans le domaine nucléaire par suite de l'intensification de l'échange de chaleur et des conséquences plus graves engendrées par une opération instable /11,19,26,29,33,39 à 47/ .

Bien que l'échangeur monotubulaire de chaleur, le générateur monotubulaire de vapeur en est un, semble être un dispositif très simple il y'a un bon nombre d'interactions qui font que son fonctionnement ne soit pas facile et que les chercheurs avouent à cause de l'effet.

L'ébullition dans un canal est un moyen de production de vapeur utilisé dans les générateurs de vapeur monotubulaires.

Le générateur doit fournir de la vapeur aux paramètres voulus, il est contrôlé par un système de régulation . En fonction des besoins de l'installation , particulièrement la turbine alimentée par le générateur, les paramètres de fonctionnement sont modifiés mais ces modifications sont assez lentes cependant on observe des instabilités qui, généralement, apparaissent sous deux formes /15,29/.

Les instabilités dites statiques sont caractérisées par le changement d'un régime de fonctionnement permanent à un autre.

Les instabilités dites dynamiques engendrent des oscillations du point de fonctionnement ; le régime permanent n'est jamais atteint.

De tels phénomènes perturbent pratiquement tous les paramètres tels que débit , pression , température , ....etc.

Leurs nuisances résident dans la variation périodique des températures des éléments métalliques du générateur de vapeur ce qui cause des fissures et par suite des détériorations de matériel.

Les possibilités d'apparition d'instabilités précédemment évoquées peuvent avoir des conséquences néfastes surtout lorsqu'il s'agit de stations nucléaires ou le danger de contamination par fuites radioactives ( due à la rupture du

matériel ) peut être très sérieux . En effet , le flux de chaleur dégagé par le matériau fissile est très élevé et des valeurs de l'ordre de 1000 kW/m<sup>2</sup> sont courantes au niveau des surfaces de vaporisation, /15/.

Une crise d'ébullition (ou coup de feu) peut alors se produire à la suite des oscillations et la fatigue thermique du métal, constituant la surface d'échange , en découle.

Par ailleurs , les variations périodiques de la température de l'eau et par suite du taux de bulles de vapeur provoquent des perturbations de la fission nucléaire . Ce phénomène concerne uniquement les réacteurs à eau légère utilisée comme modérateur /15/ .

D'autre part, les perturbations s'étendent aux autres éléments de l'installations provoquant ainsi des difficultés au niveau de la régulation de l'ensemble , en conséquence une mauvaise exploitation de l'installation .

On s'intéresse dans cette étude au deuxième type d'instabilité et principalement celles observées lors du fonctionnement d'un générateur de vapeur monotubulaire à circulation forcée.

En effet, le fonctionnement du générateur, après confirmation expérimentale sur un banc d'essais conçu à cet effet, est le siège d'un écoulement pulsatoire caractérisé par des oscillations auto-entretenues de la pression du générateur, des débits d'alimentation en eau et celui de la production de vapeur.

Elles sont caractérisées par une certaine régularité dans leur forme, leur fréquence et leur amplitude.

En dépit de son caractère spectaculaire le phénomène n'a pas été étudié systématiquement à cause de sa complexité /15/.

L'analyse, objet de cette étude, basée sur les résultats d'expérimentation, montre que le phénomène trouve son origine dans l'interaction des paramètres thermohydrauliques à la suite du retard de transport lors du passage d'une onde de densité (perturbation) successivement le long des zones de réchauffement, d'ébullition et de surchauffe pour atteindre la sortie du canal vaporisateur.

Cette perturbation a des conséquences différées qui, le système par contre réaction induit d'autres perturbations déphasées par rapport à celles d'entrée. Ces perturbations induites trouvent des conditions propices pour générer d'autres instabilités analogues à celle d'origine formant ainsi un cycle oscillatoire auto-entretenu.

Après cette introduction et brève analyse, Nous présentons la thèse en huit chapitres :

Au premier chapitre qui est une revue bibliographique, nous décrivons les différentes instabilités rencontrées et les risques qu'elles présentent dans l'industrie. Du fait de leur multiplicité et de leur complexité l'étude sera limitée aux instabilités qui ont une influence sur l'alimentation en eau et particulièrement celles observées au banc d'essais .

Le deuxième chapitre décrit le dispositif expérimental. L'un des éléments principaux du banc est le générateur de vapeur monotubulaire. Celui-ci permet de reproduire le phénomène des oscillations auto-entretenues observé dans les générateurs de vapeur à l'échelle réelle.

Au troisième chapitre seront exposées les relations fondamentales, adaptées au phénomène étudié, dans les zones de réchauffement et d'ébullition d'un tube vaporisateur élément principal du générateur de vapeur . Ce chapitre fait matière aux chapitres qui suivent.

Le quatrième chapitre constitue une approche à l'analyse du phénomène d'oscillation observé, celle-ci permet de mettre en évidence les principaux paramètres d'interaction qui en sont responsables . Une interprétation physique du phénomène de l'écoulement pulsé, sa classification et une prédiction en fréquence sont également illustrées dans ce chapitre.

La résolution numérique des équations hyperboliques régissant l'évolution du phénomène, décrit au chapitre cinq, repose sur la méthode des caractéristiques . L'apport isobare de chaleur et la variation isentropique de la pression constituent deux étapes de calcul dans un pas de temps.

Dans le sixième chapitre sont exposés les résultats théoriques et une comparaison est faite avec ceux obtenus expérimentalement. Les résultats obtenus sont interprétés et les écarts par rapport à la théorie sont commentés.

Le septième chapitre illustre une analyse approfondie du mécanisme d'oscillation. Un effort a été consenti pour expliquer le plus précisément possible les mécanismes généraux régissant le phénomène et la cause la plus probable des écarts observés. Un schéma synoptique des interactions est également illustré dans ce chapitre.

Enfin un huitième et dernier chapitre conclusions générales qui, dans un esprit de synthèse, achève notre étude .



.....

**Chapitre : I**

**ETENDUE DE L'ETUDE ET SES LIMITATIONS  
( Revue bibliographique )**

.....

## 1.1 Exposé général du problème

L'ébullition dans un canal est un moyen de production de vapeur utilisé dans les générateurs monotubulaires .

Le générateur doit fournir de la vapeur aux paramètres voulus, il est contrôlé par un système de régulation . En fonction des besoins de l'installation, particulièrement la turbine alimentée par le générateur , les paramètres de fonctionnement sont modifiés mais ces modifications sont assez lentes cependant on observe des irrégularités ou instabilités qui apparaissent sous deux formes /11,29,39,40,43,44 et 46/.

Les instabilités dites statiques caractérisent le passage du système d'un état établi à un autre, le point de fonctionnement se trouve alors modifié spontanément ; le régime reste permanent en moyenne sauf si des phénomènes secondaires viennent se superposer au schéma général.

Les instabilités dites dynamiques engendrent des oscillations du point de fonctionnement , le régime permanent n'est jamais atteint.

De tels phénomènes perturbent pratiquement tous les paramètres tels que débit , pression , température etc...

Leurs nuisances résident dans la variation périodique des températures des éléments métalliques du générateur de vapeur ce qui cause des fissures et par suite des accidents de matériel.

Les possibilités d'apparition d'instabilités précédemment évoquées peuvent avoir des conséquences néfastes surtout lorsqu'il s'agit de stations nucléaires ou le danger de contamination par fuites radioactives ( due à la rupture du matériel ) peut être très sérieux . En effet , le flux de chaleur dégagé par le matériau fissile est très élevé et des valeurs de l'ordre de 1000 kW/m<sup>2</sup> sont courantes au niveau des surfaces de vaporisation. Une crise d'ébullition ( au coup de feu ) peut alors se produire à la suite des oscillations et la fatigue thermique du métal , constituant la surface d'échange , en découle.

Par ailleurs , les variations périodiques de la température de l'eau et par suite du taux de bulles de vapeur provoquent des perturbations de la fission nucléaire . Ce phénomène concerne uniquement les réacteurs à eau légère utilisée comme modérateur.

D'autre part, les perturbations s'étendent aux autres éléments de l'installations provoquant ainsi des difficultés au niveau de la régulation de l'ensemble d'ou la mauvaise exploitation de l'installation .

## 1.2 Objectif de l'étude

On ne s'intéressera dans ce qui va suivre qu'à des instabilités provoquant des oscillations. L'utilisation du terme oscillation est destiné à mettre en évidence le caractère périodique de ces instabilités ; elles sont caractérisées en effet par une certaine régularité dans leur forme, leur période et leur amplitude.

Le problème posé par ces oscillations est celui de la prédiction de leur apparition, leur fréquence et leur amplitude.

Pour qu'un système soit instable, il faut qu'il existe du retard dans la boucle des interactions des paramètres caractérisant l'écoulement.

Ce retard, responsable des oscillations, peut être dans un générateur de vapeur :

- Acoustique c-a-d propagation de pression : dans ce cas, les oscillations présentent des fréquences allant de 10 à 50 Hz et sont liées d'habitude avec une modification du régime de l'écoulement.

- Produit par le passage de la perturbation par toute la boucle thermique par exemple :

Chaudière -----> Turbine -----> Régénération -----> Chaudière.

- DQ au transport du fluide dans le générateur de vapeur selon /15/ est le seul qui occasionne les vrais ennuis d'opération du matériel.

On se limitera dans cette analyse aux instabilités qui engagent comme retard le temps de transport du fluide et particulièrement celles observées dans les générateurs de vapeur à surchauffe qui utilisent les tubes horizontaux comme moyen de génération de vapeur et où la circulation est forcée.

## 1.3 Installations concernées

### 1.3.1 Chaudières monotubulaires conventionnelles

Les phénomènes de l'instabilité posent les problèmes de construction et parfois l'exploitation de plusieurs installations.

Le cas le plus souvent examiné concerne la génération de la vapeur dans un faisceau de tubes fixés entre deux collecteurs.

Pendant que la chute de pression reste pratiquement la même pour tous les tubes, les débits au niveau de chaque tube subissent des oscillations. Ceci est dû à l'interaction "Titre de vapeur - densité - pertes de charge - débit - titre de vapeur".

avec le retard de transport de fluide. Les remèdes appliqués sont l'augmentation de la résistance d'entrée pour chaque tube et l'emploi des collecteurs intermédiaires .

### 1.3.2 Réacteur à eau bouillante

La chaleur d'origine nucléaire produite dans le coeur d'un réacteur est évacuée par un fluide réfrigérant .

Plusieurs systèmes ont été mis au point pour extraire cette chaleur et l'utiliser à produire de la vapeur entrant dans un turbo-alternateur.

Dans les réacteurs à eau légère, l'eau se vaporise dans le coeur et la vapeur produite est envoyée directement vers le turboalternateur. Ce type de réacteur ne nécessite pas de générateur de vapeur et le problème de l'instabilité ne se pose pas.

Quant au réacteur à eau pressurisée, l'eau après avoir été chauffée dans le coeur , sans se vaporiser , cède sa chaleur au fluide secondaire du générateur de vapeur.

La fig 1.2 représente le schéma de l'installation, les différents constituants et la façon du générateur de vapeur dont il est inclu .

Le mécanisme d'oscillation observé pour ce type de réacteur est le même que celui de la chaudière monotubulaire ; mais les conséquences sont beaucoup plus dangereuses à cause de leur influence sur la modération de la réaction nucléaire.

### 1.3.3 Réacteur au sodium liquide

C'est le réacteur à neutrons rapides refroidis par circulation de sodium. Ce dispositif comporte trois circuits indépendants la fig 1.3 représente le schéma de la centrale et ses constituants .

Le sodium chaud sortant du coeur du réacteur cède sa chaleur au sodium circulant dans le circuit secondaire lequel va lui même céder la chaleur accumulée à l'eau parcourant le circuit secondaire du générateur. Celui-ci est généralement à tubes soit droits ou hélicoïdaux .

Du point de vue instabilité, la situation ressemble à celle de la chaudière monotubulaire avec la différence que la vapeur est soumise à une surchauffe. Les oscillations sont observées surtout pour les tubes longs /31,39/.

#### 1.3.4 Générateur monotubulaire à sodium

Il s'agit des générateurs de type Babcock-Wilcox. C'est un générateur monotubulaire à contre courant et à circulation forcée. Le fluide secondaire à évaporer et ensuite à surchauffer se trouve dans l'espace disponible entre les tubes canalisant le fluide primaire. Son fonctionnement est le siège d'une instabilité de type celle citée au paragraphe 1.3.1 .

#### 1.3.5 Tubes supraconducteurs refroidis par l'hélium

L'apport de chaleur, aux tubes supraconducteur refroidis par l'hélium, se fait de l'extérieur /11/. Cet apport est habituellement faible. Le refroidissement est effectué juste au dessus du point critique ( 5.2 K ; 2.24 bars ).

L'homologue du point de début d'ébullition est le point de maximum de chaleur spécifique à partir duquel on observe une augmentation considérable de

Les tubes supraconducteurs sont normalement beaucoup plus longs que ceux des générateurs ( par exemple dans la référence citée, la longueur du tube est de 185 m) et la période des oscillations atteint plusieurs minutes . Leur phénomène d'oscillation est appelée à alimentation souple.

#### 1.3.6 Condenseurs monotubulaires

Du point de vue thermodynamique, les condenseurs ressemblent aux générateurs de vapeur mais avec une symétrie de fonctionnement c-à-d. une condensation pour le premier et une vaporisation pour le second.

Bhatt et Medekind /2/ ont montré que le retard nécessaire dans la boucle, des interactions des paramètres thermodynamiques, fermée oscillante ne provient pas du transport du fluide mais elle est due au système oscillatoire " Coussin élastique de vapeur - Masse inerte d'eau ". Une compression du fluide provoque un raccourcissement de la zone de condensation et par suite une diminution de production du condensat à l'intérieur du tube condenseur.

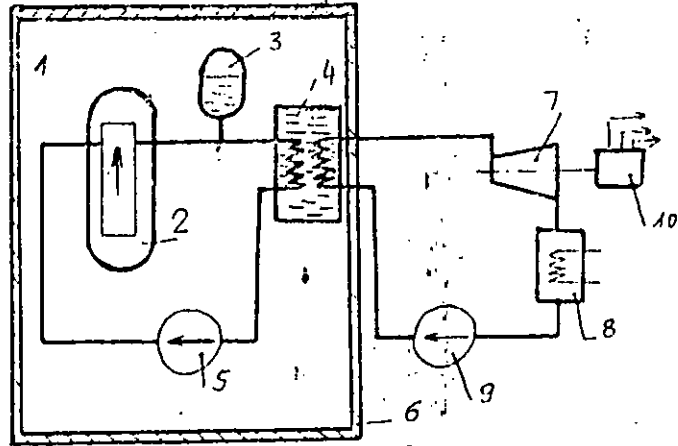


Fig. 1.4 Réacteur à eau sous pression

1:Cuve ; 2:Coeur ; 3:Pressuriseur ;  
 4:Générateur de vapeur ; 5:Pompe primaire ;  
 6:Enceinte de confinement ; 7:Turbine ;  
 8:Condenseur ; 9:Pompe alimentaire ; 10:Générateur.

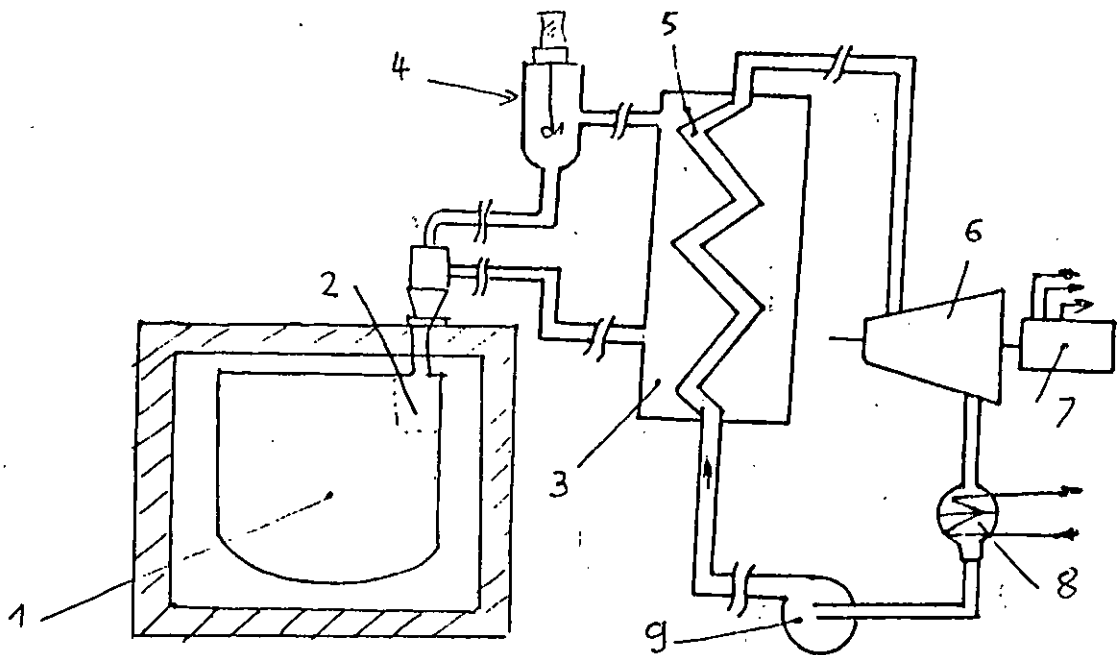


Fig. 1.2 Réacteur à neutrons rapides refroidi par circulation de sodium.

1:Coeur ; 2:Pompe primaire ; 3:Echangeur intermédiaire  
 4:Pompe secondaire ; 5:Générateur de vapeur ; 6:Turbine  
 7:Générateur ; 8:Condenseur ; 9:Pompe alimentaire.

#### 4 Phénomènes impliqués

Le générateur monotubulaire semble un dispositif très simple cependant il présente des phénomènes obscurs que les chercheurs trouvent très souvent qu'ils ne peuvent pas distinguer la cause de l'effet dans ces phénomènes.

De nombreux phénomènes et relations sont impliqués dans le mécanisme d'oscillation ; la plupart d'entre eux dépendent considérablement du régime d'écoulement qui évolue dans le temps et le long de la conduite .

Autre que le régime d'écoulement , de nombreux mécanismes sont impliqués dans le phénomène de l'instabilité les plus importants sont :

##### 4.1 Pertes de charges

Si des résistances hydrauliques suffisamment importantes sont installées à l'entrée et à la sortie du tube générateur l'effet des pertes de charges linéaires devient faible ; La chute de pression aux orifices d'entrée et de sortie se calcule sans difficultés car le fluide les traversant est monophasique ; entre les orifices la pression peut être constante. Dans le cas contraire c-à-d lorsque la chute aux orifice n'est pas importante, le calcul se complique ; même dans la zone de réchauffement de l'eau , on signale , /33/ une instabilité hydrodynamique par suite des convections simultanées forcées et naturelle , la valeur du nombre de Reynolds peut être légèrement modifiée, le régime d'écoulement change ce qui entraîne une variation immédiate des pertes de charges.

Pour la zone diphasique , on utilise généralement la relation de chute de pression exprimée par :

$$P = M^2 V Z$$

où M est le débit d'eau et v est le volume spécifique du mélange liquide vapeur ;

La difficulté essentielle consiste à déterminer le coefficient Z, l'opinion commun est que Z varie d'un régime à un autre.

Lecocq en /28/ souligne qu'en cas des oscillations de relaxation ou le régime est en alternance bulles annulaire, les pertes de charge sont différentes ; elles sont élevées pour le premier et faible pour le second. Le retard occasionné est dû à l'inertie de la colonne fluide.

Malgré cet opinion, la formule la plus utilisée est celle de Martinelli-Nelson /37/. Dans sa mise en application, on calcule le gradient de pression pour un fluide monophasique et on le

multiplie par une fonction du titre, des volumes spécifiques des deux phases et des viscosités /37/.

Afin d'appliquer les corrélations appropriées au régime turbulent ou laminaire, il faut comme même savoir les nombres de Reynolds propres à chaque phase.

#### 1.4.2 Transmission de la chaleur de la paroi au fluide

Le coefficient de transmission de chaleur dépend sensiblement du régime d'écoulement /37/. Dans les tranches monophasiques, avant et après les points du début et de la fin d'ébullition, la transmission de chaleur s'effectue par conduction.

La zone d'ébullition doit être divisée au moins en deux tranches ; la tranche d'écoulement en bulles est caractérisée par le manque de proportionnalité entre l'écart de température fluide - métal et le flux de chaleur.

Le tronçon de l'ébullition sous saturée qui précède la zone peut être calculé à l'aide des mêmes formules. Les relations faisant appel au paramètre de Martinelli-Nelson sont utilisées pour la tranche de l'écoulement annulaire. Cette tranche se termine au point de destruction, à partir duquel les parois sont sèches et l'écoulement s'effectue sous forme de brouillard.

Si le flux de chaleur dépasse une valeur critique au niveau de l'écoulement en bulles, on observe une destruction de ce régime ou coup de feu qui est remplacé par le phénomène d'ébullition péliculaire.

Tous ou la plupart de ces régimes peuvent se succéder dans le générateur, selon les conditions d'écoulement. Cependant il n'est pas toujours possible de prévoir avec certitude le régime ainsi que sa zone d'extension pour des conditions de fonctionnement données.

Yadigaroglu et Bergles /45/ soulèvent le problème de coefficient de transmission statique et dynamique. Ces coefficients sont des produits de synthèse de nombreux phénomènes : conduction, viscosité, division en phase etc... Il faut du temps après chaque perturbation pour ramener les conditions à l'état qui correspond à la valeur statique du coefficient. Ces auteurs constatent finalement que les constantes de temps de ces phénomènes sont nettement plus faibles que les périodes des oscillations de  $Q$  au transport du fluide.

#### 1.4.3 Accumulation de la chaleur dans la paroi

Le rôle de l'accumulation thermique est bien connu dans les chaudières. Son résultat positif est la stabilisation de la pression des chaudières à ballon, son action négative est le prolongement du temps de transition des surchauffeurs /42/.



D'une façon générale et de point de vue accumulation, on fait une distinction des cas de chauffage de l'eau et celui de la zone d'ébullition.

Yadigaroglu et Bergles /45/, en analysant les deux zones d'échauffement et d'ébullition, introduisent trois constantes de temps :

- La première tient compte de la conduction de la paroi et elle est exprimée par :

$$\tau_k = \frac{R_c}{\alpha} \quad (1-1)$$

ou  $R_c$  représente une dimension qui pour une paroi plate serait égale à son épaisseur.

- La deuxième constante concerne l'accumulation de la chaleur dans la paroi et elle est exprimée par :

$$h = \frac{R_c \rho_m C_m}{K} \quad (1-2)$$

ou  $\rho_m$ ,  $C_m$  et  $K$  sont respectivement la masse volumique, la capacité calorifique et le coefficient de conduction de la paroi.

- la dernière est une constante d'accumulation de la chaleur par le fluide :

$$\tau_c = \frac{\rho c A}{k U} \quad (1-3)$$

$A$  est la section du tube vaporisateur,  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $c$  est la capacité calorifique de l'eau et  $U$  est le périmètre mouillé.

A cause de la variation de la température du fluide dans la zone de réchauffement et en cas d'une variation de température du fluide à l'entrée du générateur, la propagation de la perturbation de température due au transport de fluide est accompagnée d'une série infinie d'échange de chaleur ; même une valeur faible de  $\tau_k$  occasionne un prolongement important de la transition /42/.

Le temps de transition jusqu'au nouveau régime établi et pour la zone de réchauffement, selon Wedekind et Beck /42/, est :

$$\tau = T_e \cdot \frac{\tau_c + \tau_h}{\tau_c} \quad \text{pour} \quad \frac{T_e}{\tau_c} \geq 4 \quad \text{et} \quad \tau_k = 0 \quad (1-4)$$

Te est le temps de transport dans la zone de réchauffement

Pour 4, cette relation perd sa précision.

Dans le cas de l'ébullition, si on néglige les pertes de charges et par suite la chute de température qui en résulte, les températures du fluide  $t_{eb}$  et de la paroi  $t_m$  seront constantes. Une perturbation de la pression crée une différence supplémentaire de température  $t_m - t_{eb}$  et un prolongement du processus de transition dans le temps.

#### 1.4.4 Inertie et compressibilité de la colonne fluide

L'ensemble : masse et compressibilité du fluide peut être assimilé à l'ensemble " Ressort - Poids attaché à son extrémité". C'est un élément oscillatoire qui peut fournir un retard phasique jusqu'à 180°. On a mentionné dans /43/ les oscillations dans un condenseur propre à ce retard ; la période est d'autant plus grande que la longueur du coussin de vapeur est plus grande par analogie à un ressort plus souple.

#### 1.4.5 Non uniformité des paramètres du fluide dans une section transversale du tube

Les modèles mathématiques des générateurs de vapeur supposent l'écoulement unidimensionnel avec l'hypothèse de l'uniformité des paramètres au niveau de chaque section transversale.

Le phénomène réel est beaucoup plus complexe, les paramètres de l'écoulement varient en chaque point de la section du canal. Les mécanismes de transfert de chaleur entre les veines et le glissement des veines fluides entre elles en sont responsables.

On introduit souvent un coefficient dit paramètre de distribution qui est un rapport des moyennes intégrales sur toute la section et qui est noté par

Une telle procédure permet d'une façon précise de fermer le bilan de l'énergie mais ignore tout le mécanisme d'échange à l'intérieur de la veine fluide.

Pour les écoulements diphasiques on fait appel à un paramètre de distribution concernant la fraction de volume de vapeur :

où  $j$  est la densité volumétrique définie précédemment.

Zuber en /46/ affirme que C reste pratiquement constant dans une tranche de l'écoulement pour un régime déterminé, dans les tubes verticaux des générateurs de vapeur C varie entre 1 et 1,5 pour la zone d'ébullition et il est inférieur à 1 pour la zone d'ébullition sous saturée.

Le problème de l'uniformité des paramètres peut concerner non seulement l'intérieur des tubes mais aussi l'espace intertubulaire, c'est notamment le cas du fluide secondaire dans le générateur de vapeur Babcock-wilcox.

#### 1.4.6 Glissement des phases

Le glissement des phases constitue aussi une non uniformité des paramètres propre au système diphasique. Le fond réside dans le fait que les vitesses, soit locales, soit moyennes, sont différentes pour les deux phases.

Du fait de la flotabilité de la phase vapeur sur celle liquide, les deux phases glissent entre elles.

Le repère de détermination des vitesses de glissement est la densité volumétrique d'écoulement J donnée par :

$$J = (1 - \alpha) W_e + \alpha W_v \quad (1-5)$$

$W_e$  et  $W_v$  sont respectivement les vitesses de l'eau liquide et de vapeur.

$\alpha$  est le taux de vide statique et mesure la probabilité de la vapeur à se trouver dans une section transversale du tube, La vitesse de glissement de la vapeur est alors:

$$W_{jv} = W_v - J \quad (1-6)$$

Zuber /47/ se basant sur des résultats expérimentaux confirme que pour un régime déterminé, cette vitesse reste presque constante ; uniquement pour le régime dispersé ou l'écoulement est sous forme de brouillard, on perçoit une dépendance avec le taux de vide statique.

L'écoulement sous forme de brouillard diffère beaucoup, quant au glissement, de l'écoulement annulaire.

Wédekind /42/ rappelle les relations de Steen et de Wallis de la vitesse de vapeur provoquant l'entraînement des gouttelettes d'eau. La vitesse relative eau-vapeur n'est pas importante dans ce régime. Sur ce point /26/, Larminaux et Durmann affirment que la chaudière de Benson dont ils font un modèle mathématique de simulation, a une si grande vitesse d'écoulement que le

La détermination expérimentale du glissement se fait par la mesure simultanée du titre de vapeur, du taux de vide statique ou par la mesure directe de la vitesse d'une des phases. Cette dernière méthode entraîne de grandes difficultés d'interprétation des résultats /43/ .

Parmi d'autres références qui tiennent compte du glissement on en cite /39,40 et 42/, Wedekind et Reck /42/ mettent en évidence l'influence de la forme de la conduite, de l'apport de chaleur et du débit d'alimentation sur le glissement.

Une variation de la distribution des phases et de leur glissement dues à l'inclinaison du tube est évidente ; Ce problème a été soulevé dans l'étude des générateurs hélicoïdaux /44/, à cause de l'effet centrifuge qui rentre en jeu.

#### 1.4.7 Manque d'équilibre des phases

La transmission de la chaleur s'exerce à travers les couches successives de fluide et à travers les limites des phases. Ceci s'accompagne de chutes de températures et un non équilibre thermique des phases en résulte, phénomène dont il n'est tenu compte que rarement dans l'étude des générateurs de vapeur.

L'ébullition sous saturée qui est un des phénomènes du non équilibre est très souvent considérée /39/. Dans ce phénomène, le noyau de l'écoulement reste à une température inférieure à celle de l'ébullition et à la couche extérieure, exposée au flux de chaleur, se forme le plus de vapeur. Saha et Zuber /47/ citent deux formules de détermination de l'enthalpie de vaporisation responsable de la génération des premières bulles de vapeur, la limitation de ses expressions est déterminée par le nombre de Peclet .

Onal distingue deux points caractéristiques celui de l'initialisation de l'ébullition et l'autre du début de production nette de vapeur /45/. Tous les deux sont situés avant le point où l'enthalpie moyenne de l'eau atteint le niveau de la saturation.

L'ébullition refroidie succède la zone de réchauffement ou regne un faible coefficient de transmission et précède celle de l'écoulement en bulles qui possède un grand coefficient de transmission de chaleur.

L'évolution des régimes le long du tube leur destruction et le glissement des phases compliquent et parfois rendent douteuse l'interprétation des phénomènes instables; c'est pourquoi des expériences avec la vapeur d'eau juste au dessus du point critique sont importantes /39/ de même pour l'hélium au voisinage du point critique /11/, car ces fluides, bien que leur densité varie sensiblement en fonction de l'enthalpie, restent monophasiques. Malgré ceci l'instabilité n'est pas éliminée.

## 1.5 Méthodes d'études actuelles

Il y'a deux voies d'étude : l'expérimentation et le calcul. Ce dernier ne peut être envisagé que s'il existe une base expérimentale.

### 1.5.1 Méthodes expérimentales

Les essais se divisent en deux groupes, le premier à pour but de vérifier une opération stable de l'installation ou la détermination des limites de stabilités sans trop s'occuper du mécanisme d'oscillation. L'autre sert à expliquer les phénomènes et ainsi permettre une généralisation des résultats.

En fonction du but poursuivi, on utilise divers bancs d'essais. Pour étudier le fond des phénomènes on utilise souvent le fréon au lieu de l'eau ce qui permet d'opérer à pression très basse dans une installation en verre alors transparente /35/.

Il est évident que très souvent les études sont menées, au début, sur un petit banc d'essais puis sur un plus grand.

Electricité De France lors de la réalisation du programme d'un générateur de vapeur monotubulaire à sodium Super phénix a eu recours à une boucle de 1.5 MW à Chatou puis à un générateur expérimental de Bab Cock Fives de 6 MW et enfin à une maquette de 45 MW ; ceci est dû à des frais importants de l'opération des installations de grande puissance.

L'élaboration des résultats expérimentaux met en évidence:

#### **1.5.1.1 L'influence qualitative des paramètres opérationnels sur la stabilité et détermination des seuils de stabilité**

C'était la seule méthode au début des études mais on l'applique toujours pour la vérification des installations industrielles.

Les essais de la boucle de Chatou /25/ en 1976-78 se portaient non seulement sur les seuils de stabilité mais aussi sur leur hystérésis et leur reproductibilité après deux ans d'opération. Les conclusions sont, en grande partie, communes /25,32/ malgré des mécanismes qui diffèrent d'un cas à un autre. L'opération devient instable si l'on diminue la pression et le débit du fluide avec augmentation de l'apport de chaleur.

#### **1.5.1.2 La recherche des nombres caractéristiques**

Les nombres caractéristiques permettent de diminuer la pluralité des paramètres d'écrivant un phénomène et de mettre en évidence leur influence quand ils sont regroupés. Ceci permet de

généraliser les résultats de l'expérience.

Les nombres les plus utilisés pour d'écrire les phénomènes de l'instabilité sont :

- Le rapport "débit - apport de chaleur" (1-8)
- Le nombre de sous saturation (1-9)

ou  $l_v$  : chaleur latente de vaporisation

$v''$  : volume massique de la vapeur saturée

$v'$  : volume massique du liquide saturée

$h$  : surcroît de l'enthalpie nécessaire à amener le liquide à l'ébullition

D'autres nombres peuvent apparaître dans l'analyse selon le phénomène considéré .

Unal /44/ se rend compte du rôle que jouent plusieurs nombres dans le comportement dynamique de l'écoulement diphasique mais il n'arrive pas à les mettre dans une seule formule qui régit le seuil de stabilité. Plus souvent qu'une formule, une carte de régimes stables tracée dans un système de coordonnées constituée par les nombres caractéristiques est utilisée /46/.

### 1.5.1.3 Analyse approfondie des mécanismes

Celle-ci est toujours faite à l'aide des ordinateurs très puissants, en comparant les résultats théoriques et expérimentaux voir point 1.5.2 .

## 1.5.2 Modèles mathématiques

### 1.5.2.1 Etat actuel

Le terme modèle désigne un système d'équations décrivant un schéma de l'écoulement. Depuis longtemps on connaissait les équations régissant l'ébullition en régime stationnaire et le recours à des méthodes numériques entraîne certaines difficultés propres au caractère diphasique de l'écoulement. Le développement de l'outil informatique a, dans certains cas, permis de trouver leur solution.

Actuellement on admet toujours des hypothèses simplificatrices le plus souvent celles de l'homogénéité, de l'uniformité du flux chauffant , de l'absence de chute de pression etc... , 3 .

La base expérimentale est nécessaire pour introduire les valeurs correctes des coefficients dans les équations et pour

bien évaluer les hypothèses simplificatrices.

Les premiers modèles sont caractérisés par des simplifications considérables. Après la linéarisation des équations différentielles qui régissent l'écoulement, on applique soit assez rarement, le critère stabilité de Routh /4/, ou plus souvent le critère de Nyquist. Ce groupe de modèles était utilisé avant l'arrivée des ordinateurs. Du fait de leur simplicité et pour des possibilités de recherches des interactions séparées, ces modèles sont très souvent appliqués car ils permettent de bien comprendre les mécanismes.

Les autres modèles plus complexes, sont basés sur des équations plus complètes et non-linéaires régissant les écoulements transitoires c'est à dire où le paramètre temps est pris en ligne de compte. Cependant les difficultés de résolution restent toujours présentes /5/.

Ces difficultés peuvent être résumées en :

#### 1.5.2.2 Manque de données expérimentales ou leur incertitude

L'article synthèse de Boure cités dans plusieurs articles souligne le manque de corrélations fiables pour les régimes d'écoulement, le dés'équilibre des phases, les pertes de charges, le glissement ...etc.

Delhaye /13/ suggère quelques domaines où des recherches à caractères fondamentales seraient nécessaires et cite comme exemple :

Intractions aux interfaces, transfert de chaleur en ébullition, interaction au paroi, dispersion et amortissement des ondes se propageant dans les écoulements diphasiques, coefficient de corrélation dans l'espace et dans le temps, pertes de charges singulières en régimes permanents et non-permanents.

#### 1.5.2.3 Difficultés occasionnées par les discrétisations des variables

Le calcul numérique exige que les équations différentielles soient remplacées par les équations aux différences approximatives. Il peut se produire, pour un choix défavorable du pas d'intégration, que la solution soit instable d'où la nécessité d'un choix du schéma de calcul implicite ou explicite ou les deux à la fois. Le schéma implicite est utilisé pour la stabilité des solutions des équations différentielles.

#### 1.5.2.4 Temps et frais consommés par le calcul

La barrière du temps et des frais de calculs est de plus en plus reculée ; Les ordinateurs sont de plus en plus accessibles, rapides et relativement moins chers. Cela permet de compliquer

les calculs . Le calcul des parametres thermodynamiques dans chaque pas d'espace et de temps en est un . L'emploi de puissant ordinateur CDC 7600 /13/ pour calculer l'accident de perte de réfrigérant de la décompression au renoyage a nécessité 15 heures de fonctionnement.

Les langages de programmation de plus en plus efficaces, les procédures prêtes à l'emploi , l'automatisation de la mise en route des programmes sont les facteurs de raccourcissement du temps de calcul.

### 1.6 Conclusion

En grande majorité , les cas de l'instabilités décrits dans la littérature sont du type à alimentation souple caractérisée essentiellement par l'influence de la pression sur l'alimentation en eau. L'augmentation de la resistance hydraulique à l'entrée /24,39,45/, est un moyen pour atténuer l'instabilité ; Daney, Ludtke et Jones, /11/, proposent au lieu d'augmenter la resistance à l'entrée, d'y appliquer un systeme de régulation automatique qui maintient le débit d'alimentation constant. Unal /44/ constate que pour les tubes tres longs (  $l/d > 4000$  ), la présence d'un orifice à l'entrée n'influence pas le seuil de stabilité, l'explication de ce fait réside probablement dans une resistance suffisante du tube lui même.



.....

**Chapitre : II**  
**DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

.....

## 2.1 Objet

Ce travail consiste à analyser les oscillations observées dans les générateurs de vapeur monotubulaires qui constituent l'un des éléments principaux des centrales thermiques et nucléaires. Dans cette optique un générateur monotubulaire a été réalisé et des opérations de mise au point et des tests préliminaires sont effectuées. Le banc d'essais permet de reproduire ce phénomène ; en se basant sur cette confirmation expérimentale, on peut recueillir tant d'informations nécessaires pour l'analyse et on peut par la suite se servir des données de l'expérience pour élaborer un modèle de simulation du phénomène.

## 2.2 La configuration du banc d'essai

### 2.2.1 Schéma général

- La photo de la fig 2.1 illustre le banc d'essais en vue générale,

il est constitué principalement :

- D'un générateur de vapeur monotubulaire disposé en serpentin.
- D'un surpresseur d'alimentation en eau pressurisée.
- D'une chaîne de mesures constituée essentiellement de capteurs de pression, de température, de débit et d'enregistreur.
- D'accessoires pour la mise en marche et de contrôle des appareils d'instrumentation.

### 2.2.2 Générateur de vapeur

Le générateur de vapeur comprend à l'intérieur plusieurs serpentins fixés sur son couvercle, les embouts des tubes sortent à l'extérieur. A l'aide des petits tronçons en cuivre et en caoutchouc à fibres, on peut réaliser n'importe quelle succession des serpentins. Les serpentins sont en nombre de quatre numérotés successivement I, II, III, IV et de longueurs respectives : 2950, 1650, 1580, 1650 mm.

Il sont cintrés à partir des tubes de diamètre intérieur 6 mm et 8 mm d'extérieur. Le bac, contenant les serpentins dans sa partie supérieure, est rempli à moitié d'eau. Ce bac est chauffé à l'aide des brûleurs à gaz qui sont en nombre de trois. Chaque brûleur est muni d'un robinet de réglage ce qui nous permet le bon contrôle du flux chauffant. Le bac est pourvu d'une purge d'air qui pendant le démarrage reste ouverte afin de chasser l'air qui pourrait s'y trouver. Un manomètre, fixé au bac, permet d'indiquer la pression et par suite la température de saturation de la vapeur qui s'y trouve.

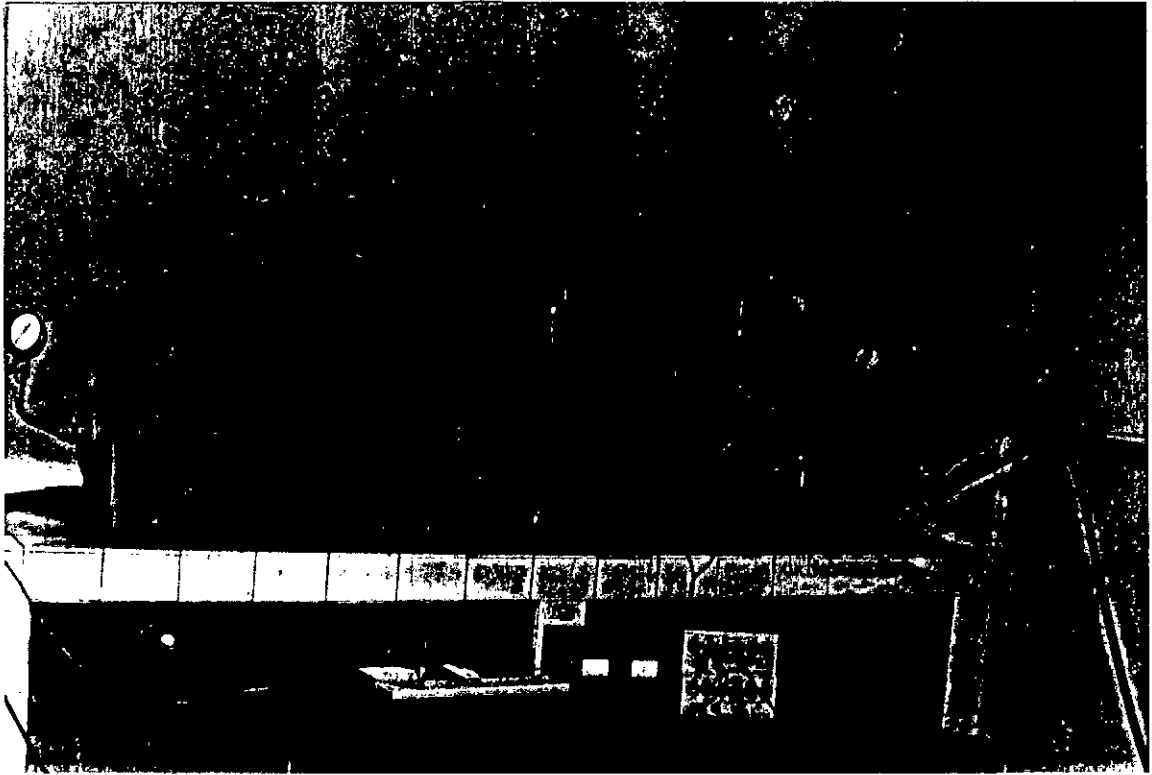


Fig 2.1 Banc d'Essais du Générateur de Vapeur  
Monotubulaire  
( en vue générale )

ET

## 2.3 Instrumentation

### 2.2.3.1 Capteurs de pression

Ce sont des transmetteurs de pressions différentielles qui les convertissent en signaux électriques directement proportionnels. Leur principe de fonctionnement est basé sur un circuit à capacitance.

Les capteurs utilisés sont en nombre de deux ; l'un est utilisé pour la mesure de la pression juste à l'entrée du tube vaporiseur et qui met en évidence le phénomène en question, l'autre permet de mesurer la différence de pression au niveau d'un venturi et par suite le débit d'alimentation. Ce dernier permet de mettre en évidence le phénomène de retour de l'eau d'alimentation.

### 2.2.3.2 Thermocouples

Les thermocouples utilisés sont de type Fer-Constantan, il sont installés à l'entrée et à la sortie du tube vaporiseur ; le premier est utilisé pour indiquer la température d'entrée de l'eau d'alimentation quant à l'autre il sert au contrôle de la température de surchauffe. Les thermocouples sont connectés par des fils de compensation à l'enregistreur de température.

### 2.2.3.3 Appareillage d'enregistrement

Les signaux de pression et de débit sont visualisés, pour des raisons de rapidité de l'information, sur un enregistreur graphique ; c'est une table traçante (X,Y,t). Quant aux températures, leurs signaux électriques correspondants sont mesurés à l'aide de l'enregistreur Philips.

## 3 Procédure d'essai

La figure 2.2 illustre le schéma de principe du banc d'essais.

L'alimentation en eau est réalisée par un surpresseur 1 où la pression du coussin d'air est réglée par un détendeur d'air comprimé 2 arrivant du compresseur. L'eau sortant du surpresseur passe par un robinet à pointeau 3 réglant le débit. Juste en aval, se trouve un venturi 4 d'orifice de 2 mm de diamètre au col. Ce venturi, muni de deux prises de pressions statiques, est relié à l'intermédiaire des conduites. L'ensemble venturi-capteur permet de mesurer le débit.

Le rechauffement de l'eau et ensuite sa vaporisation est effectuée dans un tube disposé en serpentin 6 où juste à l'entrée du serpentin, on a une prise de pression statique qui par l'intermédiaire d'une conduite est amenée au transmetteur 7. La table traçante 8 permet de visualiser les ondes de pression et le débit lors du fonctionnement du générateur de vapeur.

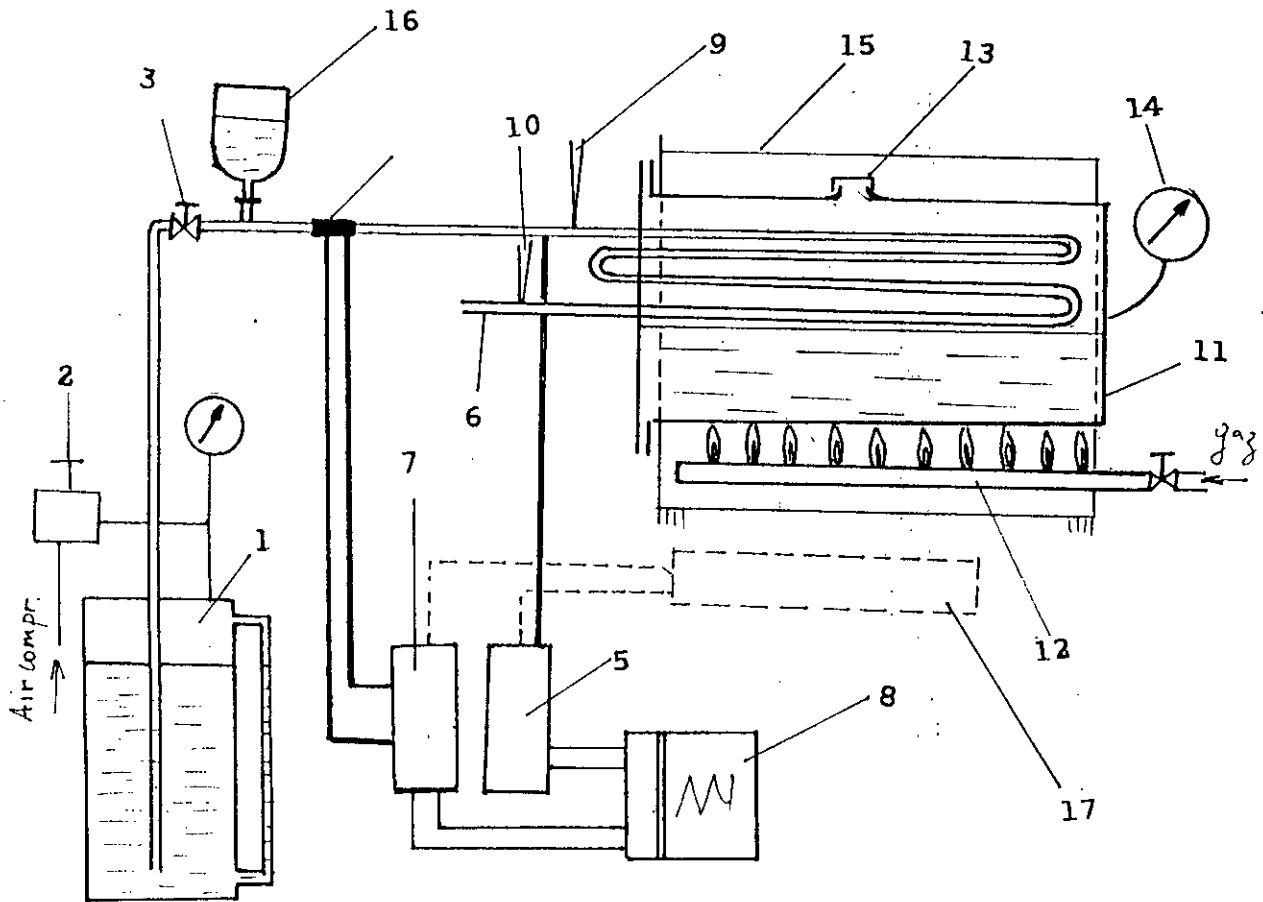


Fig.2.2 La configuration principale du banc d'essai

NOMENCLATURE

1. Surpresseur	9. Thermocouple d'entrée
2. Détendeur d'air comprimé	10. Thermocouple de sortie
3. Robinet à pointeau	11. Bac
4. Venturi	12. Bruleurs à gaz
5. Capteur de pression	13. Purge
6. Serpentin	14. Manometre
7. Transmètreur ( de débit )	15. Calorifugeur
8. Enregistreur	16. Elasticité volumétrique
17. Accessoires electriques	

A l'aide du thermocouple 9 on peut mesurer la température d'entrée d'eau; l'autre thermocouple 10 indique la température de la vapeur produite.

La partie inférieure du bac 11 contient de l'eau ,chauffée par des brûleurs à gaz 12 , maintenue en ébullition; la vapeur ainsi produite sert de source de chaleur pour le serpentin .

Au début de l'essai, le bac est désaéré à l'aide de la purge 13 . La pression indiquée par le manomètre 14, monté sur le corps du bac, détermine également la température de saturation la vapeur du bac. Le couvercle 15 permet d'uniformiser le flux de chaleur autour du bac et sert en même temps pour calorifugeage.

## 2.4 Accessoires du banc d'essais

### 2.4.1 Dispositif de visualisation du phénomène

C'est un réservoir en verre, connecté à la conduite principale juste au bout du générateur à l'aide d'un coude en T. Il permet de visualiser le phénomène d'avance et de recule périodique de l'eau du à la pression du générateur.

Sous l'effet de la pression , le réservoir est rempli partiellement d'eau et d'air . Quand la pression, dans le vaporisateur augmente , l'air se comprime et le fluide monte dans le reservoir ; il en est chassé lorsque la pression décroît .

Un robinet " tout ou rien " est intercallé entre le réservoir et le coude permet de fermer le passage et d'éliminer l'influence de l'élasticité de l'air. Le schéma est illustré sur la fig 2.4

### 2.4.2 Dispositif de mesure du titre

Vu que les lois empiriques citées dans la littérature sont pour des conditions ( vitesse , pression , température etc... ) d'expérience précises et limitées et afin d'éviter la divergence entre la théorie et l'expérience , il est nécessaire de connaître la répartition du titre de vapeur le long du tube vaporisateur.

Le dispositif de la fig 2.3 permet de mesurer le titre de vapeur en tout point du générateur de la façon suivante :

Le serpentin est composé de tronçons connectés à l'extérieur du bac par des flexibles . On remplace un de ces flexibles par un autre équipé d'un manomètre 1 , d'un thermometre 2 et d'un d'un robinet 3.

A la première étape le robinet est entièrement ouvert , le flexible en sortant est connecté à l'embout du serpentin qui le succede, on lit la pression de saturation et la température. A la deuxième étape, le flexible 5, débouche dans l'atmosphère ; on

obture l'écoulement à l'aide du robinet 3 à un tel point qu'on arrive à la même pression qu'au paravant, ainsi les conditions de l'opération des tranches précédentes sont conservées. La sortie du flexible 5 est mise pendant quelques dizaines de seconde dans le calorimetre rempli partiellement d'une quantité d'eau.

Si  $M_i$  et  $M_f$  sont les pesées respectives des quantités d'eau

obture l'écoulement à l'aide du robinet 3 à un tel point qu'on arrive à la même pression qu'au paravant, ainsi les conditions de l'opération des tranches précédentes sont conservées. La sortie du flexible 5 est mise pendant quelques dizaines de seconde dans le calorimetre rempli partiellement d'une quantité d'eau.

Si  $M_i$  et  $M_f$  sont les pesées respectives des quantités d'eau contenu dans le calorimetre avant et après chaque essai et si  $t_i$  et  $t_f$  sont leurs températures correspondantes, leurs enthalpies seront respectivement exprimées par :

$$H_i = M_i c t_i \quad \text{et} \quad H_f = M_f c t_f \quad (2-1)$$

$c$  étant la capacité calorifique de l'eau

La quantité du mélange (eau et vapeur), prise du serpentin à la température de saturation  $T_s$ , est exprimée par :

$$M = M_f - M_i \quad (2-2)$$

L'enthalpie du mélange  $H_m$ , en faisant un bilan d'énergie au système calorimetre, est telle que :

$$M_i c t_i + (M_f - M_i) H_m = M_f c t_f$$

soit :

$$H_m = \frac{M_f t_f - M_i t_i}{M_f - M_i} c \quad (2-3)$$

Les pesées des quantités d'eau  $M_i$  et  $M_f$  et les mesures de leurs températures  $t_i$  et  $t_f$  correspondantes permettent, à l'aide de l'équation (2-3), de déterminer l'enthalpie  $H_m$  du mélange. le titre de vapeur correspondant est déterminé par :

$$X = \frac{H_m - H'}{H'' - H'} \quad (2-4)$$

ou  $H'$  et  $H''$  sont respectivement les enthalpies du liquide et de la vapeur ; elles sont lues, à la température de saturation  $T_s$ , sur les tables de vapeur.

De cette façon on peut mesurer le titre de vapeur entre les segments successifs du générateur.



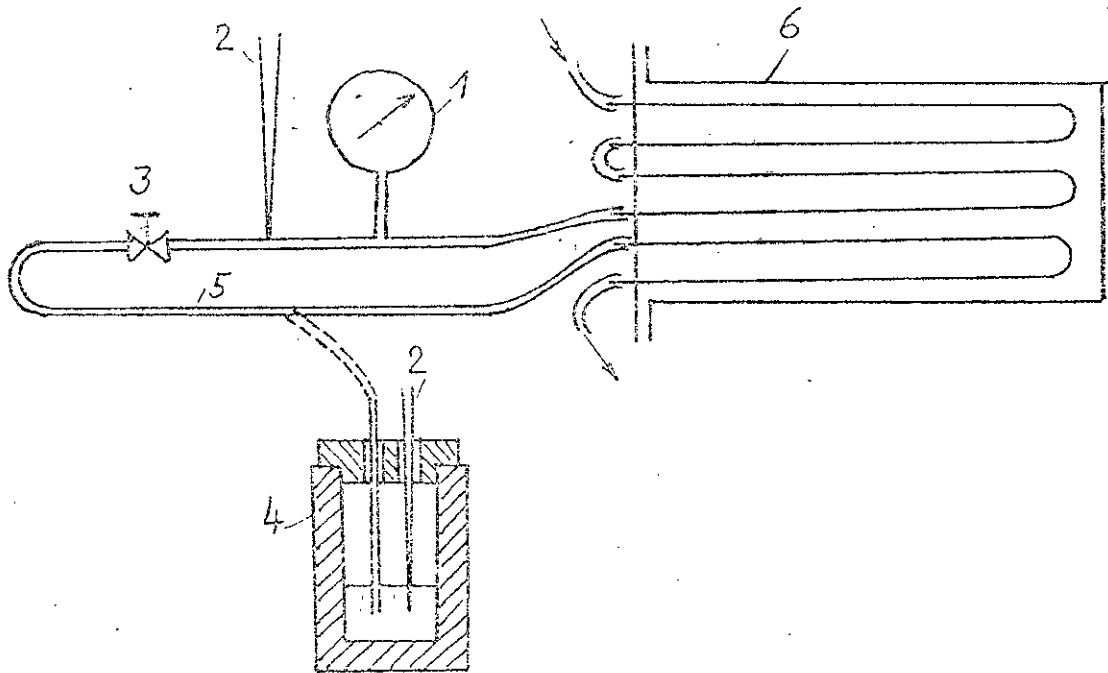


Fig.2.5 Dispositif de mesure du titre de vapeur

1- Manometre , 2- Thermocouple, 3- Robinet, 4- Calorimetre, 5- Flexible, 6- Bac.

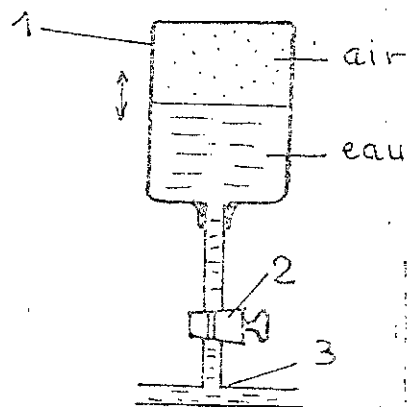


Fig.2.4 dispositif d'élasticité volumétrique

1- reservoir, 2- robinet tout ou rien, 3-coude



## 2.5 Considérations expérimentales

### 2.5.1 Déséquilibre des phases

La conception choisie de l'échauffement des serpentins par la vapeur, condensée sur leurs surfaces extérieurs, devrait assurer par l'inertie thermique de la réserve d'eau une uniformité de l'apport de chaleur dans le temps et dans l'espace; d'où le chauffage par brûleurs à gaz. Ceci permet de contrôler le flux de chaleur et le débit de vapeur.

### 2.5.2 Homogénéité du fluide

Pour se rapprocher de l'hypothèse de l'homogénéité du fluide utilisée dans le modèle et afin d'échapper à la divergence théorie-expérience, on a utilisé une disposition horizontale des tubes, et un diamètre approprié en plus un débit faible variant de 1 à 2 g/s.

### 2.5.3 Résistances d'entrée et de sortie

Les résistances d'entrée et de sortie ne doivent pas être une source de perturbations, qui pour le système par contre réaction, accentue l'instabilité du générateur. Ceci s'est avéré possible par le choix d'un robinet à pointe qui a une caractéristique linéaire pour une variation faible de la pression.

### 2.5.4 Reproductibilité de l'instabilité

Durant les essais, on a constaté que les oscillations ne gardaient pas leurs formes régulièrement. Ceci est dû au fait qu'un dépôt de calcaire s'est produit dans le tube chose qui diminuera la section de passage et augmentera les frottements qui sont une source de perte de charge. Pour remédier à ce problème on a procédé à un détartrage du tube et qui consiste à faire circuler de l'acide dilué avec de l'eau.

### 2.5.5 Dégazage de l'eau d'alimentation

Généralement dans les générateurs de vapeur, l'eau rentre saturée ceci est nécessaire pour éviter les gaz, particulièrement l'air, dissous dans l'eau; la présence de ces gaz constitue une résistance thermique; c'est pour cette raison et après remplissage du surpresseur on le porte à l'ébullition.

## 2.6 Essais

### 2.6.1 Essais préliminaires

L'essai de la stabilité dynamique du générateur de vapeur a débuté par des essais préliminaires.

Ces essais ont pour but :

- La vérification de l'ensemble du dispositif de mesure des débits d'eau , des pressions et des températures ,
- L'étalonnage de la résistance d'entrée qui est un robinet à pointeau ; la courbe caractéristique mesurant le débit d'alimentation en eau en fonction de la différence des pressions amont et aval de la résistance d'entrée est illustrée dans la fig 2.5 ,
- L'étalonnage du capteur de pression destiné à transmettre le signal de pression en le convertissant en un signal électrique, sa courbe d'étalonnage est représentée sur la fig 2.7,
- L'étalonnages des thermocouples placés à l'entrée et la sortie du générateur de vapeur et leur caractéristique est

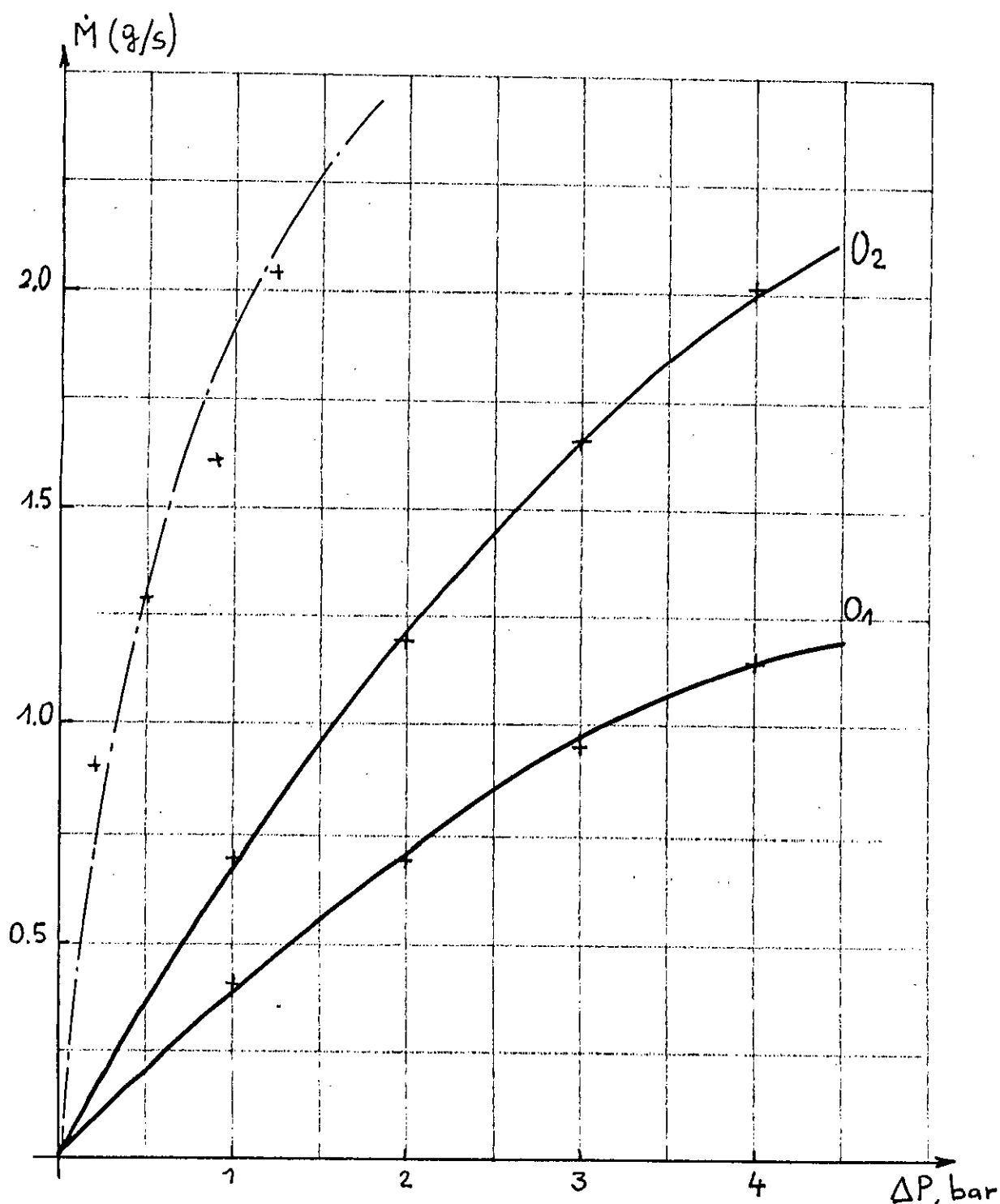


Fig.2-5 Caractéristique du robinet a pointe pour deux ouvertures  $O_1$  et  $O_2$  :

$\dot{M}$  : Débit d'eau au niveau de l'alimentation  
 $\Delta P$  : Différence de pressions amont et aval du robinet  
 $P_h$  : pression au surpresseur  
 $P$  : pression a l'intérieur du tube vaporisateur.

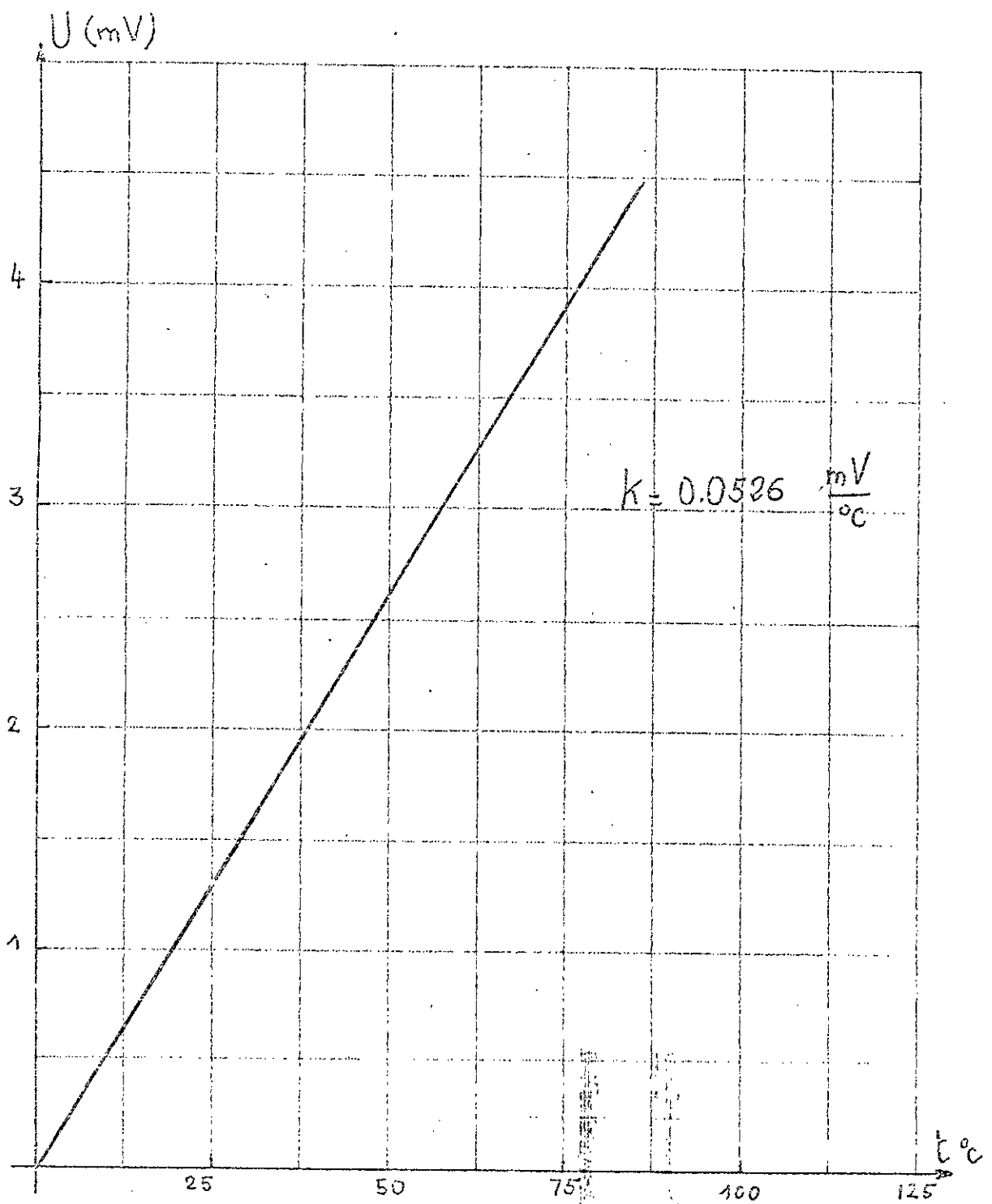


Fig. 27 Caractéristique des thermocouples, type fer-constantan, placés à l'entrée et à la sortie du générateur de vapeur monotubulaire

.....

Chapitre : III  
DYNAMIQUE DU GENERATEUR DE VAPEUR  
MONOTUBULAIRE

.....

### 3.1 Généralités

Considérons un canal horizontal chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté par un liquide sous-saturé ; Trois zones principales se forment le long du tube ( Fig.3.1 ) :

- Zone de réchauffement ou le liquide s'échauffe depuis une température initiale jusqu'à celle de la saturation.
- Zone d'ébullition ou de vaporisation , l'apparition de la première bulle de vapeur marque le point de début d'ébullition ou PDE ; la disparition de la dernière goutte d'eau marque la fin de la zone d'ébullition ou PFE. On distingue alors deux phases, une phase liquide et une phase vapeur
- Zone de surchauffe c'est la zone de séchage de la vapeur humide et ensuite sa surchauffe. C'est une zone à simple phase gazeuse.

Leurs longueurs, comme on verra par la suite, dépendent du flux chauffant et du débit d'alimentation.

L'écoulement est entièrement connu quand les grandeurs  $W$ ,  $P$ ,  $V$  et  $h$  ou  $t$  sont connues en tout point et à chaque instant .

ou :

$W(z, \tau)$  : Vitesse d'écoulement

$P(z, \tau)$  : Pression du fluide

$V(z, \tau)$  : Volume spécifique du fluide

$t(z, \tau)$  : Température du fluide

$h(z, \tau)$  : Enthalpie du fluide

$z$  et  $\tau$  : Deux variables indépendantes espace et temps .

L'évaluation de ces principales caractéristiques repose sur l'écriture :

- des lois de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement du fluide,
- des lois d'état et de constitution des phases notamment la zone biphasique,
- des conditions aux limites, principalement aux bornes du générateur et entre les phases.

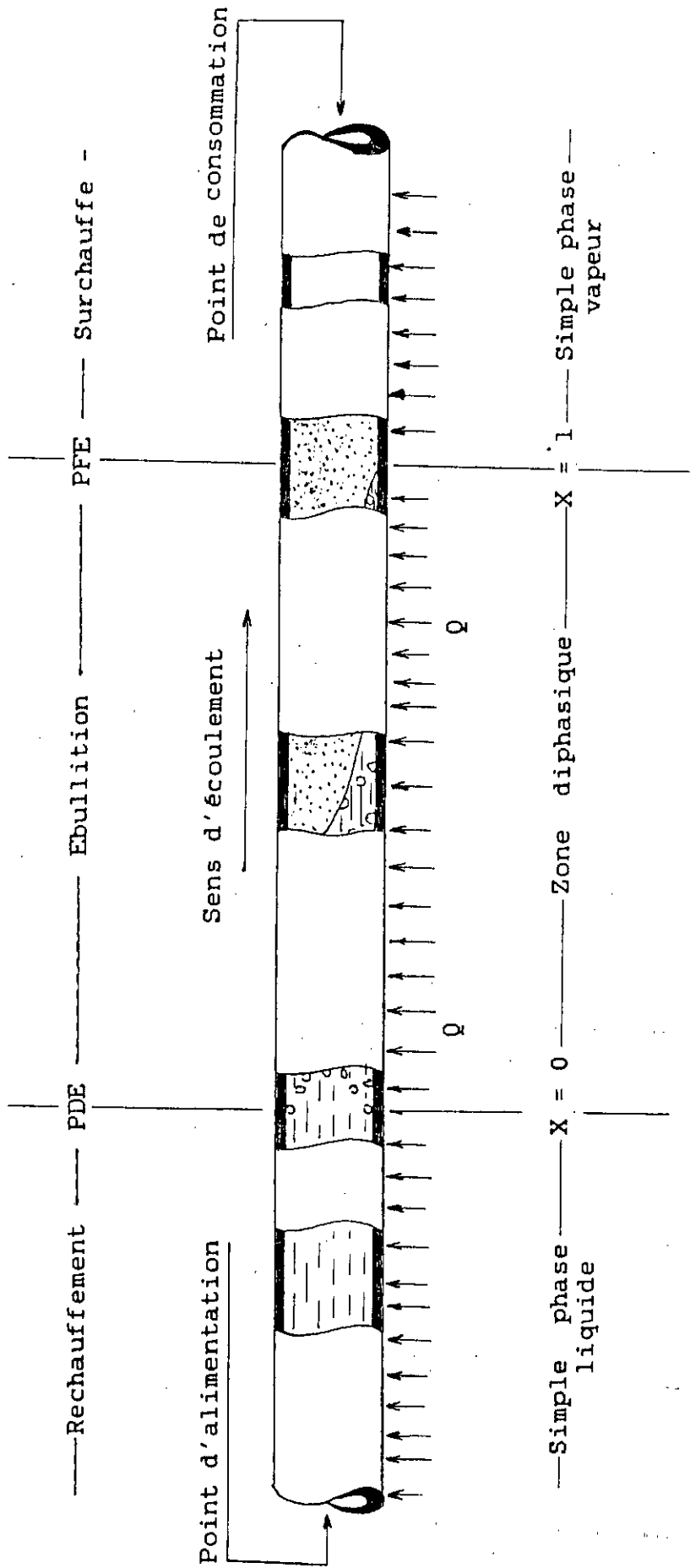


Fig. 3.1 Principales zones du tube vaporiseur

- PDE : Point du début d'ébullition
- PFE : Point de fin d'ébullition
- X : Titre de vapeur
- Q : Flux chauffant de chaleur.

## 3.2 Zone de rechauffement

### 3.2.1 Relations fondamentales

Si  $Q$  est l'apport linéique de chaleur et  $A$  la section du canal et si le fluide est supposé incompressible, la vitesse d'écoulement n'est fonction que du temps et non de la coordonnée  $z$  et s'il n'y a pas des pertes de charges, toute la chaleur absorbée par le fluide est accumulée sous forme d'énergie interne et s'exprime par un accroissement de températures  $t$ .

L'équation de l'énergie appliquée au volume de contrôle (fig.3.2) s'écrit :

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + W \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} + \frac{1}{c \cdot A} \frac{\partial P}{\partial \tau} \quad (3-1)$$

$\rho$  : masse volumique.

$P$  : pression.

$c$  : chaleur spécifique de l'eau.

Pour l'eau à cause de sa grande masse volumique comparée à celle de la vapeur, le dernier terme n'est pas important, si la pression est constante il disparaît complètement.

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + W \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} \quad (3-1-a)$$

En introduisant la dérivation particulaire qui donne la variation lorsqu'on se déplace à la vitesse  $W$  des particules (variables de Lagrange).

$$\frac{d}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + W \frac{\partial}{\partial z} \quad (3-1-b)$$

La variation de la température d'une particule fluide s'écrit :

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} \quad (3-1-c)$$

ou



$$\frac{dt}{dz} = \frac{Q}{\rho \cdot C \cdot A \cdot W} \quad (3-1-d)$$

si le processus est stationnaire on obtient de (3-1-a) :

$$\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{Q}{\rho \cdot C \cdot A \cdot W} \quad (3-2)$$

Ce qui représente un segment de droite ayant comme origine à l'entrée du tube ( $z=0$ ), la température  $t_0$  et atteint la température du début d'ébullition (PDE)  $T_{eb}$  à  $z=L_e$  : fig 3-3 ;

la pente de cette droite dépend de l'apport de chaleur  $Q$  et du débit massique  $m$ ,  $Q$  et  $m$  étant supposés constants.

Une fois que le régime est établi on peut étudier la réponse du système à une variation des paramètres  $W$  et  $Q$ .

### 3.2.2 Variations des paramètres dues à un échelon de vitesse

Les segments 0-PDE<sub>1</sub> et 0-PDE<sub>2</sub>, de la fig 3.3, représentent les répartitions de température  $t$  pour un même flux de chaleur  $Q$  mais pour deux valeurs de vitesse différentes  $W_1$  et  $W_2$  ( $W_2 > W_1$ ).

Ces segments déterminent deux états établis de température :

Le temps nécessaire pour porter le fluide à l'ébullition, à la suite de ce surcroît de vitesse, s'exprime par :

$$T_e = (t_{eb} - t_0) \frac{C \cdot A}{Q} \quad (3-3)$$

et la longueur du tube qui lui correspond est :

$$L_e = (t_{eb} - t_0) \frac{C \cdot A}{Q} \cdot W \quad (3-4)$$

ou  $L_e = W \cdot T_e \quad (3-5)$

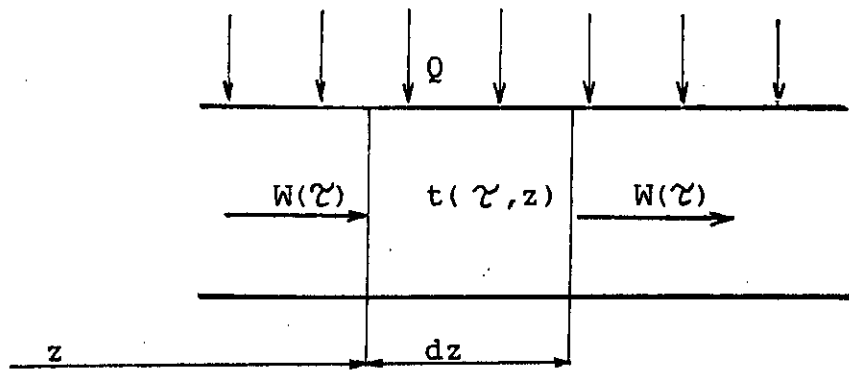


Fig.3.2 Élément de la zone de réchauffement

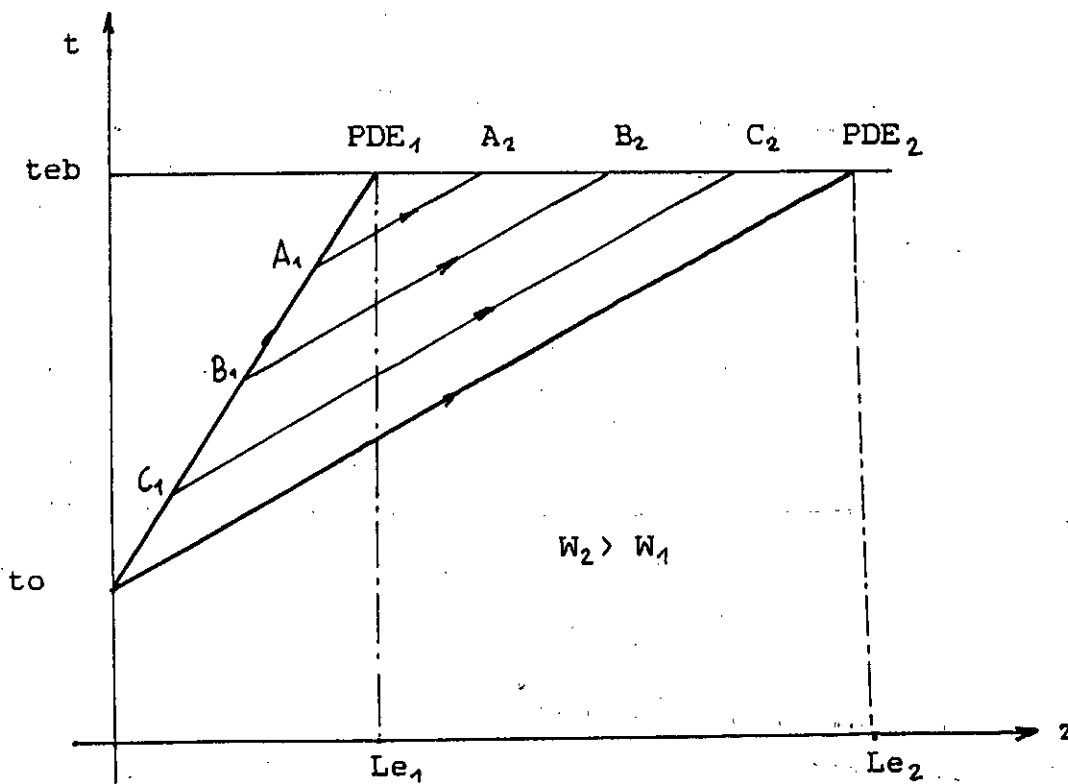
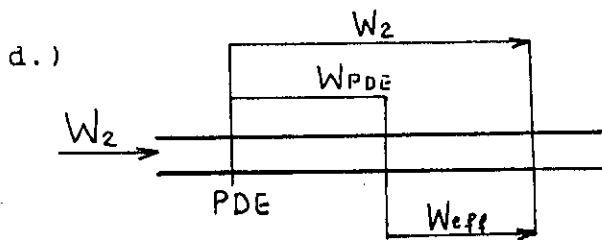
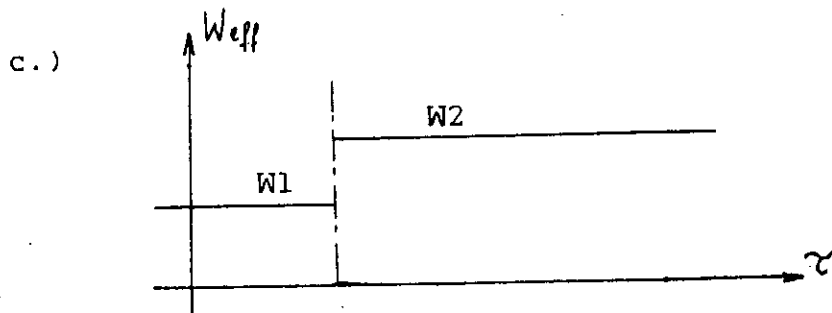
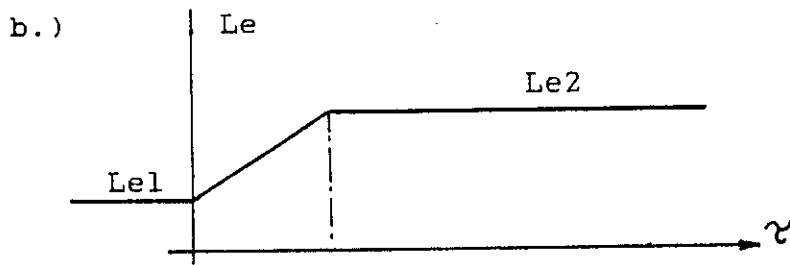
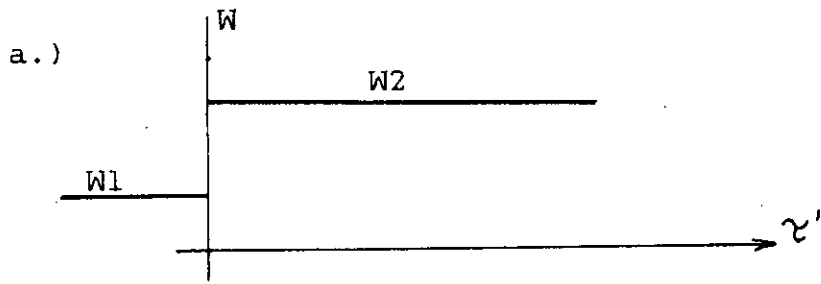


Fig.3.3 - Passage d'un état établi des températures à un autre par suite d'un surcroît en échelon de vitesse de fluide .



$$Le(\tau) = \int_{\tau - T_e}^{\tau} W(\tau') d\tau'$$

Fig. 3.4 les relations des vitesses dans la zone de rechauffement

A l'instant du surcroît de vitesse ( $W_1$  à  $W_2$ ), la distribution de température est donnée par le segment O-PDE; à partir de ce moment la croissance de température est donnée par l'équation (3-1-d) ou on substitue à  $W$  sa nouvelle valeur  $W_2$ .

Les droites  $A_1A_2$ ,  $B_1B_2$  et  $C_1C_2$  parallèles à O-PDE<sub>2</sub> montrent la croissance pour quelques particules.

La particule qui à l'instant de perturbation entre dans la chambre chauffée, atteint le PDE après le temps  $T_e$ , c'est l'étape finale de la transition et l'établissement d'un nouvel état d'équilibre.

La fig.3.3-a représente l'excitation en échelon de la vitesse  $W$  et la fig.3.3-b la variation de la longueur d'ébullition  $Le$  qui lui correspond.

La vitesse de déplacement du PDE pendant la transition est constante, elle est égale à :

$$W_{PDE} = \frac{Le_2 - Le_1}{T_e} \quad \text{soit} \quad W_{eff} = W_2 - W_1 \quad (3-6)$$

Comme le PDE se déplace dans le sens de l'écoulement, la vitesse effective d'entrée de l'eau dans la zone d'ébullition correspondant à la période transitoire est :

$$W_{eff} = W_2 - W_{PDE} \quad \text{soit} \quad W_{eff} = W_1 \quad (3-7)$$

La fig 3.4 (d) explique les dépendances des vitesses des particules et la fig.3.4-c illustre la réponse de la vitesse effective  $W_{eff}$  à la perturbation en échelon de vitesse  $W$ .

On constate un retard pur de valeur  $T_e$  de cette réponse rapport à l'excitation, Voir fig 3.4 (a) et (c).

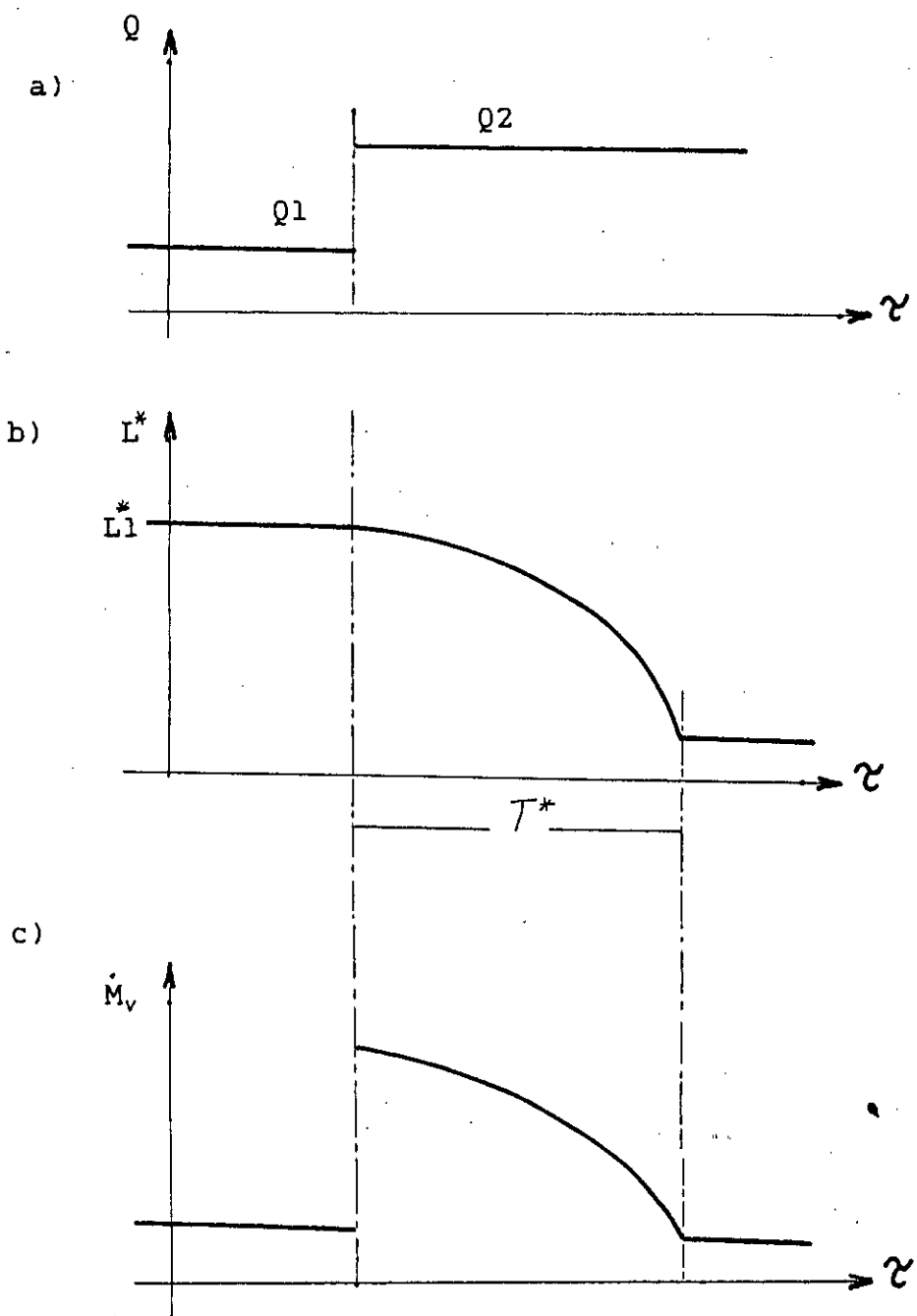


Fig. 3.7 Reponses de la longueur d'ébullition et de la production de vapeur à la suite d'un surcroit du flux de chaleur.

### 1.2.4 Equation de la caractéristique

L'équation différentielle régissant le mouvement de la particule fluide étant :

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} + \frac{1}{\rho \cdot c} \frac{\partial P}{\partial \tau} \quad (3-1)$$

C'est une équation différentielle aux dérivées partielles du premier d'ordre. C'est dans l'espace  $z-t$  une relation linéaire entre les dérivées partielles du 1er ordre de la fonction  $t(z, \tau)$ . Or nous savons que la différentielle de la fonction le long du chemin ( $dz, d\tau$ ) est également une fonction linéaire aux dérivées partielles de  $t$ .

$$dt = \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial t}{\partial z} dz \quad (3-1-e)$$

En identifiant (3-1) et (3-1-e) et avec l'hypothèse d'une vitesse de propagation infinie d'une perturbation de pression on aboutit à :

$$\frac{dt/d\tau}{\partial t / \partial \tau} = \frac{dz/d\tau}{\partial t / \partial z} = 1 \quad (3-1-f)$$

Cette identification conduit à l'interprétation suivante :  
 Parmi tous les chemins différentiels ( $dz, d\tau$ ), il existe des chemins privilégiés définis par :

$$w = \frac{dz}{d\tau} = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} \quad (3-9)$$

long desquels la variation  $dt$  est connue et elle est égale à :

$$dt = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} d\tau$$

Ces chemins d'intégrations s'appellent "Courbes caractéristiques". Les caractéristiques sont dans ce cas identiques aux lignes de placement des particules en fonction du temps. La propagation des perturbations thermiques se fait avec la vitesse de transport fluide.

### 3.2 Zone d'ébullition

#### 3.3.1 Relations fondamentales

Si  $U$  est l'énergie interne spécifique, le bilan énergétique du fluide dans une tranche infinitésimale du canal ( Fig 3.6) qui tient compte du transport de masse, de l'énergie cinétique et du travail de refoulement est :

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho (U + W^2/2)) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W (U + W^2/2)) = -\frac{Q}{A} \quad (3-10)$$

et en utilisant la définition de l'enthalpie  $H$  :

$$h = U + p.v \quad (3-11)$$

L'équation (3-10), exprimée sous forme différentielle, devient :

$$\begin{aligned} & \left( h + \frac{W^2}{2} \right) \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial (\rho W)}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial h}{\partial z} + W \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \rho W \left( \frac{\partial W}{\partial z} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) = \\ & = \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{Q}{A} \end{aligned} \quad (3-12)$$

La condition de continuité traduit la conservation de masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial (\rho W)}{\partial z} = 0 \quad (3-13)$$

Si  $\tau$  est la force de frottement paroi-fluide, l'équation de conservation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \left( \frac{\partial W}{\partial z} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) + \frac{\rho \tau_w}{A} = -\frac{\partial P}{\partial z} \quad (3-14)$$

$\tau_w$ : Perimetre Mouille'

L'expression (3-12) compte tenu des expressions (3-13) et (3-14), devient :

$$\left( \frac{\partial h}{\partial \tau} + w \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{Q}{\rho \cdot A} + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial \tau} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\rho \cdot \gamma \cdot w}{\rho \cdot A} \quad (3-15)$$

Si on considère l'effet du frottement nul, comparé à l'effet d'un apport de chaleur élevé, cette expression s'écrit :

$$\frac{dh}{d\tau} = \frac{Q}{\rho \cdot A} + \frac{dp}{d\tau} \quad (3-15-a)$$

Pour simplifier son interprétation, cette équation s'écrit sous la forme suivante :

$$dh = v \frac{Q}{A} d\tau + v dp \quad (3-15-b)$$

$v$  : Volume spécifique du fluide

$Q$  : Apport linéique de chaleur à l'élément mobile

si par hypothèse, la pression reste invariable dans le temps et sur toute la zone d'ébullition ; les paramètres thermodynamiques, caractérisant l'état de la vapeur varient peu et sont liés par :

$$x = \frac{v - v'}{v'' - v'} = \frac{h - h'}{h'' - h'} = \frac{s - s'}{s'' - s'} \quad (3-16)$$

ou  $x$  : Le titre de vapeur

$v', v''$  : Volumes spécifiques d'eau liquide et vapeur ;

$s', s''$  : Entropies spécifiques d'eau liquide et vapeur

ou écrites sous forme différentielle :

$$\frac{dh}{h'' - h'} = \frac{dv}{v'' - v'} \quad (3-16-a)$$

en combinant les équations (3-15-a) et (3-16-a) et compte tenu de la définition de la chaleur latente  $L_v$  :



$$L_v = h'' - h' \quad (3-16-a)$$

on aboutit, après intégration de l'équation produite, à :

$$v = v' e^{\tau/T} \quad (3-17)$$

ou T est une constante de temps telle que :

$$T = \frac{A L_v}{(v'' - v') Q} \quad (3-17-a)$$

La loi de croissance du titre de vapeur, à partir des équations (3-17) et (3-18), s'exprime par :

$$x = \frac{v'}{v'' - v'} (e^{\tau/T} - 1) \quad (3-18)$$

Le temps d'évaporation complète  $T^*$  et la constante de temps T sont liés par :

$$T^* = T \ln \frac{v''}{v'} \quad (3-19)$$

Si le régime est stationnaire, le débit massique sur toute la zone est constant, le volume spécifique et la vitesse locale sont inversement proportionnels.

$$W = W_0 e^{-\tau/T} \quad (3-20)$$

$W_0$  étant la vitesse de la particule fluide à l'entrée de zone d'ébullition,

### 3.3.2 Production de vapeur après un échelon de vitesse

Soient  $\tau = 0$  l'instant où se produit un surcoût de vitesse à l'entrée dans la zone d'ébullition et  $W_{01}$  et  $W_{02}$ , les vitesses d'entrées de l'eau respectivement avant et après perturbation.

A un instant  $\tau$ , une particule arrive au point de fin d'ébullition (PEE), particule qui à l'origine des temps était déjà pendant  $T^* - \tau$  dans la zone et ayant parcouru dans ce temps la distance  $L_1$ , telle que :

$$L_1 = W_{01} T (e^{(T^* - \tau)/T} - 1) \quad 0 \leq \tau \leq T^* \quad (3-21)$$

La longueur de la zone d'ébullition à l'instant, apres calculs, a la forme :

$$L^*(\tau) = L_1^* + T (Wo_2 - Wo_1) (e^{-\tau/T} - 1) \quad (3-22)$$

ou  $L_1^*$  est la longueur de la zone d'ébullition en absence de la perturbation  $Wo_2$ .

comme on a admis un flux de chaleur uniforme, la production de vapeur  $Mv$  est proportionnelle à la longueur de la zone d'ébullition soit :

$$Mv = L^*(\tau) \frac{Q}{L_v} \quad (3-23)$$

La réponse de production à un surcroit en échelon de vitesse est aussi une exponentielle à exposant positif et à constante de temps  $T$  dont on peut voir la forme sur la Fig 3.6 au niveau de la courbe  $PFE_1 \rightarrow PFE_2$ .

### 3.3.3 Production de la vapeur après un échelon de flux $Q$

La variation de  $Q$  entraîne une variation de la constante de temps de  $T_1$  à  $T_2$  (respectivement à  $Q_1$  et  $Q_2$ ). Si  $t_1$  et  $t_2$  sont les temps de présence d'une particule dans la zone avant et après la perturbation, la condition nécessaire pour que la particule atteigne une évaporation complète est :

$$e^{-t_1/T_1} \cdot e^{-t_2/T_2} = \frac{v'}{v} \quad (3-24)$$

la longueur de la zone d'ébullition pour cet état est :

$$L^*(\tau) = L_1^* + (T_2 - T_1) Wo (e^{-\tau/T_2} - 1) \quad (3-25)$$

ou  $L_1^*$  est la longueur de la zone d'ébullition en absence de la perturbation  $Q_2$ .

La courbe de transition  $L(\tau)$ , obtenue de l'équation (3-24), est illustrée sur la fig 3-8-b. on perçoit une diminution de zone d'ébullition à la suite d'un surcroit de la chaleur  $Q_1$  à  $Q_2$ , fig 3-8-a ;

La production de la vapeur  $Mv$ , étant proportionnelle à la longueur de la zone d'ébullition (equation (3-23), diminue progressivement dans le temps ; un tel état est représenté par la courbe fig 3-7-c.

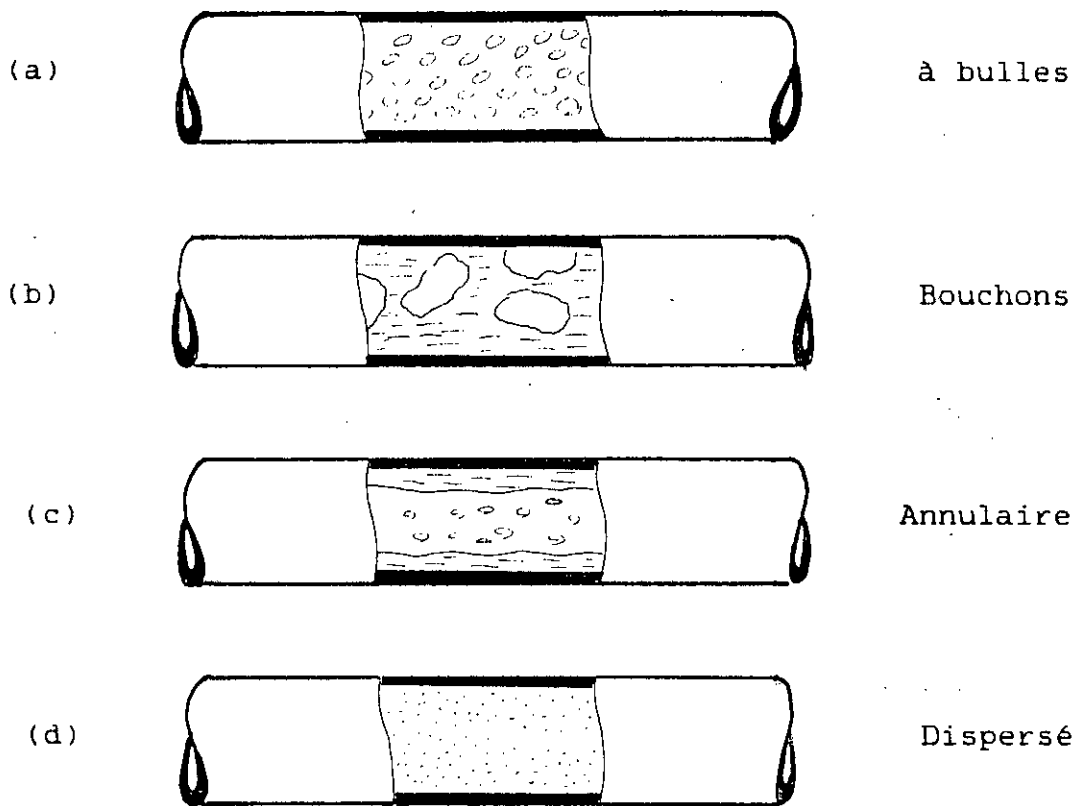


Fig.3.8 Les principales configurations d'écoulements

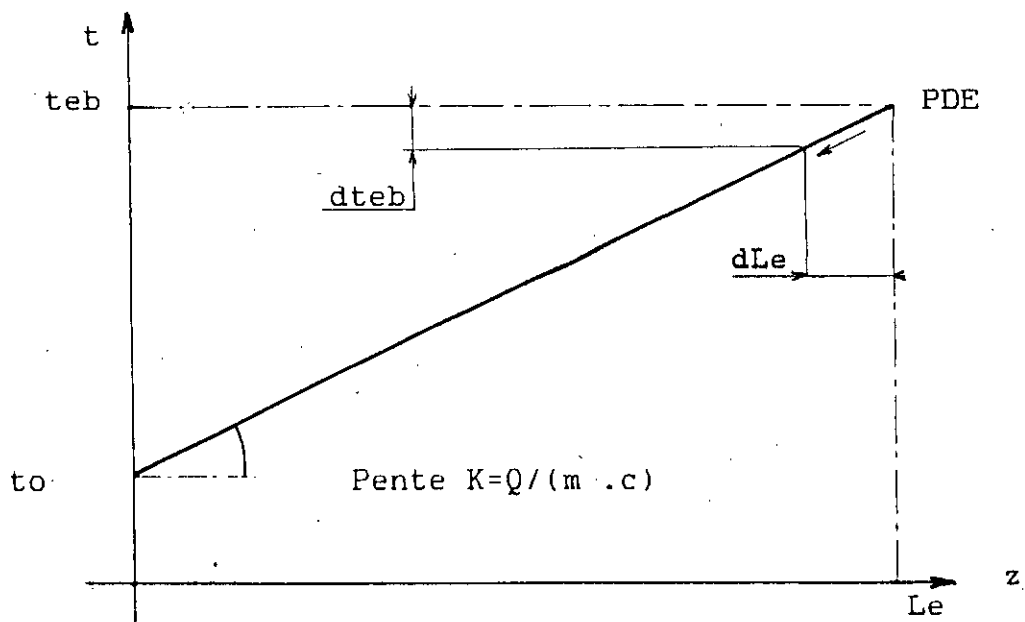


Fig. 3.9 Effet de la pression sur la température d'ébullition et sur le déplacement du PDE.

### 3.3.4 Equation de la caractéristique

L'équation différentiel qui régit le mouvement de fluide dans la zone d'ébullition étant exprimée par :

$$\left( \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial z} W \right) = \frac{Q}{\rho \cdot A} + \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial z} W \quad (3-15)$$

Par une méthode similaire qu'au paragraphe 3.2, l'équation caractéristique est exprimée par :

$$W = \frac{dz}{d\tau} \quad \text{soit:} \quad W = W_0 e^{\tau/T} \quad (3-20)$$

Cette équation exprime que la vitesse de propagation des perturbations, excepté la pression qui se propage avec une vitesse infinie, vaut la vitesse de transport du fluide.

### 3.4 Configurations de l'écoulement, glissement des phases

#### 3.4.1 Principales structures d'écoulement

on a traité dans les paragraphes précédents l'écoulement comme homogène, chose qui n'est pas dans le cas réel, en effet les propriétés physiques des deux phases (liquide, vapeur) telles que densité, viscosité et tension superficielle sont différentes. Ceci fait que les vitesses moyennes des deux phases sont différentes. Dans un écoulement accéléré, on observe que la phase la plus légère (vapeur) devance la plus dense (liquide). Ce phénomène est connu sous le nom "effet de Bernoulli", /39/.

on distingue de nombreuses structures /13,15,29,39/ ; mais on en dégage quatre principales Fig.3.8 et ce sont celles de probabilités d'existence sont les plus élevées.

- Ecoulement à bulles (a): l'ébullition s'initie par la naissance de plusieurs bulles en un court tronçon.
- Ecoulement à bouchons (b): Les bulles formées ont tendance à s'agglomérer en formant des poches de vapeur, on observe alternativement des tranches d'eau et de vapeur.
- Ecoulement annulaire (c): les poches de vapeur augmentent de volume et colle le liquide à la paroi du tube ainsi l'eau forme un anneau liquide et la vapeur circule au centre du canal.
- Ecoulement dispersé (d): réellement les poches de vapeur sont composées de brumés ou fines gouttelettes d'eau dispersées dans la veine vapeur.

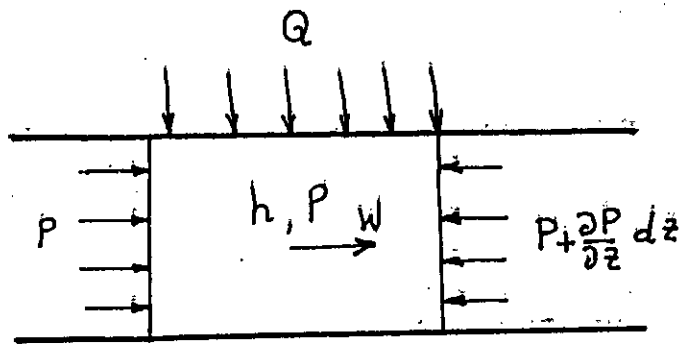


Fig 3.5 Element de la zone d'ébullition

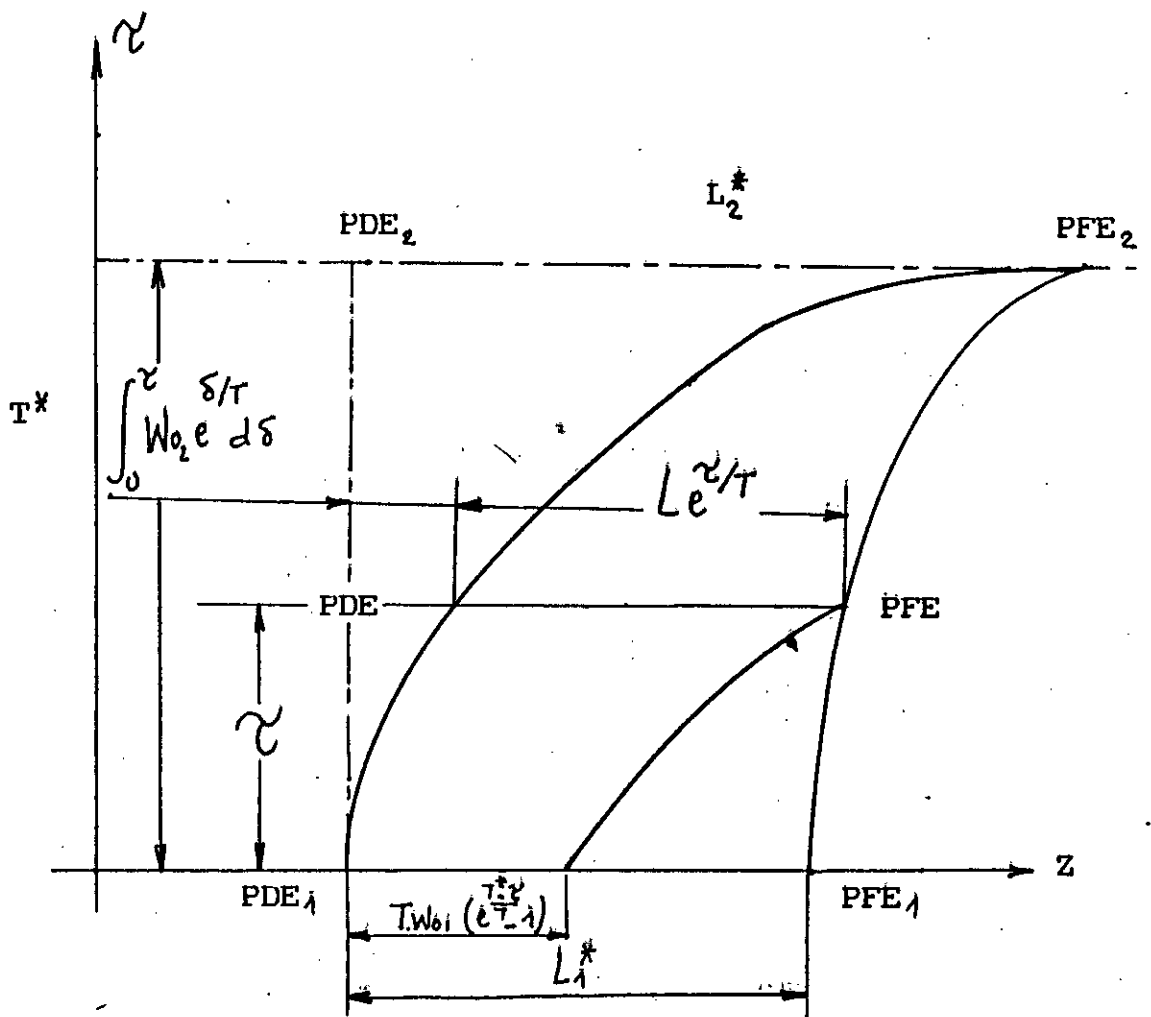


Fig. 3.6 Variation de la longueur d'ébullition  $L^*$  par suite d'un échelon de vitesse de  $w_{01}$  à  $w_{02}$

### 3.4.2 Paramètres caractéristiques de l'écoulement diphasique

Le glissement : c'est le rapport des vitesses moyennes  $W_v$  et  $W_e$  respectivement de la vapeur et du liquide, on le note dans ce qui suit par  $S$ , tel que :

$$S = \frac{W_v}{W_e} \quad (3-25)$$

étant donné que, la constitution des phases le long du canal n'est pas la même, le glissement peut être évalué comme une grandeur locale ou une valeur moyenne sur section donnée. En général ce rapport augmente avec le titre  $x$ .

On utilise le plus souvent le taux de vide statique (void-fraction) qui définit la contribution volumétrique de vapeur :

$$\alpha = \frac{A_v}{A_v + A_e} \quad (3-26)$$

où  $A_v$  et  $A_e$  sont respectivement les sections de passage de la vapeur et de l'eau liquide.

Un paramètre important et couramment utilisé est le titre de vapeur  $x$  défini par :

$$x = \frac{M_v}{M_v + M_e} \quad (3-27)$$

où  $M_v$  et  $M_e$  sont respectivement le débit de vapeur et le débits d'eau.

La constitution de vapeur en écoulement ou taux de vide dynamique est défini par :

$$\beta = \frac{M_v v^*}{M_v v^* + M_e v'} \quad (3-28)$$

$v^*$  et  $v'$  étant respectivement les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur saturés.

Le titre  $x$ , le taux de vide statique et le glissement sont liés par la relation :

$$S = \frac{x}{1-x} \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{v^*}{v'} \quad (3-29)$$

Compte tenu de la définition (3-27); indépendamment du glissement des phases, si le flux chauffant  $Q$  est uniforme, la croissance du titre reste linéaire le long du canal.

### 3.5 Conséquences de la variation de la pression

#### 3.5.1 Surcroît de l'enthalpie du liquide

L'équation représentative de cette variation d'enthalpie est:

$$dh = v \frac{dQ}{A} + v dp \quad (3-14-b)$$

Celle-ci est composée d'un terme  $dQ$  à l'apport de chaleur et d'un autre  $dQ$  à la variation de la pression.

Pour l'eau à cause de son volume massique, 0.001 aux températures ambiantes, une augmentation de pression de 0.5 bar provoque un surcroît de température très faible de 0.012 °K qui peut être négligeable devant les surcroîts dus à l'apport de chaleur. Ce n'est pas le cas de la vapeur, surtout si le générateur de vapeur travaille à des pressions très basses, 1.6 à 2 bars dans notre étude, pour laquelle le volume spécifique est 1000 fois plus important que celui de l'eau.

#### 3.5.2 Modification des paramètres thermodynamiques

Par sa variation, la pression modifie tous les paramètres relatifs à l'état d'ébullition. Cela peut toucher très peu les uns, d'avantage les autres. Les tableaux ci-dessous, spécifiques à l'état de saturation de l'eau pour les deux phases liquide et vapeur, illustrent de tels effets sur les paramètres thermodynamiques pour une pression de l'expérience variant de 1.4 à 2.4 bars;

a- cas de l'eau saturée

P bar	t °c	V' . 10 <sup>6</sup> m <sup>3</sup> / kg	H' kcal/kg	S' kcal/kg°c
1.4	109.29	1050.8	109.41	0.3368
1.6	113.30	1054.3	113.47	0.3474
1.8	116.92	1057.4	117.13	0.3567
2.0	120.22	1060.5	120.47	0.3653
2.2	123.26	1063.4	123.50	0.3730
2.4	126.08	1066.4	125.50	0.3770

b- cas de la vapeur d'eau saturée

P bar	V' m <sup>3</sup> / kg	H' kcal/kg	S' kcal/kg°c	Lv kcal/kg
1.4	1.2390	642.2	1.7300	532.8
1.6	1.0927	643.7	1.7194	530.2
1.8	0.9787	644.9	1.7100	527.8
2.0	0.8863	646.0	1.7014	525.5
2.2	0.8108	647.0	1.6937	523.5
2.4	0.7470	648.0	1.6869	521.6

Les variations relatives, rapportées à un surcroît d'un bar, pour une pression de 1.6 bars des volumes spécifiques du liquide  $V'$ , de vapeur  $V''$  et de la chaleur latente  $L_v$  sont comme suit:

- Volume spécifique de l'eau  $V'$  1.515 % /bar
- Volume spécifique de vapeur  $V''$  53.23 % /bar
- Chaleur latente de vaporisation  $L_v = H'' - H'$  -2.26 % /bar

On remarque la valeur importante de  $(dV''/V'')/dP$ ; ce qui entraîne une réaction forte et rapide de la production de vapeur après un surcroît de pression. En effet la longueur de la zone d'ébullition  $l_{eb}$  est pratiquement proportionnelle au volume spécifique de vapeur  $V''$ .

### 3.5.3 Température d'ébullition

La variation de la pression agit également sur la température d'ébullition; la figure 3.10 présente la croissance linéaire de la température de l'eau le long de la zone de chauffage depuis une température  $t_0$ , d'entrée de l'eau dans le générateur, jusqu'à la température de saturation  $t_{sb}$ .

Lors d'une variation de la pression, il en résulte un changement de la température d'ébullition et par suite un déplacement du PDE; ce déplacement est d'autant plus remarquable que la pente  $K = Q/(m.c)$ , de la droite  $t_f(z)$  est plus faible.

Le rapport des surcroîts de  $t_{sb}$  et de  $P$  peut être évalué directement par les tables de vapeur ou calculé à l'aide de l'équation de Clapeyron, soit:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{L_v}{T_s (v'' - v')} \quad (3-30)$$

$L_v$  : chaleur latente de vaporisation  
 $T_s$  : température de saturation de la vapeur

### 3.5.4 Débits d'alimentation et de consommation

La perturbation de la pression influe sur la répartition des débits dans le vaporisateur. Si on néglige les pertes de charges linéaire et en ne tenant compte que des résistances d'entrée et de sortie; l'analyse de cette influence devient facile. Si  $P_H$  et  $P_P$  sont les pressions d'alimentation en eau et d'échappement de vapeur, les débits seront calculés à partir des pressions  $P_H$  et  $P_P$  pour l'entrée et pour la sortie  $P_H$  et  $P_P$ . La variation du débit de vapeur constitue une réaction négative à l'évolution de la pression.



### 3.5.5 Apport de chaleur

L'apport de chaleur se fait le plus souvent à travers la paroi du tube. Si la capacité calorifique de la paroi est négligée et en faisant appel à une simplification de linéarisation souvent utilisée "Ecart de température -flux chauffant" :

$$Q = K \cdot (T_{ex} - t_{eb}) \quad (3-32)$$

K : coefficient globale de conduction en W/(m.<sup>2</sup>k)  
 T<sub>ex</sub> : température extérieure du fluide chauffant  
 T<sub>eb</sub> : température d'ébullition du fluide chauffé

on obtient une réaction immédiate négative de production de vapeur à une variation de pression. En effet la production de la vapeur est inversement proportionnelle au flux chauffant ( Mv=L.lv/Q ).

Le coefficient de transmission de la chaleur K peut inclure la résistance thermique du tube. Généralement, la conduction de la chaleur est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \quad (3-34)$$

α : la diffusivité thermique  
 λ : conductivité thermique de la paroi  
 c : Capacité calorifique  
 ρ : rayon du canal

Les conditions aux limites sont, généralement, diverses ( isolation thermique ou calorifugeage, transfert de chaleur par convection, un flux chauffant ). A l'intérieur du canal c'est toujours une convection et ou le potentiel "T<sub>m</sub>-T<sub>eb</sub>" gouverne le transfert thermique entre paroi-fluide. Si on applique une isolation, la capacité calorifique de la paroi fait que maintenant la réaction de la production de vapeur est comme précédemment rapide mais transitoire.

.....

Chapitre : IV

MECANISME PHYSIQUE DU PHENOMENE DES OSCILLATIONS  
AUTO-ENTRETENUES

.....

## 4.2 Phénomène à grand gradient de pression

### 4.2.1 Mécanisme physique

Ce phénomène est caractérisée par une grande influence de la pression dans le générateur sur le débit d'eau qui l'alimente.

Le débit traversant le diaphragme R1, fig 4-4-a, résulte des pressions  $P_H$  constante de l'alimentation et P du générateur de vapeur supposée constante jusqu'à la restriction de sortie R2 . On suppose que l'apport lineique de chaleur Q constant le long générateur et que seules les restrictions R1 et R2 engendrent des pertes de charges.

Afin d'avoir une image pure sur les oscillations enregistrées, on suppose que l'amplitude de la pression est petite de manière que les paramètres thermodynamiques du fluide soient faiblement influencés et qui peuvent être considérés comme constants .

L'eau entre saturée ce qui situe le point du début d'ébullition PDE exactement à l'entrée du générateur .

On distingue alors deux zones dans le générateur, la zone d'ébullition de longueur  $L^*$  qui se termine au point de fin d'ébullition PEE et la zone de surchauffe.

Les débits massiques d'eau  $M_e$  et de vapeur  $M_v$ , à travers les restrictions R1 et R2 sont proportionnels aux chutes de pression correspondantes :

$$M_e \propto ( P_H - P ) \quad ; \quad M_v \propto ( P - P_p ) \quad (4-1)$$

$P_p$  étant la pression de la prise de vapeur .

En régimes permanent et en absences d'instabilité, la pression P reste constante dans le temps et sa valeur est telle qu'il ya l'égalité des débits d'eau  $M_e$  et de vapeur  $M_v$ .

Sur le diagramme fonctionnel, fig 4-4-b, qui rassemble les interactions entre les paramètres ; on peut suivre la naissance des oscillations .

Supposons qu'à la suite d'une perturbation de courte durée, la pression P diminue légèrement ; cette chute de pression provoque une augmentation du débit d'eau ( case 1 ), la longueur de la zone d'ébullition n'est que très légèrement perturbée de même pour la production de la vapeur  $M_v$  qui lui est proportionnelle :

$$M_v = Q \cdot L^* / L_v \quad (4-2)$$

Q : le flux chauffant et

$L_v$  : chaleur latente de vaporisation.

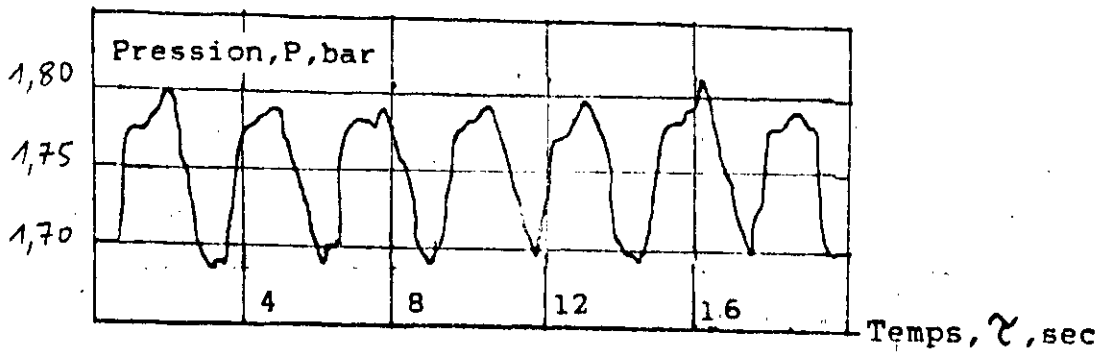


Fig. 4.1 Oscillations auto-entretenues de pression (1) pour une grande résistance d'entrée ou dite à faible gradient de pression.

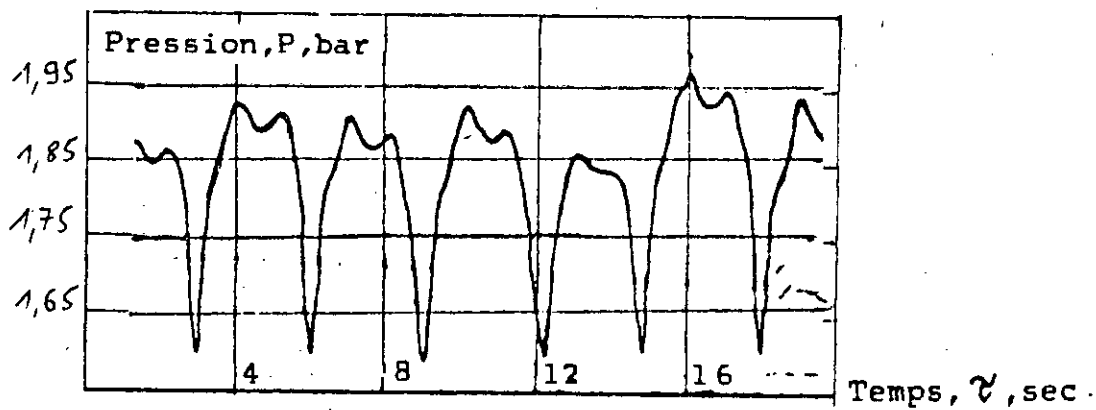


Fig. 4.2 Oscillations auto-entretenues de pression (2) dans le cas d'une faible résistance d'entrée ou dite à grand gradient de pression

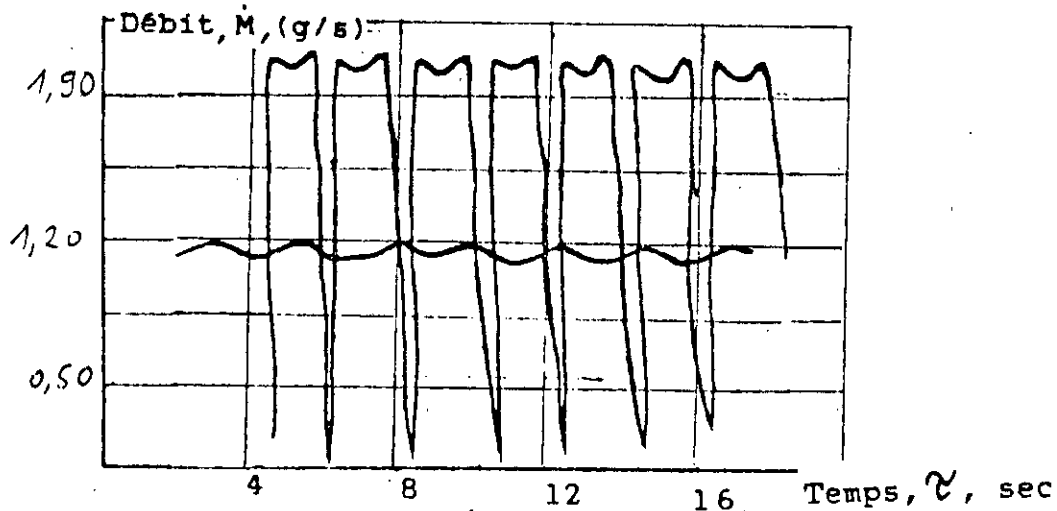


Fig. 4.3 Oscillations auto-entretenues de débits  
 (1) - Cas d'une grande résistance d'entrée  
 (2) - Cas d'une faible résistance d'entrée.

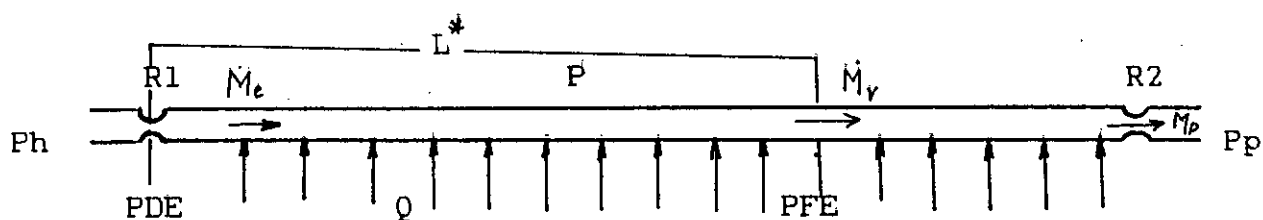


Fig. 4.1-a - Schéma physique du générateur de vapeur Mono-tubulaire pour le cas d'une faible résistance d'entrée ( Grand gradient de pression )

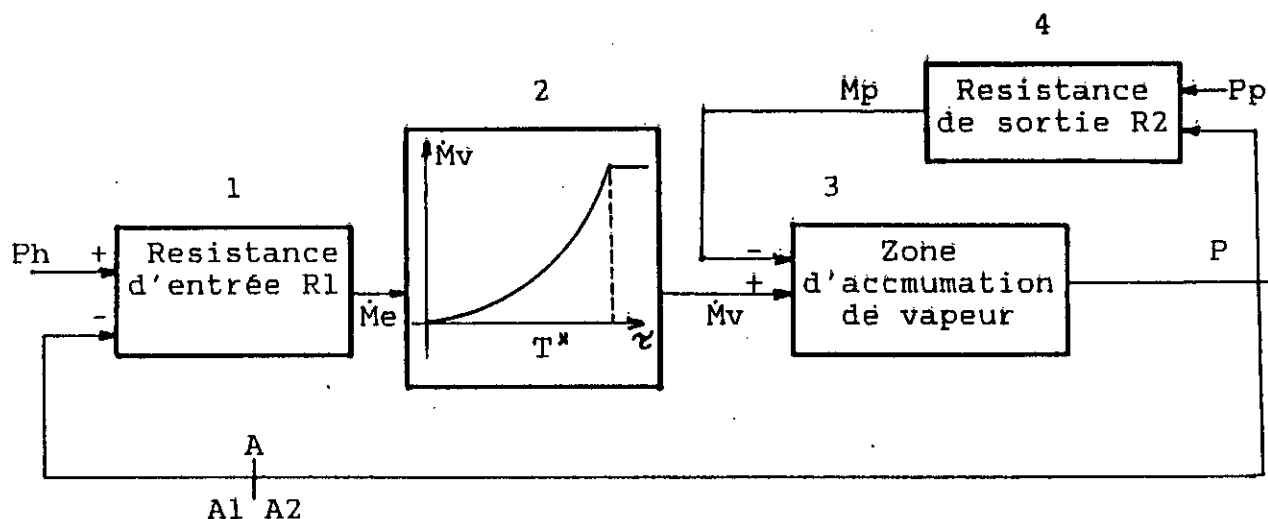


Fig. 4.1-b - Schéma fonctionnel des interactions produites dans le G.V.M correspondant au schéma ci-dessus " Oscillations auto-entretenues de pression, des debits d'alimentation en eau et de consommation en vapeur "

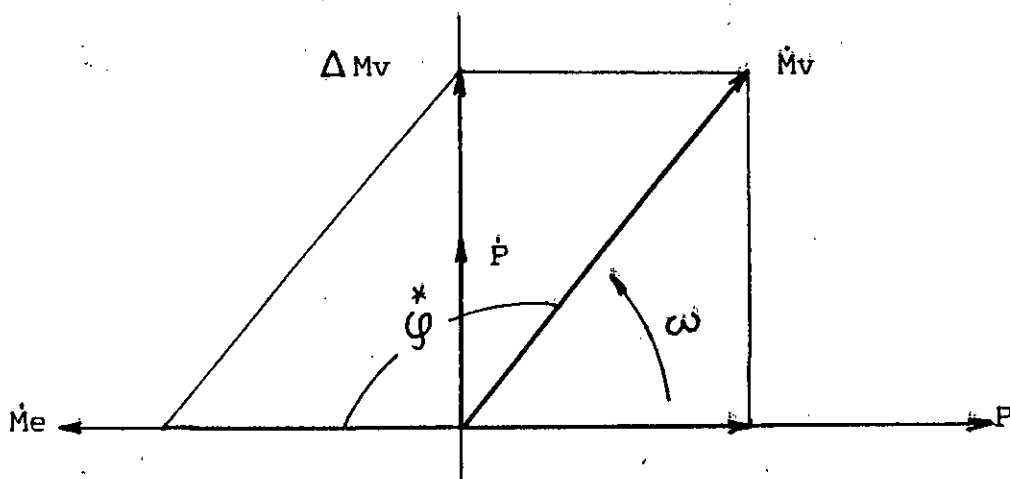


Fig. 4.1-c - Représentation vectorielle (de Fresnel) correspondant au schéma d'interaction ci-dessus

Si les écarts consécutifs de pression par rapport à la valeur initiale sont de plus en plus grands l'instabilité s'accroît ; la tendance vers l'instabilité est d'autant plus forte d'une part que la restriction d'entrée R1 est faible, c-à-d que la pression modifie fortement le débit et d'autre part que la restriction de sortie R2 est importante, c-à-d que la production de vapeur modifie fortement la pression .

Si le générateur est alimenté en eau sous refroidie Le PDE se trouve à une distance en aval de la restriction d'entrée R1 . Au cours des oscillations qui peuvent se produire , le PDE se déplace à cause de la variation du débit d'entrée et la vitesse effective de la limite mobile de l'eau dans la zone d'ébullition, est égale à la vitesse de l'eau entrant à l'instant  $t_e$  ,  $t_e$  temps nécessaire pour échauffer l'eau depuis la température  $t_0$  à l'entrée jusqu'à la température d'ébullition:

$$W_{eff} = W (\tau - t_e) \quad ( 4-6 )$$

ainsi la zone de réchauffement introduit un retard pur qui s'ajoute à celui de la zone d'ébullition

#### 4.3 Période du phénomène

Une étude du sens des variations des paramètres successifs  $P \rightarrow M_e \rightarrow M_v \rightarrow P$ , a montré qu'une diminution initiale de la pression P du générateur a pour conséquence une augmentation de ce même paramètre . La présence d'un retard presque pur, permet d'obtenir pour une pulsation donnée un déphasage de retard de la boucle ouverte égal à  $180^\circ$ .

La valeur de la restriction d'entrée suffisamment faible mesurée par l'influence importante de la pression sur le débit d'eau permet d'atteindre un gain de la boucle ouverte supérieur à un donc de dépasser la limite de la stabilité . Dans ce cas des oscillations de pression et d'autres paramètres sont observées .

Si le régime est établi, on peut analyser les dépendances phasiques à l'aide de la représentation vectorielle de Fresnel Cette méthode n'est applicable que pour des systèmes linéaire ou les oscillations ont une forme sinusoïdale .

Elle consiste à associer à la perturbation de pression le vecteur de pression P, sa dérivée le dévance de  $90^\circ$ . Etant donnée que le débit  $M_e$  est proportionnel à la différence  $P_H - P$ ,  $P_H$  étant constante ;  $M_e$  et P sont en opposition de phase .

Avec le même raisonnement on peut conclure que le débit de vapeur dans le générateur est en phase avec P (  $M_v$  proportionnel à  $P - P_0$  ). Si la différence  $P - P_0$  est très importante l'influence de P sur  $M_v$  est faible c-à-d que le module du vecteur sera relativement petit. Si le retard entre  $M_e$  et  $M_v$  était pur, leurs modules seraient égaux ; dans un tel cas le retard phasique satisfait à la condition :

( 4-7 )

le vecteur  $\vec{Macc}$  doit être porté sur la demi-droite qui porte P.

L'analyse du diagramme permet d'apercevoir que l'angle peut varier entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$  et par suite la période des oscillations d'après la relation , sera exprimée par :

$$T = (2 - 4) \cdot T^* \quad (4-8)$$

Si un système linéaire oscille avec une amplitude constante et si on introduit en A un signal sinusoïdal de pression de pulsation  $\omega$  ; (  $A_1$  et  $A_2$  sont respectivement deux points de coupure de la chaîne d'action ou on introduit le signal d'entrée et ou on mesure le signal de sortie ) . on observera en A une sinusoïde de pression de même amplitude et de même phase ( même phase à cause du signe - au niveau de R et que  $P - P'$  c'est elle qui contrôle le débit ). Le critère de Nyquist dit que si pour une pulsation donnée on observe un déphasage de  $180^\circ$  et gain dynamique ( valeur du rapport des amplitudes  $A_1$  et  $A_2$  ) dépasse un , la boucle fermée sera instable.

#### 4.3 Phénomène à faible gradient de pression

##### 4.3.1 Mécanisme physique

Ce phénomène est caractérisé par une influence très faible de la pression sur le débit d'alimentation qui reste pratiquement constant.

Comme dans le cas précédent, on va le décrire à l'aide d'un modèle très simplifié. on conserve l'hypothèse d'un chauffage uniforme . On considère un débit constant alimentant le générateur . Il en résulte une croissance linéaire de la température de l'eau dans la zone de réchauffement.

La figure 3-9 présente la croissance de la température de l'eau le long de la zone depuis une température  $t_0$  de l'eau, à l'entrée du générateur, jusqu'à la température de saturation  $t_{eb}$ .

lors d'une variation de la pression, il en résulte un changement de la température d'ébullition et par suite un déplacement du PDE . La vitesse effective dans la zone d'ébullition est donnée par :

$$W_{eff} = W_e = W_{PDE} \quad (4-9)$$

où  $W_e$  est la vitesse de circulation dans la zone de réchauffement

un accroissement de la pression provoque une diminution de la vitesse effective et par suite une diminution d'alimentation de la zone d'ébullition en eau saturée, ce qui entraîne avec un certain retard  $T^*$  une diminution de la production de vapeur  $M_v$ . Comme la prise de vapeur est supérieure à la production, on observe une décroissance de la pression . Cette décroissance est

suivie d'une croissance et le processus se poursuit. Si ces variations sont de plus en plus importantes, l'amplitude des oscillations augmente et l'instabilité se produit. Cette instabilité s'accroît avec une pente de rechauffement faible.

#### 4.3.2 Période

L'ensemble des vecteurs de Fresnel pour le cas limite de la stabilité des oscillations auto-entretenu pour ce mécanisme est analogue au précédent avec des éléments nouveaux qu'on doit ajouter, il s'agit de :

- la vitesse de déplacement du point du début d'ébullition  $W_{PDE}$  en phase avec le vecteur dérivée de la pression  $P$  soit en quadrature de phase avec la pression  $P$ ,
- La vitesse effective de la limite mobile à l'entrée de la zone d'ébullition  $W_{eff}$ .

La différence de phase de ces deux vecteurs ( $W_{PDE}$  et  $W_{eff}$ ) peut varier (voir diagramme) entre  $180^\circ$  et  $270^\circ$  il correspond exactement au retard du temps d'évaporation  $T^*$  ; soit une période des oscillations, en utilisant la relation (4-7):

$$T = (1.33 - 2) T^* \quad (4-10)$$

#### 4.4 Conclusion

L'analyse fréquentielle constitue une approche à l'interprétation du phénomène mais elle n'est pas suffisante car réellement les résistances  $R_1$  et  $R_2$  ont des caractéristiques non linéaires ; de plus le temps d'évaporation  $T^*$  est une fonction de la charge et qu'un changement de  $L^*$  provoque un changement du comportement dynamique de la case "volume".

- On a traité dans ce chapitre l'interaction de la pression avec les principaux paramètres notamment les débits à l'alimentation et celui de la production de la vapeur, mais réellement, quand la pression varie tous les paramètres de l'écoulement sont influencés ; ce point est tenu en ligne de compte aux chapitres qui suivent.

- En réalité l'écoulement du mélange eau-vapeur n'est pas homogène et il existe une différence de vitesse entre l'eau et la vapeur (glissement des phases), la forme de la réponse de  $M_v$  à un échelon  $M_e$  de  $M_e$  est différente, le temps d'évaporation est différent de celui donné par l'équation (4-4) et il est impossible de prévoir théoriquement le phénomène.



.....

Chapitre : V  
RESOLUTION NUMERIQUE

.....

## 5.1 Introduction

Dans le cas idéal, les résultats fournis par le calcul devraient confirmer ceux obtenus par l'expérience. Vu les limitations et afin d'échapper à l'insurmontabilité de l'étude, le modèle de calcul doit être simplifié, il permet qualitativement de prévoir le sens des influences. Si les hypothèses simplificatrices ne sont pas trop nombreuses, la divergence des résultats théoriques et expérimentaux permet d'évaluer les phénomènes négligés dans le calcul.

## 5.2 Hypothèses

Vu la complexité de l'étude et pour la résolution numérique plusieurs hypothèses simplificatrices ont été introduites.

Ces hypothèses sont les suivantes :

- 1 - Le fluide est traité comme homogène basé sur un mélange intime, il en découle
  - Une absence de configurations d'écoulement,
  - Un équilibre à la fois thermique et mécanique c-a-d les deux phases ont la même température et la même vitesse au niveau d'une section transversale.
- 2 - Les pertes de charges sont localisées à l'entrée et à la sortie du tube vaporiseur, les pertes charges linéiques sont négligeables. La pression entre les deux résistances à l'entrée et à la sortie du tube vaporiseur est constante.
- 3 - Dans la zone de réchauffement de l'eau on néglige la dilatation thermique de l'eau; celle-ci étant faible par rapport aux autres grandeurs mises en jeu.
- 4 - La vapeur qui sort de la zone d'ébullition reste par hypothèse saturée par suite le volume  $v''$  reste constant.

## 5.3 Mise en équations

### 5.3.1 Bilan de l'énergie

C'est l'équation (3-14) qui le décrit :

$$\left( \frac{\partial h}{\partial z} + W \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{Q}{\rho A} + \frac{\partial P}{\partial z} + W \frac{\partial P}{\partial z} \quad (3-14)$$

ou écrite en variable de Lagrange (3-14-a).

$$\frac{dh}{dt} = \frac{Q}{\rho A} + \frac{dP}{dt} \quad (3-14-a)$$

Dans la zone de réchauffement (Avant le PDE), on néglige la dilatation thermique de l'eau et on passe des enthalpies aux températures :

$$\frac{dt}{dt} = \frac{Q}{\rho \cdot c \cdot A} \quad (3-1-c)$$

### 5.3.2 Equation de continuité

C'est l'équation qui traduit la conservation de la masse exprimée par (3-14), cette équation devient extrêmement simple avec l'approche de Lagrange, pour un élément mobile on aura, ce qui est évident :

$$d\dot{m} = 0 \quad (3-15)$$

C'est à dire que l'élément de fluide conserve sa masse le long de son déplacement dans le canal.

Négliger la dilatation thermique de l'eau dans la zone de réchauffement, conduit à supposer une masse volumique constante pour une pression donnée et persuadé, d'après l'équation de continuité, une vitesse constante sur toute cette zone.

### 5.3.3 Equations d'états

On utilise celles qui expriment la proportionnalité des surcroits des enthalpies spécifiques, des volumes spécifiques et des entropies spécifiques de l'eau et de sa vapeur au titre de vapeur :

$$\begin{aligned} v &= x \cdot v'' + (1-x) \cdot v' \\ h &= x \cdot h'' + (1-x) \cdot h' \\ s &= x \cdot s'' + (1-x) \cdot s' \end{aligned} \quad (3-16)$$

$v'$ ,  $v''$ ,  $L_v$  et  $t_{eb}$  sont fonctions de la pression  $P$ .

En appliquant les équations d'état à l'équation (3-14-c) on peut obtenir, comme par exemple l'équation (3-17) la donne :

$$\dot{W} = \dot{m} g e^{\gamma/T} \quad (3-17)$$

où  $T$  est une constante de temps telle que :

$$T = \frac{A \cdot L_v}{R (v'' - v')} \quad (3-17-a)$$

Ceci traduit qu'on tient compte de l'augmentation du volume de l'élément mobile donc du à l'apport de chaleur au cours de chaque pas du temps.

#### 5.3.4 Conditions aux limites

Du fait des différences dans le calcul des zones de réchauffement, d'ébullition et de surchauffe; on doit tenir compte des conditions de passage :

- La première, à la sortie du réchauffement ou les températures sont calculées à chaque pas du temps et l'obtention de la température d'ébullition qui, pour une pression donnée, est constante le long de la zone d'ébullition.

- La deuxième à la sortie de la zone d'ébullition et la valeur unité du titre ( $X=1$ ).

#### 5.3.5 Conservation du volume du canal vaporisateur

Le volume total du fluide, compris entre les résistances d'entrée et de sortie du canal, est constant. Les vitesses d'eau et de vapeur aux limites peuvent être exprimées par :

$$W_e = C_e C_{gn} (P_H - P) \sqrt{P_H - P} \quad (4-1)$$

$$W_v = C_v (P - P_p)^{1/2} \quad (4-2)$$

$C_e$  et  $C_v$  sont des constantes caractérisant les deux résistances respectivement d'entrée et de sortie.

Le signe de  $P_H - P$  tient compte de l'inversion de l'écoulement au niveau de l'alimentation.

### 5.4 Méthode de résolution

#### 5.4.1 Étapes de calcul

La méthode de calcul possède deux qualités essentielles:

- L'intégration se fait le long de la caractéristique pour calculer les paramètres d'un élément-fluide mobile le long du canal depuis son entrée ou il est sous forme liquide, jusqu'à la sortie ou il est sous forme de vapeur.
- Chaque pas du temps est divisé en deux étapes :
  - ..la première réalise l'apport de chaleur à pression constante.
  - ..La deuxième assure la variation de la pression en absence de chauffage.

#### 5.4.2 Segment mobile

Les éléments de fluide sont formés à l'entrée du tube, leurs longueurs sont égales au produit de la vitesse  $W_0$  et du pas de temps.

$$L = W_0 \Delta \tau \quad \text{si } W_0 > 0$$

(5-3),

dans le cas inverse ( $W_0 < 0$ ) un élément en ait chassé du canal.

La masse de chaque élément mobile reste constante durant tout le passage et les éléments formés le long du canal dans le temps ne se mélangent pas entre eux.

Du fait que le générateur est composé de tranches à apport de chaleur différent et pour évaluer l'apport de chaleur à un élément de fluide, il est nécessaire de connaître sa position actuelle relativement à l'entrée.

Cette coordonnée est obtenue par l'addition des longueurs des éléments fluides à partir de l'entrée du tube.

Les paramètres de chaque élément tels que la température, le titre...etc sont identiques à ceux de son centre de gravité et sont fonction de l'apport de chaleur.

Le calcul de l'apport de chaleur se complique lorsque la limite de la tranche se trouve à l'intérieur de l'élément ; c'est le cas du PDE ou du PEE.

La figure 5.1 illustre une telle situation pour un élément mobile liquide (avant le PDE). La caractéristique étant une droite, pendant un pas de temps, le segment se déplace de  $A_1 B_1$  à  $A_2 B_2$ . La partie de longueur  $L-a$  se trouve encore dans la tranche où l'apport est  $Q_1$ , la partie de longueur  $a$  est déjà dans l'autre tranche où l'apport est  $Q_2$ .

Si  $\tau_1$  est le temps nécessaire pour que le segment se trouve dans la tranche suivante (d'apport  $Q_2$ ), l'apport total de chaleur pendant ce temps est :

$$Q = (Q_1 \cdot W_0 (\Delta \tau - \tau_1) + (L-a) Q_1 + a Q_2) \quad (5-4)$$

pour le reste du pas de temps il vaut :

$$Q = L Q_2 (\Delta \tau - \tau_1) \quad (5-5)$$

La fig 5.2 est l'homologue de la figure 5.1 mais pour la zone d'ébullition, pendant la première étape du pas c-a-d quand la pression est constante.

Le segment étant de longueur  $AB$  ( $A$  : son début,  $B$  : sa fin). la vitesse au point  $B$  est fonction de la vitesse  $W_0$ , de la position du PDE et de l'intégrale de l'apport de chaleur entre les points PDE et  $B$ , soit :

$$W = W_0 + \frac{Q_2 (v'' - v')}{Lv A} dz \quad (5-6)$$

PDE

La longueur du segment placée dans la tranche d'apport  $Q_2$  au moment est :

$$L = a + W I \left( e^{\gamma T_2} - 1 \right) \quad (5-7)$$

avec  $I = \frac{A Lv}{Q_2 (v'' - v')}$

Finalement la longueur instantanée du segment est donnée par l'expression suivante :

$$L = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_1} (W I_2 - a) + (L_0 + a \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} - W I_1) e^{\gamma/T_1} + I_2 v e^{\gamma/T_2} \quad (5-8)$$

$T_1$  et  $T_2$  sont les constantes de temps respectivement à  $Q_1$  et  $Q_2$ .

Si la température du fluide  $t_0$  est inférieure à  $t_{eb}$  et à la fin  $y$  est supérieur, on calcule la position du PDE, pour le reste du pas de temps, le segment est traité comme s'il était en ébullition.

### 5.4.3 Chemin thermodynamique d'intégration

L'équation de l'énergie (3-15-a) peut être obtenue directement à partir du premier principe de la thermodynamique :

$$dh = dQ + v dp \quad (5-9)$$

L'enthalpie étant une différentielle totale exacte, elle peut être évaluée suivant le chemin d'intégration formé (voir fig 5.3) par les transformations suivantes :

- une transformation isobare (1er étape) où l'enthalpie est exprimée par :

$$dh_1 = dQ = v \frac{D}{A} dt \quad (5-10)$$

- une transformation isentropique (2ème étape) qui donne :

$$dh_2 = v dp \quad (5-11)$$

l'enthalpie est donc exprimée par :

$$dh = dh_p + dh_s \quad (5-12)$$

#### 5.4.4 Evaluation de la variation de la pression

Le volume spécifique  $V$  peut être exprimé en fonction de la pression  $P$  et l'entropie  $S$  par :

$$V = V(P, S)$$

qui, écrite sous forme différentielle :

$$\frac{dV}{dz} = \left. \frac{\partial V}{\partial P} \right|_S \frac{dP}{dz} + \left. \frac{\partial V}{\partial S} \right|_P \frac{dS}{dz} \quad (5-13)$$

par hypothèse, la variation de la pression ne change rien dans la zone de réchauffement et par conséquent son influence sera surtout dans la zone d'ébullition.

Pour l'ébullition isobare on a, en utilisant les équations d'état

$$dS = dh \frac{S'' - S'}{P'' - P'} \quad (5-14)$$

et

$$\frac{\partial V}{\partial S} = \frac{v'' - v'}{S'' - S'} \quad (5-15)$$

En les introduisant dans l'équation ( 5-13 ) on obtient :

$$\frac{dV}{dz} = \left. \frac{\partial V}{\partial P} \right|_S \frac{dP}{dz} + v \frac{0(v'' - v')}{\Delta Lv} \quad (5-16)$$

Afin de satisfaire au bilan du volume, si  $L$  est la longueur totale du tube vaporisateur et si la section  $A$  est constante, on a de l'équation de continuité :

$$We(P) + \int_0^L \frac{dV}{dz} \frac{1}{c} dz - kv(P) = 0 \quad (5-17)$$

Le terme central exprime le surcroît de vitesse dû à l'accroissement du volume du fluide.

Ayant substitué à sa valeur de l'équation et en utilisant les hypothèses de la constance du volume spécifique de la vapeur et de la non dilatation de l'eau dans la zone de réchauffement, on obtient :

$$\frac{dP}{dC} \left( \frac{\partial V}{\partial P} \right)_s dz + \int_{z_{PDE}}^{z_{PFE}} \frac{Q(v''-v')}{A L v} dz + W_e(P) - W_v(P) = 0 \quad (5-18)$$

Les paramètres figurant dans cette équation  $V''$ ,  $V'$ ,  $L_v$ ,  $W_e$ ,  $W_v$  ainsi que l'apport de chaleur  $Q$  dans le bac évaporateur sont fonctions de la pression ; de même pour les bornes d'intégration  $z_{PDE}$  et  $z_{PFE}$  qui sont sensibles à la pression. Admettons

dans un premier temps que le pas de temps est tellement petit que l'influence de la pression peut être négligée, dans un tel cas, on peut d'abord calculer la première intégrale, les vitesses  $W_e(P)$  et  $W_v(P)$  à pression constante quant à la deuxième intégrale elle se calcule à entropie constante.

Dans la deuxième étape on calculera la valeur de  $dP/d$  nécessaire pour fermer le bilan. on a calculé donc le surcroît de pression pour un pas de temps fini.

La fig 5.4 explique le phénomène sur le diagramme de mollier (H,S) pour deux variations de la pression.  $P_1$  et  $P_2$  sont deux isobares entre lesquelles se fait l'évolution, soit vers le bas c'est le cas d'une détente fig 5.4.b ou vers le haut pour le cas d'une compression fig 5.4.a. Quant au changement du volume on distingue les tranches suivantes :

- $CA_2$  : ne prend pas part par hypothèse dans ce phénomène
- $E_{21}D_1 \rightarrow E_2D_2$  : on a une détente ( ou compression ) de la vapeur surchauffée,
- $A_1B_1 \rightarrow A_{12}B_{12}$  : on a une transformation de la vapeur humide le titre  $X$  et le volume spécifique de la vapeur sont soumis au changement.
- $A_2A_1 \rightarrow A_2A_{12}$  : on a une transformation à l'entrée de l'eau sous saturée en vapeur humide et inversement,

$E_1D_1 \rightarrow E_2D_2$  : vapeur surchauffée à l'état humide.



$A_1 D_1$  et  $b_1 D_2$  sont respectivement les lignes de saturation de l'eau liquide et de la vapeur.

Les fig 5.4.a et 5.4.b représentent respectivement les cas d'une compression et d'une détente isentropique de la vapeur, les schémas physiques correspondants illustrent respectivement les mouvements du PDE et du PFE lors du changement de la pression.

Si I est l'expression de la première intégrale de l'équation (5-18) :

$$I = \int_{Z_{PFE}}^{Z_{PDE}} \frac{\rho (v'' - v')}{\delta Lv} dz = I_1 + I_2 \quad (5-19)$$

$I_1$  = partie concernant les tranches où l'apport de chaleur est constant.

$I_2$  = dans la partie à convection.

La pression influe sur tout les paramètres de cette intégrale (faible pour  $v'$ ) on a :

$$I = f(v'', Lv, Q, Z_{PDE}, Z_{PFE})$$

qui, écrite sous forme différentielle, prend la forme suivante :

$$dI = \frac{\partial I}{\partial v''} dv'' + \frac{\partial I}{\partial Lv} dLv + \frac{\partial I}{\partial Q} dQ + \frac{\partial I}{\partial Z_{PDE}} dZ_{PDE} + \frac{\partial I}{\partial Z_{PFE}} dZ_{PFE} \quad (5-20)$$

ou

$$dI = dI_{v''} + dI_{Lv} + dI_Q + dI_{Z_{PDE}} + dI_{Z_{PFE}} \quad (5-21)$$

le surcroît de I donc est la somme des surcroîts dus respectivement aux paramètres  $v''$ ,  $Lv$ ,  $Q$ ,  $Z_{PDE}$  et  $Z_{PFE}$ ; et si P est l'accroissement de la pression dans un pas du temps, ces surcroîts sont :

$$v'' \longrightarrow \Delta I_{v''} = I \frac{\frac{dv''}{v''}}{\frac{dP}{v'' - v'} \frac{\Delta P}{2}} \quad (5-21-a)$$

$$Lv \longrightarrow \Delta I_{Lv} = - I \frac{\frac{dLv}{Lv}}{\frac{dP}{Lv} \frac{\Delta P}{2}} \quad (5-21-b)$$

Q: apport de chaleur n'est pas constant, mais proportionnel à la température (Ecoulement) si  $Q_s$  est l'apport

convective, K le coefficient de transmission de chaleur et  $t_{eb}(p)$  est la température du fluide en ébullition on a :

$$I_G = I_2 K \frac{\frac{dQ_{acc}}{dP}}{G} \frac{\Delta P}{2} \quad (5-21-c)$$

si on tient compte de la capacité thermique, ceci provoque un surcroît de I qui vaut :

$$I_{acc} = I_2 \frac{\frac{dQ_{acc}}{dP}}{G_s} \frac{1}{\Delta \gamma} \frac{\Delta P}{2} \quad (5-21-d)$$

Le programme prend en considération les surcroîts 5-21-a, 5-21-c, et 5-21-d celui marqué en 5-21-a est négligé à cause du volume spécifique de la vapeur très supérieur à celui de l'eau ( $v'' \gg v'$ ). Le déplacement du PBE, en tant que borne d'intégration, est négligé (car il n'influence pas l'apport de chaleur dans le tube); compte au déplacement du PFE, seulement une partie est prise en considération celle résultant de la variation de production (5-21-a, b, c) et de la variation du volume spécifique (2ème intégrale de l'équation (5-18)).

La vitesse moyenne de la vapeur, dans le pas du temps vaut :

$$W_{v, moy} = W_v + \frac{0.5 C_v \Delta P}{P - P_p} \quad (5-22)$$

Ainsi on a tous les termes du bilan du volume dont la forme générale est :

$$I_0 + \int_0^L \left( \frac{Z_p dQ}{dV} \frac{dP}{V} + \frac{dL_v}{L_v} + I_2 \frac{dP}{G_s} K + I_2 \frac{dP}{G_s} \right) \frac{\Delta P}{2} dx$$

$$\left( 1 + 0.5 \frac{\Delta \gamma}{\gamma_p} \right) + \frac{L}{V} \frac{dP}{dx} \Delta P + W_e - W_v - \frac{0.5 C_v \Delta P}{(P - P_p) \frac{1}{2}} = 0 \quad (5-23)$$

qui peut être écrite sous la forme :  $A + B \Delta P = 0$  (5-24)

ou A et B sont connues et données selon l'équation (5-23). on

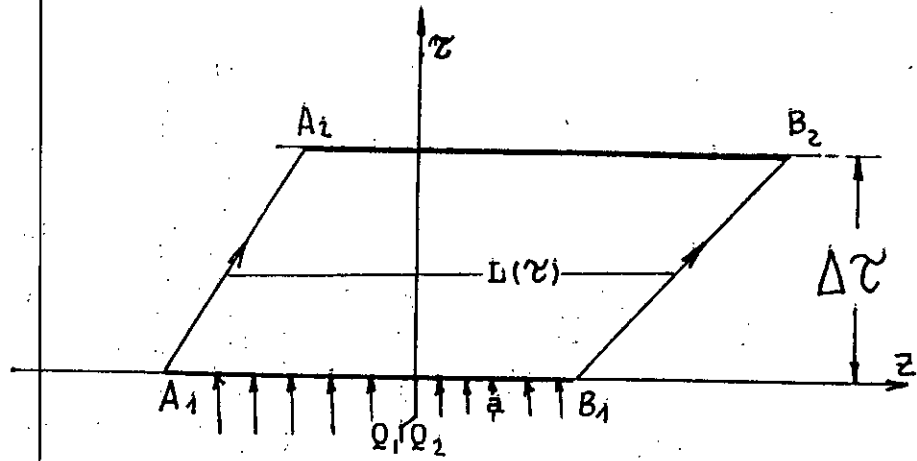


Fig. 3.1 Passage du segment mobile d'eau par la limite des tranches

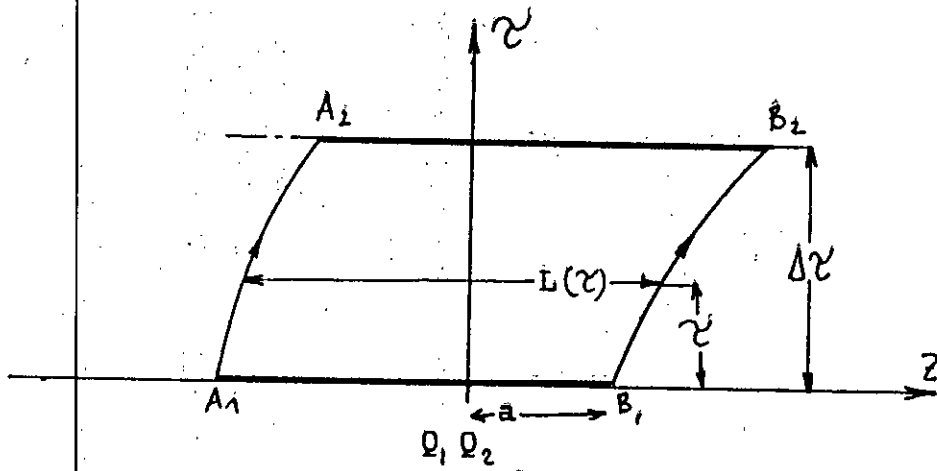


Fig. 3.2 Passage du segment mobile de vapeur par la limite des tranches

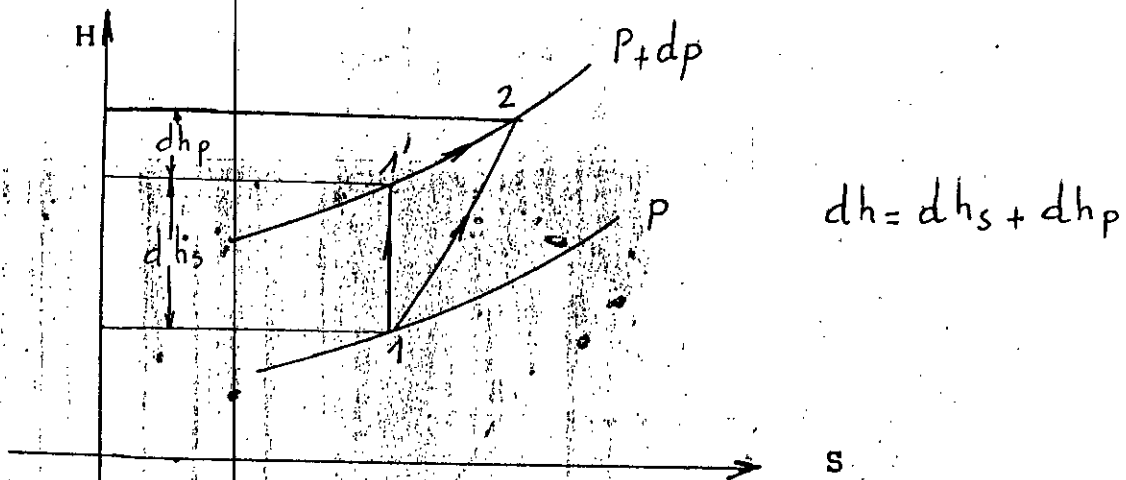


Fig. 3.3 Chemin thermodynamique d'intégration

peut directement, sans itérations, calculer la valeur de  $P$  assurant le bilan à l'instant  $t$  et dans un pas de temps  $\Delta t$ . Une fois  $P$  calculé, on recalcule les paramètres de tous les segments concernés, y compris leurs longueurs et leurs positions. Donc connaissant l'écoulement aux conditions  $(t, P)$  on le calcule aux conditions  $(t + \Delta t, P + \Delta P)$  et ainsi de suite l'écoulement est calculé de proche en proche.

#### 5.4.5 Accumulation de la chaleur dans la paroi

Le flux chauffant n'est pas directement transmis au fluide, mais une partie de cette énergie se trouve stockée dans la paroi du tube (accumulation). Si  $Q_{acc}$  est cette énergie accumulée et si la température de la paroi est égale à celle de l'ébullition du fluide ( $t_m = t_{eb}$ ) voir :

$$Q_{acc} = m_m c_m \int_{t_m}^{t_{acc}} dt = m_m c_m (t_{acc} - t_m) \quad (5-25)$$

Si la pression varie, on a, soit un stockage ou une libération de chaleur par la paroi. Si la masse d'un mètre du tube est  $m_m$ , l'énergie interne de ce tronçon exprimant l'accumulation sera :

$$dQ_{acc} = m_m c_m \frac{dt_{eb}}{dP} dP \quad (5-26)$$



.....  
Chapitre : VI

RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTEAUX  
.....

## 6.1 Introduction

Dans le cadre de cette étude théorique et expérimentale de l'instabilité de fonctionnement du générateur de vapeur monotubulaire ; on présente dans ce qui suit les essais .

L'objet des essais est mettre en évidence le phénomène pulsatoire auto-entretenu de l'écoulement .

Le paramètre fondamental est la pression du générateur et ce vu son influence sur les paramètres de l'écoulement notamment les débits d'alimentation en eau et celui de la vapeur.

## 6.2 Résultats expérimentaux

### 6.2.1 Oscillations à grand gradient de pression

Les oscillations sont étudiées sur le banc d'essais en configuration principal (paragraphe 2.3) et sont caractérisées par une influence importante de la pression sur les débits respectivement à l'alimentation et celui de la production de vapeur . Les résultats sont consignés sur les figures respectivement 6.2 pour la pression et 6.3 courbe (1) pour le débit.

Les conditions de l'expérience sont :

- Pression du générateur  $P = 1.75$  bars et la température d'ébullition correspondante est  $116.05$  °c.
- pression du bac chauffant  $P_s = 3$  bars,
- débit d'alimentation moyen égale à  $1.2$  g/s et oscille entre  $0.1$  et  $2.1$  g/s,
- Température d'entrée égale à  $70$  °c

on voit nettement, grace au dispositif de visualisation fig 2.4 , un recul périodique de l'eau d'alimentation et que la période des oscillations est de  $3$  à  $3.4$  s.

### 6.2.2 Oscillation à faible gradient de pression

Ce phénomène d'oscillation est caractérisé par un débit relativement constant, il est obtenu en diaphragmant à l'entrée du générateur c-à-d avec une grande résistance d'entrée. Les résultats d'essais sont consignés à la fig 6.1 pour la pression quant au débit correspondants à la fig 6.3 courbe (1). la forme des oscillations de la pression est bien régulière quant au débit les oscillations existent mais elles sont faibles. le débit moyen est  $1.2$  g/s, la température à l'entrée du générateur est  $100$ °c, quant à la pression de générateur fonctionnement est maintenue à  $1.75$  bars.

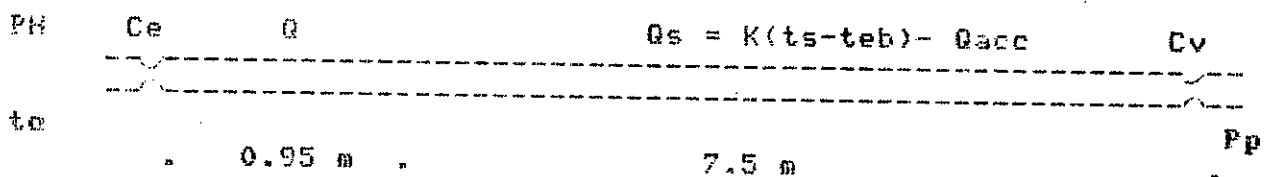
## 6.3 Resultats théoriques

### 6.3.1 Paramètres de calculs

Afin de calculer les variations de la pression, on utilise le programme décrit au chapitre V. Le schéma illustré sur la fig 6.5 simule le générateur de vapeur et les principaux paramètres qui le caractérise et ressemble à la configuration du banc d'essai, on distingue deux tranches :

La première tranche simule la conduite d'entrée du générateur où l'apport de chaleur est constant, quant à la deuxième, elle simule le bac évaporateur où l'apport de chaleur est convectif avec la prise en considération de l'accumulation de chaleur dans la parois.

Les nombres les décrivant constituent l'ensemble des données communes pour toutes les variantes, la variation du paramètre  $Q$  est essentielle pour mesurer l'effet de l'apport de chaleur, à l'entrée du générateur, sur la forme et l'amplitude des oscillations, les valeurs retenues sont 100, 200, 400 et 1000 w/m.



- Pression de l'écoulement de base du générateur  $P_o = 1.75$  bars,
- Température de la vapeur du bac  $t_s = 133^\circ\text{C}$ ,
- Section du canal  $A = 3.14 \cdot 0.006^2 = 0.1963 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ ,
- pas du temps de calcul  $\Delta t = 0.02$  s,
- quantité de chaleur accumulé dans le canal  $q_{acc} = 1199 \text{ J/bar}\cdot\text{m}$
- Pression de sortie de la vapeur  $P_p = 1$  bar
- Résistance d'entrée du générateur  $C_e = 4.152 \frac{\text{m/s}}{\text{bar}^{1/2}}$
- Résistance de sortie du générateur  $C_v = 74.89 \text{ \#}$
- Température de l'eau à l'entrée du générateur  $t_e$
- Pression du surpresseur  $P_w = 4.45$  bars

fig 6.5 Schéma du modèle de calculs et les données de calculs

### 6.2.3 Effet de l'apport de chaleur sur les oscillations

Les résultats de l'essai sont consignés sur la fig 6.4 , les courbes sont paramétrées par l'apport de chaleur  $Q$  à l'entrée du générateur . Cet apport de chaleur est obtenu à l'aide d'une résistance électrique alimentée en courant continu . l'apport vaut respectivement pour les sept courbes 53 , 71.5 , 91.7 , 126.5, 184 , 758 et 1218 w/m .

Son effet est bien visible, notamment sur la forme, l'amplitude et la période des oscillations . Il constitue un paramètre fortement stabilisant . La pression moyenne étant 1.75 bars, le débit d'alimentation varie entre 1.2 et 1.7 g/s et la pression dans le bac varie entre 1.5 et 2.7 bars.

On remarque que malgré un important apport de chaleur courbe du bas , les oscillations se maintiennent toujours et le générateur peut être considéré à fonctionnement stable.

### 6.2.4 Mesure du titre de vapeur

En utilisant la configuration décrite au paragraphe 2.4.2 . on a constaté que pour le débit 1.7 g/s et une pression du bac évaporateur valant 3.1 bars , la pression du générateur étant égale à 1.75 bars , le titre de vapeur à l'entrée est égal à 0.04 , le titre à la sortie du 1er serpentin est 0.57, à la sortie du 2eme est 0.95. Compte tenu des longueurs des serpentins la répartition du titre de vapeur ne diverge pas beaucoup de la linéarité. Il a fallu de le vérifier pour des titres plus faibles . On a consacré pour la mesure du titre, le dernier serpentin en le raccourcissant peu à peu : On a effectué les mesures pour les longueurs 1545, 980, 671, 370 et 210 mm.

Le serpentin étudié débouche, dans ce cas dans l'atmosphère (  $P_p = 1.013$  bars) et pour garder la différence de température  $(t_s - t_{eb}) = 30$  °k utilisée normalement, il a fallu diminuer la pression  $P_s$  à environ 2.1 bars (  $t_{eb} = 121.5$  °c) , l'eau arrivant, à l'entrée du serpentin, à une température inférieure de 0.2 °k à celle de l'ébullition, son débit est 1.65 g/s .

on a effectué 3 à 4 mesures pour chaque longueur et en utilisant les expressions développées au paragraphe 2.4.2 du chapitre II , on peut évaluer le titre en chaque point . La fig 6.6 illustre la répartition du titre le long du serpentin. La courbe représentative du titre est une droite de pente égale à 0.45 . Le coefficient de transmission de chaleur peut être évalué à 2272 W/m °k, obtenue à partir de l'expression du flux de chaleur qui est proportionnel à la surface d'échange et la différence de température. La plus part des expériences ont été faites avec une pression dans le bac  $P_s = 3$  barrabs et avec une pression moyenne du canal vaporisateur valant 1.75 barrabs. ces paramètres entraînent une différence de température  $t_s - t_{eb} = 20$  °K et un apport de chaleur de 860 W/m .



### 6.3.2 Stabilisation des oscillations par apport de chaleur

La fig 6.9 illustre l'évolution de la pression dans le temps paramétrée par l'apport de chaleur à l'entrée du générateur.

on perçoit une destabilisation graduelle du processus au fur et à mesure que l'apport de chaleur à l'entrée du générateur diminue, pour le grand apport de 1000 W/m, la composante oscillatoire, fortement amortie est à peine, visible à l'instant environ de 2 s. elle est visible pour  $Q = 400$  W/m mais le système reste stable. la diminution de l'apport de chaleur conduit à une croissance de plus en plus rapide de l'amplitude ; de plus on remarque que plus l'apport de chaleur est grand plus la moyenne de la courbe transitoire s'approche d'un nouvel état statique.

Les figures qui suivent illustrent l'interaction de la pression avec le point du début d'ébullition pour ces différents apports de chaleur. on remarque que pour chaque cas de figure, la courbe de la pression est en phase avec celle donnant la position du point de début d'ébullition et que le point du début d'ébullition a une sensibilité croissante à se stabiliser pour un accroissement graduel de l'apport de chaleur.

### 6.4 Oscillations à grand gradient de pression

Ce qui distingue le plus les données de calculs, c'est la plus petite valeur de la résistance d'entrée  $C_e = 14.19 \cdot 10^{-2}$  m/s bar et la faible pression d'alimentation  $P_h = 1.98$  bars. Ces deux valeurs font que la sensibilité de la vitesse d'entrée est ici 0.1476 (m/s)/bar tandis que pour l'autre phénomène, elle n'est que 0.0126 (m/s)/bar.

les résultats de calculs sont consignés sur la fig 6.1 ; il est intéressant de suivre le développement des oscillations, il semble que la période est plus élevée que par la suite. La période est de l'ordre de 0.65 s. Le calcul a été conduit avec l'introduction  $t_0 = t_{eb}(P)$  qui élimine le mécanisme de petit gradient. sur la même figure on a tracé la courbe transitoire pour les mêmes conditions d'alimentation ( $C_e$  et  $P_h$ ) mais en tenant compte de l'accumulation thermique  $Q_{acc} = 1199$  J/(bar.m) et avec une valeur constante de la température d'entrée. on remarque que l'accumulation éteint complètement les oscillations.

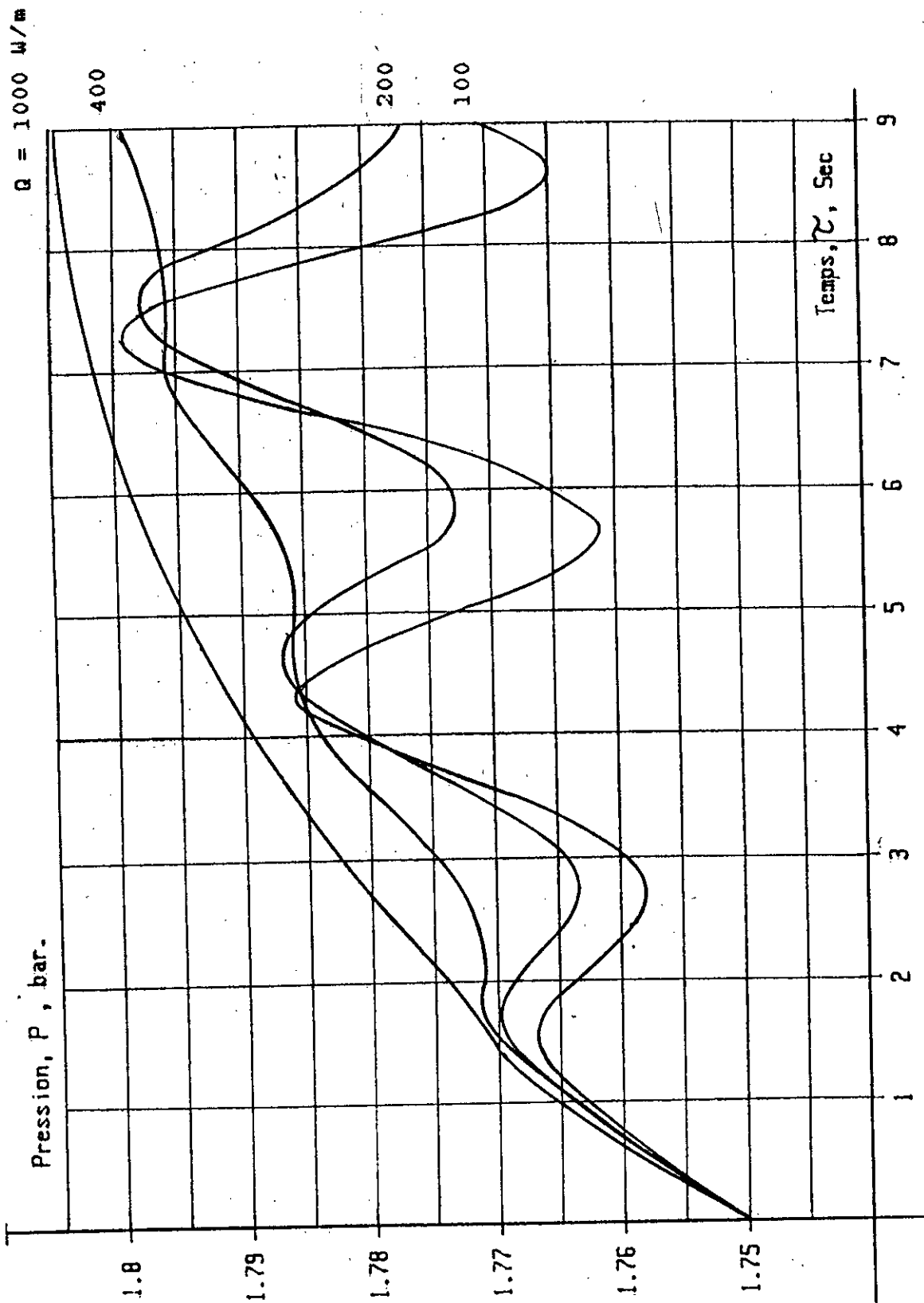


fig 6.6 Effet de l'apport de chaleur sur la stabilisation des oscillations de Pression

## 6.5 Commentaires

La réalisation de ce travail a exigé, d'abord, qu'on vérifie expérimentalement l'existence du phénomène des oscillations dans le générateur de vapeur ; on a préparé un programme de calculs qui simule les phénomènes observés et en comparant globalement les résultats, on a constaté les points suivants :

- De point de vue qualitatif, les oscillations obtenues expérimentalement sont confirmées théoriquement ; il en découle que les phénomènes sont les produits des interactions entre les paramètres thermodynamiques de l'écoulement pression, enthalpie, débits, masse volumique, ...etc.

- L'apport de chaleur à l'entrée du générateur est un paramètre fortement stabilisant ce qui a été confirmé théoriquement.

- La comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux montre un assez bon accord qualitatif entre les variations théoriques et expérimentales notamment en amplitude et en fréquence.

- la recherche, des causes des écarts observés, a permis de conclure parmi plusieurs hypothèses du programme est principalement l'absence du glissement des phases. La considération de ce paramètre (glissement) est faite à part d'une façon artificielle ( voir paragraphes 7.4 du chapitre VII ). Chose qui a confirmé que le responsable de l'écart observé est bien le glissement.

- On ne peut atteindre du programme que la prévision du sens et un ordre de grandeur des influences et que la concordance des résultats peut être améliorée en réduisant les hypothèses simplificatrices qu'on a été amené à introduire afin de réduire le nombre des paramètres nécessaires à une description complète du phénomène.

.....

Chapitre : VII

SYSTEMATIQUE DES INSTABILITES

.....

## 7.1 Boucle des interactions

Le problème de l'instabilité du générateur de vapeur est lié au temps de transport. Le temps de retard est particulièrement celui de la zone d'ébullition.

une perturbation, se produisant à l'entrée du canal générateur de vapeur, met du temps quand elle passe par la zone de réchauffement puis par la zone d'ébullition et enfin par la zone de surchauffe.

Toute perturbation à l'entrée a des conséquences différées et ses contre réactions peuvent induire d'autres perturbations qui sont déphasées par rapport à celles d'entrées. Ces perturbations induites trouvent dans le système des conditions favorables amplitude, déphasage ...etc, ceci engendre des oscillations auto-entretenuës. Les oscillations, observées dans le canal et d'après les calculs sont dues aux interactions thermohydrodynamiques entre les paramètres de l'écoulement vitesse, densité, pression, enthalpie ...etc.

## 7.2 Excitations

Pour que la perturbation puisse se produire, l'excitation doit se faire au niveau de la zone d'ébullition du générateur. Si cela a lieu à l'entrée ou dans la zone de réchauffement, il faut tenir compte du retard à l'arrivée de la perturbation au début de l'ébullition.

on peut distinguer trois groupes d'excitations et chacune cause un temps de retard, tous les trois sont dus à la variation de la pression :

1. La variation du débit d'alimentation.
2. La variation de la masse volumique du fluide
3. Le déplacement du fluide par rapport aux tranches à apports de chaleur différents

### 7.2.1 Excitation par le débit

Le débit d'eau d'alimentation  $M_e$  est fonction de la pression  $P$  du fluide dans le tube vaporiseur. Si  $t_0$  est la température initiale et  $Q$  le flux chauffant  $Q$  sont constants, le temps nécessaire d'échauffement de l'eau jusqu'à  $t_{eb}$  est  $T_e$ . La vitesse de déplacement du PDE à l'instant est :

$$W_{PDE} = \frac{dL_e}{dt} = W_e(t) - W_e(T - T_e)$$

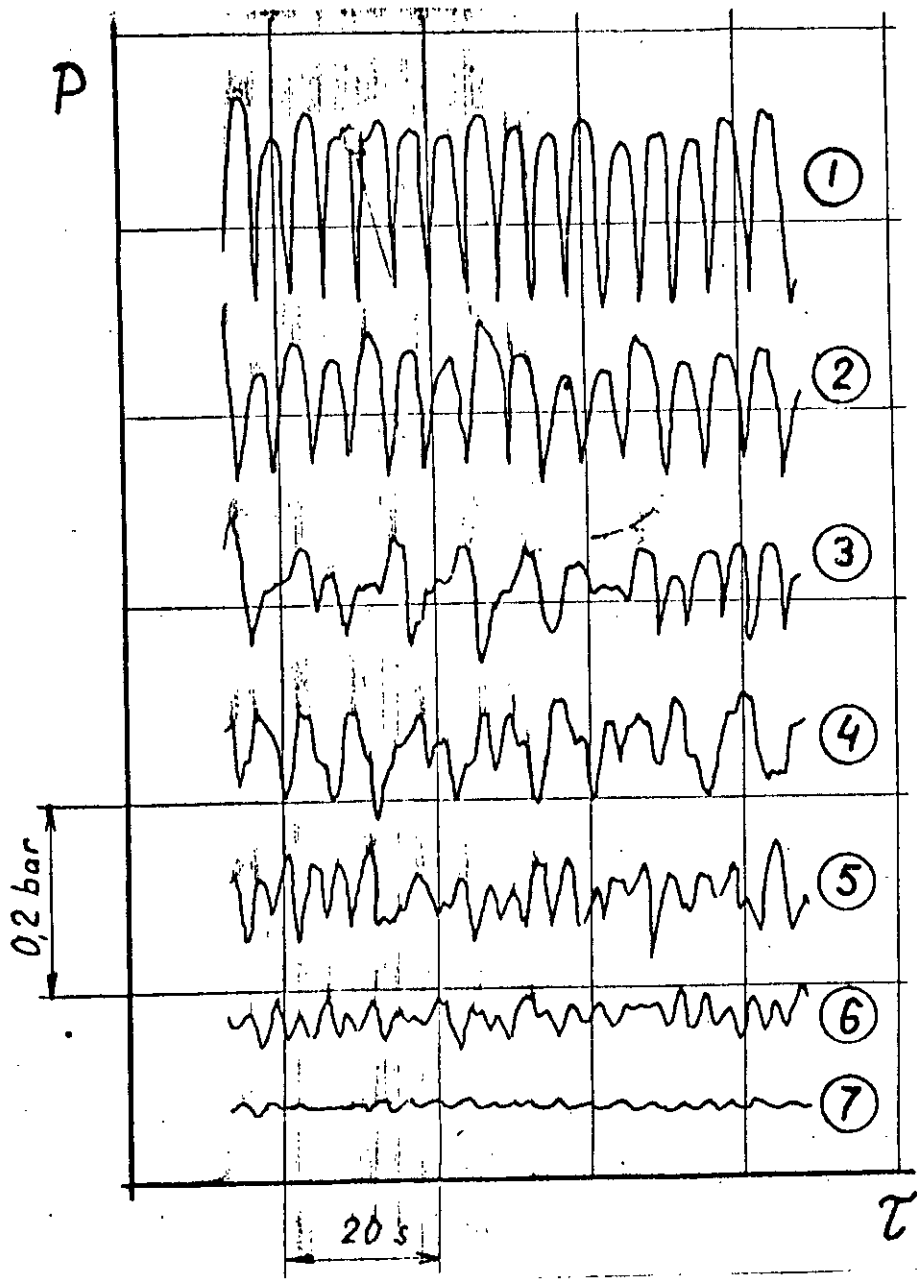


fig 6.4 Effet de l'apport de chaleur sur la forme et l'amplitude des oscillations de Pression

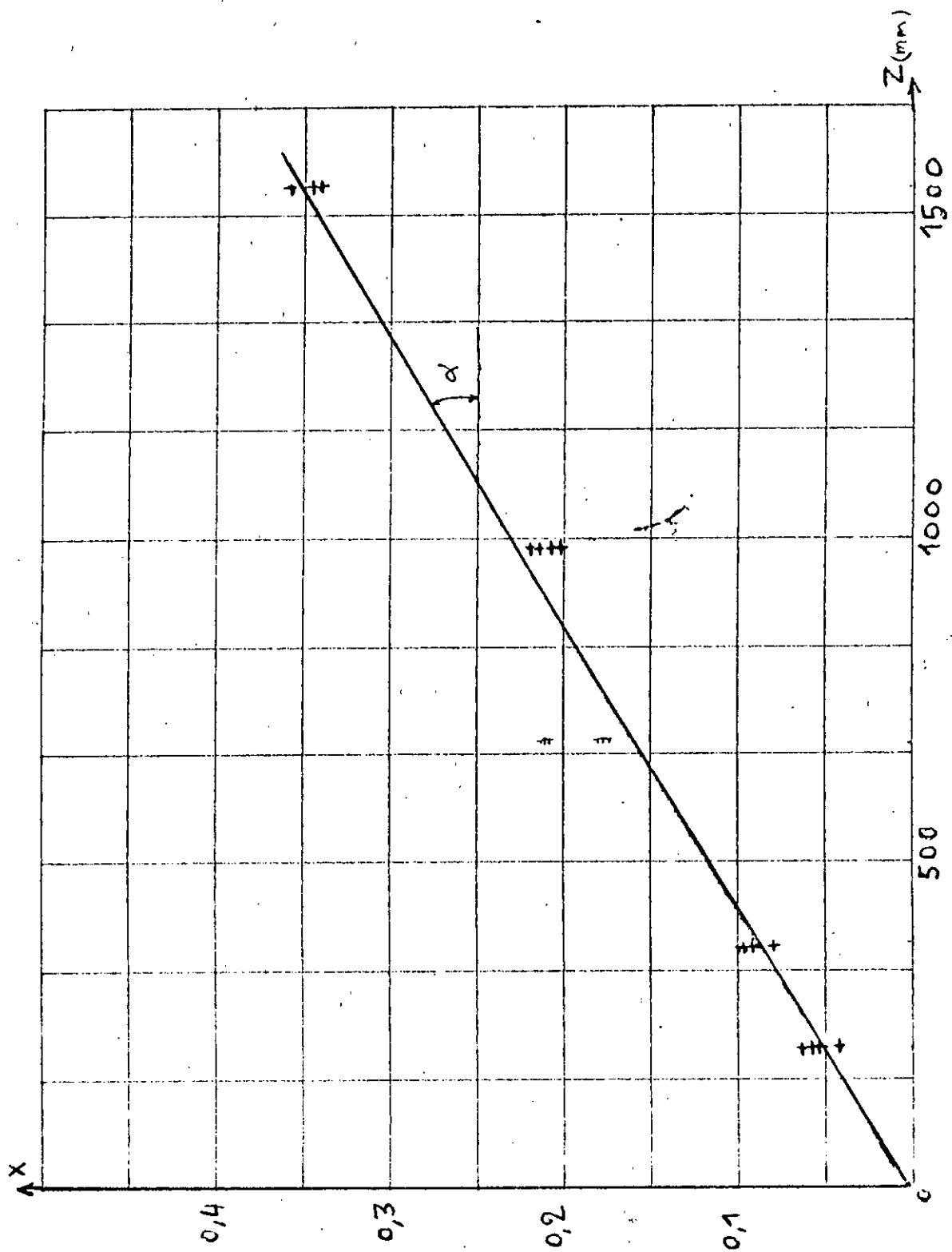


Fig. 6.6. Titre de vapeur le long du generateur.

La vitesse d'entrée dans la zone d'ébullition est:

$$W_{eff} = W_e(\frac{C - T_e}{T_e})$$

il en découle que le retard occasionné dans la région d'échauffement est  $T_e$  qui s'ajoute à celui de la zone d'ébullition.

### 7.2.2 Excitation par la masse volumique

Dans toute la zone d'ébullition et dans la zone de surchauffe, il n'y a pas un endroit où la pression n'influe pas sur le volume spécifique; l'influence est la plus faible pour les vapeurs sèche et surchauffée. Elle est la plus grande au voisinage du PWS; elle diminue avec la croissance du titre de vapeur.

### 7.2.3 Excitation par le flux chauffant

La présence dans la conduite d'une petite tranche à apport de chaleur élevé fait que les particules de passage s'évaporent plus vites et perturbent la production de vapeur. Ce n'est pas une impulsion de pression, mais une variation du temps de passage.

## 7.3 Retard de transport dans la zone d'ébullition

### 7.3.1 Uniformité de l'apport de chaleur

Ce point est traité au paragraphe 3.2, on le complète en faisant intervenir l'effet de la pression sur les volumes spécifique du liquide et de la vapeur et par suite sur le temps de passage de la perturbation dans la zone d'ébullition. La fig 7.1 illustre la réponse de la vitesse de la vapeur à la suite d'une variation en échelon de vitesse effective de la particule fluide entrant dans la zone d'ébullition, la courbe est paramétrée par le rapport  $v''/v'$  influencé directement par la pression. Plus ce rapport est petit (grande pression), plus la forme de la courbe s'approche de la droite. Dans notre cas, ce rapport est important (égale à 1000 pour  $p_s = 1.75$  bars) et la courbe est concave, elle ressemble plutôt à un échelon retardé caractérisant le retard pur.

### 7.3.2 Non uniformité de l'apport de chaleur

Afin de mettre en évidence l'effet de l'apport de chaleur sur le temps d'évaporation, on évalue les temps d'évaporation respectivement pour une distribution uniforme du flux de chaleur sur le canal vaporisateur et celui d'une distribution triangulaire (voir fig 7.2) :

Dans les deux cas la vitesse d'entrée  $W_0$ , la longueur de chauffage  $L^*$  et l'apport total de chaleur  $Q$  sont les mêmes.

La constante de temps étant définie par :



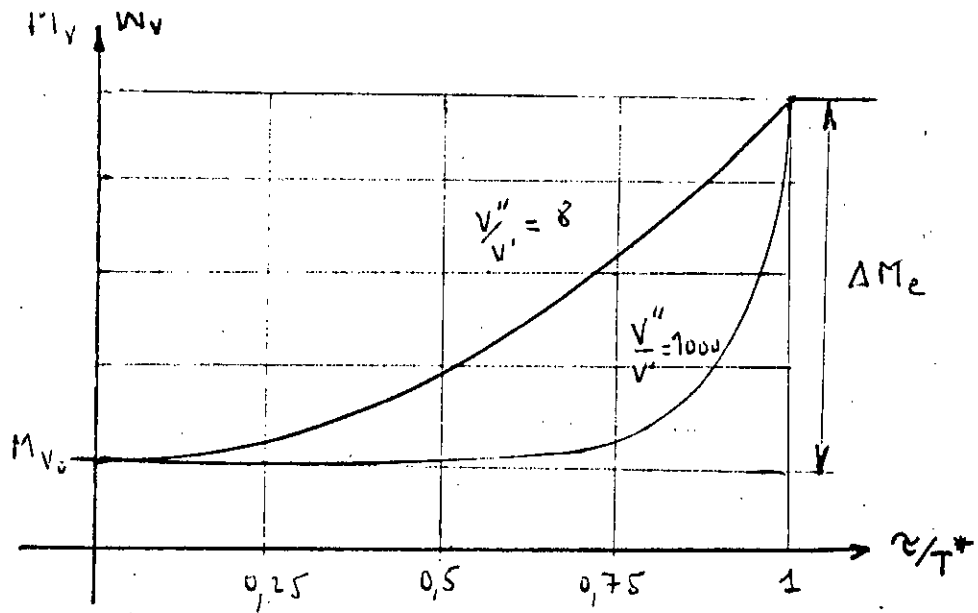


fig 7.2 Réponse de la vitesse de vapeur à un échelon de de la vitesse d'eau paramétrée par  $v''/v'$

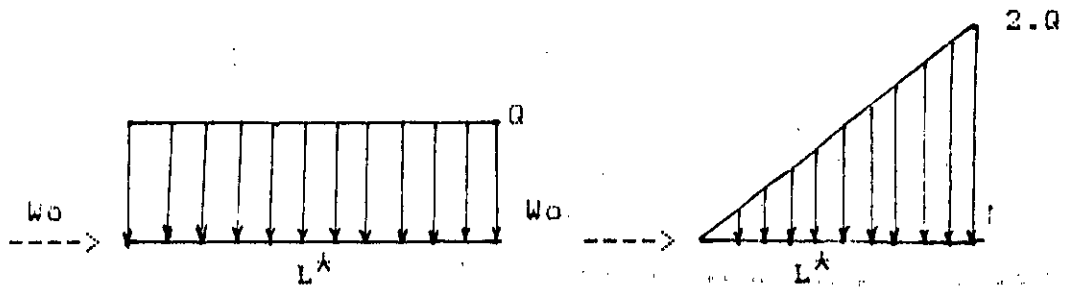


fig 7.3 Les répartitions de l'apport de chaleur dans les cas d'une distribution uniforme et l'autre triangulaire

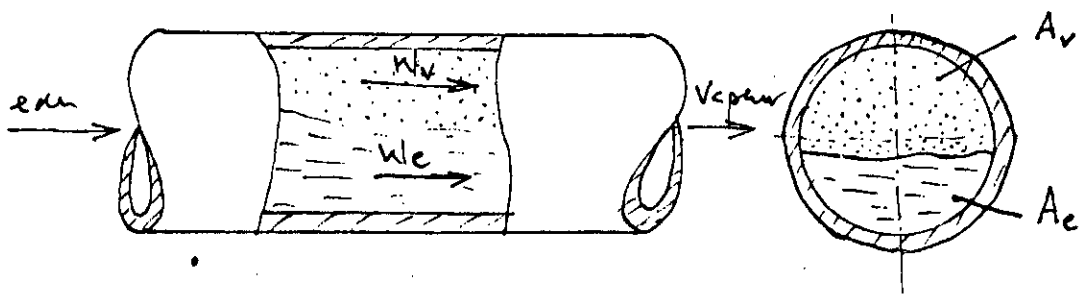


Fig 7.4 Modele stratifié

$$T = \frac{A \cdot L_v}{Q(v'' - v')}$$

Les lois des vitesses locales pour les deux cas sont données par :

- rectangulaire  $W = W_0 + Z \sqrt{T}$  (7-1).

- Triangulaire  $W = W_0 + Z^2(L^* \cdot T)$  (7-2).

Les vitesses pour  $Z = L^*$  sont égales (évidemment).

Le temps d'une évaporation complète est donné par :

$$T^* = \int_0^{L^*} \frac{dz}{W} \quad (7-3)$$

On obtient pour les deux cas :

• Rectangulaire :  $T^* = T \ln \frac{v''}{v'}$  (7-4)

• Triangulaire :  $T^* = \frac{L^* T}{W_0} \arctg \left( \frac{L^*}{T W_0} \right)^{1/2}$  (7-5)

En terme de comparaison des deux temps d'évaporation on utilise les données de l'expérience :

$$m = 1.34 \text{ g/s} ; Q = 400 \text{ w/m} ; P = 1.7 \text{ bars} ;$$

Ce qui conduit à :

$$T = 0.1036 \text{ s} ; L^* = 0.742 ; W_0 = 0.0683 \text{ m/s}$$

les temps d'évaporation sont respectivement :

$$\text{Rectangulaire } T = 0.7326 \text{ s} ; \text{ triangulaire } T = 5.216 \text{ s.}$$

Ceci montre l'effet de l'apport de chaleur sur l'évaporation et et par suite sur le retard occasionnée par une perturbation.

## 7.4 Effet du glissement des phases

### 7.4.1 sur le temps d'évaporation

L'évaporation ne s'effectue que dans les tranches d'eau, la disparition de la dernière particule marque la fin de la zone d'ébullition. Du fait des déséquilibres thermique et mécanique,

les particules liquides et vapeur acquièrent des vitesses différentes ; le rapport de ces deux vitesses est nommé glissement défini par :

$$s = \frac{Wv(z)}{We(z)} \quad (7-6)$$

Généralement le glissement croît le long de la conduite ; si on suppose qu'il est constant le long de la zone et avec l'hypothèse du modèle stratifié (voir Fig 6.3) on aura les relations suivantes :

$$\begin{aligned} A &= A_e + A_v \\ Mv &= A_v Wv / v'' \quad (7-7) \\ Me &= A_e We / v' \\ X &= Mv / (Me + Mv) \end{aligned}$$

Les relations (7-7) combinées entre elles , donnent l'expression de la vitesse de l'eau:

$$We = \frac{M v'}{A} + \frac{M (v'' - v')}{A L^* s} z \quad (7-8)$$

le temps d'évaporation, calculé selon l'expression (7-3) est :

$$T^*(s) = \frac{A L v s}{Q(v'' - v's)} \ln \frac{v''}{s v'} \quad (7-9)$$

Nota : pour  $s = 1$  on aboutit à l'expression déjà obtenu pour le modèle homogène (equation (7-4)) .

On met l'importance du glissement en évaluant le rapport des temps d'évaporation (7-4) et (7-9), soit :

$$\frac{T^*(s)}{T^*(1)} = \frac{v'' - v'}{v'' - v's} \left( 1 - \frac{\ln s}{\ln(v''/v')} \right) \quad (7-10)$$

Pour la vapeur humide à la pression  $P=1.7$  barabs, le remplacement du modèle homogène par celui à glissement  $s=2$ , augmente le temps d'évaporation de 1.8 fois, pour  $s=5$ , il l'augmente de 3.85 fois et pour  $s=10$  de 6.72 fois.

Nota : Le glissement peut être la raison des écarts observés théorie- expérience et sa valeur en ligne de compte, pour une éventuelle étude, est importante .

#### 7.4.2 sur le volume spécifique moyen

Le glissement change non seulement le temps d'évaporation mais aussi le volume spécifique moyen de l'eau dans toute la zone d'ébullition. C'est une conséquence de l'augmentation de masse d'eau accumulée dans cette zone.

Le volume d'eau accumulé peut être évalué par :

$$V_e = \int_0^{L^*} A_e dz \quad (7-11)$$

soit, en utilisant l'expression de  $A_e$  tirée des relations (7-8):

$$V_e = \frac{A L^* v'}{(v''/s - v')^2} \left( \frac{v''}{s} \ln \frac{v''}{s v'} - \frac{v''}{s} - v' \right) \quad (7-12)$$

La fraction en volume d'eau dans la zone d'ébullition, en divisant par ( $V^* = L^* A$ ), est :

$$\frac{V_e}{V^*} = \frac{A L^* v'}{(v''/s - v')^2} \left( \frac{v''}{s} \ln \frac{v''}{s v'} - \frac{v''}{s} - v' \right) \quad (7-13)$$

A l'aide de cette expression, on peut évaluer la fraction en volume d'eau dans la zone d'ébullition. Si la pression est égale à 1.7 barabs et qu'il n'y a pas de glissement ( $s = 1$ ), cette fraction vaut à 0.006 (vapeur 0.994) et atteint 0.037 (vapeur 0.963) pour un glissement de 10. Les conséquences d'un tel état, sont importantes quant aux contre-réactions rapides à la suite d'une variation de pression.

#### 7.5 Mécanisme de la variation de la pression

La résistance de sortie relie les valeurs locales de la vitesse et de la pression. Si une valeur constante de la vitesse d'eau n'est pas imposée, la résistance d'entrée fait la même chose à l'entrée du générateur.

L'accélération du fluide et son frottement contre les parois sont les termes déterminant le gradient de pression.

La pression moyenne et scillations observées sur le banc d'essais, est 1.75 barabs mesurée à l'entrée du tube générateur qui débouche dans l'atmosphère; cela veut dire que la chute est de

l'ordre de 0.75 bar. Cette chute, en régime établi, est distribuée le long du tube.

En régime transitoire, la variation de la pression est la conséquence de la prolongation de la zone d'ébullition. C'est une action qui se produit à la fin de la zone et l'excitation de sa part se fait au début de la zone d'ébullition.

Une question se pose concernant le temps de propagation de la pression dans la zone de vaporisation.

Dans les zones monophasiques liquide et vapeur ou les titres correspondants sont respectivement 0 et 1, la célérité du son est exprimée par:

$$a = \frac{(1-x) v' + x v''}{(-x dv''/dp - (1-x) dv'/dp)}^{1/2} \quad (7-14)$$

pour la zone d'ébullition L qui est de l'ordre de 8.5 m dans notre essai, le temps de propagation de la pression est de l'ordre de 0.06 s; une telle valeur, comparée à la période des oscillations qui est de 3 à 4 secondes, permet d'admettre l'hypothèse d'une propagation immédiate et par suite la constance de la pression en chaque point de conduite; raison pour laquelle on choisit un pas de temps dans notre programme de calcul égal à 0.02 s, très faible.

## 7.6 Contre-réactions

La contre-réaction principalement responsable des oscillations est celle de l'influence de la pression sur le début de la zone d'ébullition ou sur l'entrée du générateur c-s-d l'alimentation. Néanmoins, il existe d'autres réactions à la suite d'une variation de la pression qui influencent la production de la vapeur sans l'intermédiaire de la zone d'ébullition.

Parmi ces réactions nous distinguons entre autres :

1. La variation du volume des zones d'ébullition et de surchauffe, représentée par la 1<sup>er</sup> intégrale de l'équation (5-17), elle est proportionnelle à la dérivée de la pression qui est responsable du déséquilibre des débits volumétriques de production et de prise de vapeur.
2. La variation du débit de prise de vapeur qui est fonction de la pression et non de sa dérivée.
3. La variation de la chaleur latente d'ébullition fonction uniquement de la pression. C'est la seule contre réaction positive mais relativement faible.

4. La variation de la longueur de la zone d'ébullition C-a-d l'effet de l'apport total de chaleur sur cette zone ; elle est fortement liée à la pression.

5. La variation de l'apport linéique de chaleur qui peut être obtenu soit :

- par changement de la température d'ébullition ce qui entraîne celui de la force motrice de la transmission convective de chaleur .
- ou par échange de chaleur, emmagasinée dans la paroi, entre le fluide et la paroi.

### 7.7 Schéma général des interactions

La figure 7.7 resume d'une façon générale les interactions dans le générateur monotubulaire de vapeur ; il permet de comprendre les phénomènes qui génèrent l'instabilité et par suite de suivre le mécanisme oscillatoire et d'estimer l'importance de chaque interaction.

L'instabilité de fonctionnement est liée au temps de transport du fluide en effet une perturbation produite à l'entrée du générateur de vapeur ( case 1 ) met du temps quand elle passe successivement par les zones de rechauffement ( case 3 ), d'ébullition ( case 5 ) et de surchauffe ( cases 6,8 et 9 ) pour atteindre la restriction de sortie ( case 10 ) du générateur.

Cette perturbation a des conséquences différées qui, par contre-réaction, le système induit d'autres perturbations ( cases 11,12, 13,14,15 et 16 ), déphasées par rapport à celle d'entrée.

Ces perturbations induites trouvent des conditions favorables pour générer une autre perturbation à l'entrée et par suite la boucle d'interaction se ferme d'où naissance des oscillations qui se tiennent d'elles mêmes dites auto-entretenuës.

On distingue plusieurs boucles d'interactions qui présentent une chaîne commune dite chaîne principale composée des cases 1,3,5,6,8,9 et 10 ; cette chaîne contient le retard principale celui provenant du comportement dans la zone d'ébullition.

Les contre-réactions 1,15 et 16 sont lentes ; la case 1 caractéristique de la résistance d'entrée a pour fonction d'entrée la pression P, cette dernière influe sur le débit d'alimentation et un retard pur, égale au temps de transport dans la zone de rechauffement case 3, s'ajoute à celui de l'ébullition.

Quant aux contre-réactions 15 et 16 caractérisant respectivement le déplacement du PDE et l'échange d'eau du réservoir élastique avec le générateur, la fonction d'entrée est la variation de pression dans le temps ( $dp/dt$ ).

Les noeuds 2,4 et 7 sont des noeuds de sommation des influences distinctes, ainsi le noeud 4 donne la vitesse effective d'entrée de l'eau, limite mobile PDE, dans la zone d'ébullition.

Pour une meilleure représentation du phénomène, la zone d'ébullition est décomposée en 5 et 6 ; La longueur de la zone d'ébullition suit une loi en exponentielle pour un écoulement homogène du mélange eau et vapeur, le retard occasionné est d'autant plus proche du retard pur que le rapport  $V'/V'$  est grand c-à-d pour les faibles pressions. Réellement, le glissement, des phases liquide et vapeur, augmente le temps de retard et change l'allure de  $L(\ )$  (case 5). La production de vapeur est régie par  $Mv = L.Q/Lv$ , ( $Q$  étant le flux chauffant,  $Lv$  la chaleur latente de vaporisation et  $Mv$  est le débit de production ).

Le noeud 7 permet de faire un bilan de production et de prise de vapeur. La case 8 détermine la variation de pression dans le temps par suite du stockage ( ou libération ) à la suite d'une compression ( ou détente ) de l'excès de vapeur ( resultat du bilan de production et de prise, Noeud 7 ).

La région encadrée en, trait fin, regroupe les influences locales qu'on appelle contre-reactions-rapides comparée à celui du retard principal. La case 10, caractéristique de la résistance de sortie, avec la pression  $P$  règle le débit de prise de vapeur .

L'élasticité du fluide 8, responsable de la variation de pression provoque aussi une variation de la longueur  $L$  de la zone d'ébullition ; Ce phénomène est plus complexe car la variation de la pression provoque, outre que le déplacement du PDE, un déplacement important du point de fin d'ébullition PEE. La pression  $P$  influe également sur l'enthalpie de vaporisation ( case 11) qui, elle même, influe sur la production instantanée de vapeur.

La contre-réaction 12 et 13, responsable de la modification de l'apport chaleur est dû principalement à l'effet de la pression sur la température d'ébullition. une variation de la pression provoque une variation de la température d'ébullition 12 il en résulte un stockage ou une libération de chaleur dans la paroi et par conséquent sur le flux chauffant.

.....

Chapitre huit

Conclusions générales

.....



L'étude présentée concerne l'analyse des instabilités dynamiques de type oscillatoires observées dans les générateurs de vapeur monotubulaires . L'analyse a exigé d'abord qu'on confirme expérimentalement leur existence ; à cet effet un banc d'essais de générateur de vapeur a été conçu et un programme d'essais et calculs a été élaboré.

Les principales constatations déduites de l'analyse, sous forme de synthèse, sont reprises ci-dessous :

1- Le phénomène, des oscillations auto-entretenues, observé trouve son origine dans les interactions entre les paramètres thermodynamiques de l'écoulement ( pression, température, enthalpies, débits, ... etc ).

2- Le générateur de vapeur est le siège de propagation de perturbations à effets retardés et de processus à rétroaction . Ainsi toute perturbation, produite à l'entrée du générateur , a des conséquences différées qui le système par contre réaction induit d'autres perturbations déphasées par rapport à celles d'entrées générant ainsi l'instabilité et formant un cycle oscillatoire auto-entretenu.

3- La période des oscillations est de l'ordre de grandeur du temps nécessaire à une perturbation pour parcourir le canal générateur de vapeur principalement les zones de réchauffement et d'ébullition.

4- Les phénomènes des oscillations observées sont différenciés par leur mode d'excitation c'est à dire par l'influence de la pression sur les paramètres de l'écoulement .

5- Pendant l'expérimentation, il s'est avéré difficile de séparer les mécanismes des oscillations, on a élaboré à cet effet un schéma synoptique des interactions qui tient compte des mécanismes généraux. Ce schéma permet de comprendre et de classer les phénomènes qui génèrent l'instabilité . Il permet de suivre le mécanisme oscillatoire et d'estimer l'importance de chaque interaction.

6- L'analyse fréquentielle, à partir du schéma des interactions, permet d'évaluer ou de prédire le seuil et la période des instabilités de chaque mécanisme et aussi de comprendre les mécanismes complexes ou plusieurs excitation rentrent en jeu ; cette coexistence ou superposition de plusieurs mécanisme peut être la raison des oscillations à hautes fréquences.

7- L'apport de chaleur dans la zone de réchauffement constitue un paramètre fortement stabilisant des oscillations.

8- Le glissement des phases (liquide et vapeur) augmente considérablement le temps d'évaporation par rapport à un modèle à fluide homogène.

9- L'interprétation des phénomènes dynamiques ayant lieu dans le générateur monotubulaire de vapeur n'aurait pas été possible sans avoir eu recours à la comparaison des résultats expérimentaux et ceux obtenus théoriquement.

10- La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux montre un assez bon accord qualitatif entre les résultats et qu'on ne peut attendre du modèle de simulation que la prévision du sens et un ordre de grandeur des influences.

11- La concordance des résultats peut être améliorée en réduisant les hypothèses simplificatrices qu'on a été amené à introduire afin de réduire le nombre de paramètres nécessaires à une description complète des phénomènes.

A travers cette étude, nous espérons avoir apporté un jalon important dans l'analyse des instabilités dynamiques rencontrées dans les générateurs de vapeur monotubulaire.

Le dispositif expérimental, son équipement et l'installation électrique constituent un banc d'essais de démonstration et peut servir à des fins pédagogiques très diversifiées.

## R E F E R E N C E S

### B I B L I O G R A P H I Q U E S

- /1/ BAUER, E., HOUDAYER, G., SUREAU, H. - Un modèle axial d'écoulement déséquilibré et son application à l'accident de perte de réfrigérant, le code système CLYSTERE, /7/, pp. 647-675.
- /2/ BECK, B.T., WEDEKIND, G.L. - A generalisation of the system mean void fraction model transcendent two phase flow evaporating flows. Trans. of the ASME, journal of heat transfer.
- /3/ BOURRE, J. - La modélisation mathématique des écoulements diphasiques, ses bases, ses problèmes et état actuel de la question. /4/, pp. 417-449, (1976).
- /4/ BHATT, B.L., WEDEKIND, G.L. - Transient and frequency response characteristics of two phase flow condensing flows, with and without compressibility. Trans. of the ASME - Journal of heat transfer, August 1980.
- /5/ CASEAU, P., PERRIN, M., PLANCHARD, J. - Méthodes numériques employées en simulation. /7/, pp: 316-335, 1976.
- /6/ CEA-EDF - Nouveaux systèmes énergétiques, école d'été de mécanique de fluide, Eyrolle, Paris, 1974.
- /7/ CEA-EDF - Phénomènes thermiques et hydrauliques non stationnaires, cycles de conférences, Eyrolles, Paris, 1978.
- /8/ CEPOB, E. - Dynamique des processus dans les échangeurs de chaleur et de masse, édition Moscou, 1967.
- /9/ COFFE, Y. - Modèle bidimensionnel de propagation d'onde en milieu diphasique confiné, /7/, pp. 487 - 503, 1976.
- /10/ COURTAUD, M. - Refroidissement de secours des réacteurs à eau sous pression, /7/, pp. 565 - 590, 1976.
- /11/ DANNEY, D., LUDTKE, P., JONES, M. - An experimental study of thermally-induced flow oscillations in supercritical Helium. Trans. of the ASME - Journal of Heat transfer, february 1979.
- /12/ DAUBER, A. - Equations de Saint Venant et théories des caractéristiques, /7/, pp. 271 - 279, 1976.
- /13/ DELHAYE, J. M. - Les écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite. Revue ENTROPIE N° 99, 1981.
- /14/ DELHAYE, J.M. - Propagation des ondes dans les fluides. /7/, pp. 227 - 279, 1976.

.../...

- /15/ DELHAYE, J.M. - Ecoulement diphasiques, Cours 1987 ;  
Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'études nucléaires de Grenoble , Service d'études thermohydrauliques
- /16/ DONALD, G. - Procces heat transfer . New York , Toronto , London, 1950.
- /17/ DRAKE, E. - Heat and mass transfer . Mc.GRAW Hill Book company , New York , London , Toronto , 1950 .
- /18/ FAUCOMMIER, R. - Stabilité et précision des schémas aux différences finies, application à la résolution de l'équation de chaleur avec conditions aux limites asymétriques , théories et méthodes de calcul N° 381 , Mars 1980 .
- /19/ FRANCE, D.M. , CARLSON, R.D , CHIANG, T. , POIMER, R.  
- Characteristics of transition boiling in sodium-heated steam generator tubes. Trans. of the ASME - Journal of heat transfer, May 1979.
- /20/ GREGORIC, R. - Echangeur de chaleur , Librairie polytechnique Beranger , Paris , 1965 .
- /21/ GOSSE, J. - Convection pulsée . Rapport sur la convection pseudo-permanente , /7/ , pp. 131 - 142 , 1976 .
- /22/ GOSSE, J. - Convection non stationnaire et non établie . Rapport sur la convection pseudo-permanente , /7/ , pp. 37 - 50, 1976 .
- /23/ GUTNER, G. - Les mesures en mécanique des fluides, Eyrolles , Paris , 1975
- /24/ ISHIL, M. - Thermofluid dynamic, theorie of two phase flow Eyrolles , Paris , 1975 .
- /25/ ILORY, M. , QUINET, J.L. - Générateur de vapeur expérimental Fives cail Babcock de 6 MW . programme d'essai de stabilité dynamique . 1976 - 1977 , EDF , Mars 1976 .
- /26/ LARMINAUX, R. , OURMANN, M. - Simulation d'une centrale nucléaire à eau pressurisée . Rapport sur la modelisation des systèmes, /7/ , 1976 .
- /27/ LATROB, A. , GRAND, D. - On some difficulties in numerical modeling of two phase flow. Meeting on transient two phase flow , Toronto , 1976.
- /28/ LAUSTERE, G.V. , FRANKE, J. - A non linear model and control sheme for Benson Boilers . 8th Congress IEAC , KYOTO 1981.
- /29/ LECOCC, P. - Ecoulement phasique , mécanique des fluides appliquées , Eyrolles , Paris , 1975 .

....

- /30/ LECOCK,P. - Stabilité des écoulements diphasiques, mécanique des fluides appliquées, Eyrolles , Paris ,1975 .
- /31/ LEONTIEV.A. - Théorie des échanges de chaleur et de masse, traduit du russe; Edition Mir, Moscou 1987.
- /32/ LLORY,M. - Introduction au calcul des échangeurs de chaleur chaleur, mécanique des fluides appliquées, Eyrolles, Paris , 1975 ;
- /33/ LLORY,M. - Régimes transitoires de faible amplitude dans un générateur de vapeur chauffé au sodium . Rapport sur les problèmes de régulation de fonctionnement des générateurs de vapeur , /7/ , pp 337..352, 1976 .
- /34/ LECOFFERE,Y. - Nucléation en masse , dégazage . Rapport sur la modélisation diphasique , /7/ , 1976 .
- /35/ MAGDY,A., EL HAWARY. - Effect of combined Free and forced convection of the stability in horizontal tube . Trans. of heat transfer , May 1980 .
- /36/ PROCCACIA,H. - Mesure des pressions transitoires rapides ; Rapport sur les phénomènes transitoires complexes, /7/ pp. 203 - 227 , 1976 .
- /37/ ROY,R., YADIGAROGLU,G. - An investigation of heat transport in oscillatory turbulent subcooled flow. Trans. of the ASME - Journal of heat transfer , November 1976.
- /38/ SCHIESTEL, R. - Echangeurs divers à performances améliorées par des effets d'entrée ou de transport cyclique . Rapport sur la conduction et la convection non permanente, /7/ , pp. 91 - 115 , 1976 .
- /39/ TONG,L. - Boiling heat transfert and two phase flow . John Willey , third printing , New York , London , Sydney , June 1967 .
- /40/ WALLIS,B. - One dimensionnal two phase flow . Mc Graw-Hill USA 1969 .
- /41/ WASZINK,R.P. , EFFERDING,L.E. - Hydrodynamic stability and thermal performance test of a 1 MWt sodium-Heated , once-through steam generator model . Trans. of the ASME ; Journal of the engineering for power , July 1974 .
- /42/ WEDEKIND,G.L , BECK,B.T. - Theoretical model of the mixture vapor transition point oscillations associated with two phase-flow evaporating flow instability . Trans. of the ASME -Journal of heat tr. sfer , May 1974 .

.../...

- /43/ WEDEKIND,G.L. , BHATT,B.L. - A self-sustained oscillation flow phenomenon in two phase condensing flow-system . Trans. of the ASME -Journal of the heat transfer , November 1980.
- /44/ UNAL,H.C. - Determination of void fraction , incipient point of boiling , and initial point of net vapor generation in sodium heated helically coiled steam generator tube . Trans. of the ASME - Journal of heat transfer , May 1978 .
- /45/ UNAL,H.C. - Correlations of the determination of the inception conditions of density-wave oscillation for forced and natural circulation steam generator tube. Trans. of the ASME - Journal of heat transfer , February 1980 .
- /46/ YADIGORUGLUS,G. , BERGLES,A. - Fundamental and higher mode density-wave in two phase-flow . Trans. of the ASME - Journal of heat transfer , May 1972 .
- /47/ ZUBER,N. , ISHII,M.,SAHA,P. - An experimental investigation of the thermally induced flow oscillations in two phase flow system. Trans. of the ASME - journal of heat transfer, November 1976.

Si l'on considère un modèle homogène de l'écoulement diphasique c-a-d qu'on suppose l'absence des phases et un mélange parfait d'eau et de vapeur, la génération de vapeur  $M_v$ , par suite de l'augmentation en échelon  $\Delta Me$  du débit d'eau  $Me$ , suit une loi exponentielle :

$$M_v = M_{e_0} + \Delta Me \left( \frac{v''}{v'} e^{-t/T^*} - 1 \right) \quad (4-3)$$

$$M_v = M_{e_0} + \Delta Me e^{-t/T^*}$$

avec  $T^*$  le temps d'évaporation complète tel que :

$$T^* = T \ln \left( \frac{v''}{v'} \right) \quad (4-4)$$

et  $T$  est la constante de temps égale à :

$$T = \frac{A L v}{Q (v'' - v')} \quad (4-5)$$

La réponse indicielle de la génération de vapeur  $M_v$ , d'équation 4.3, propre au modèle homogène est représentée par la courbe de la case 2 du diagramme fonctionnel, fig 4-4-b.

Le bilan de production de vapeur  $M_v$  et de prise de vapeur  $M_p$  fixe la valeur de la pression ; si la production  $M_v$  prévaut sur la prise  $M_p$  comme conséquence une accumulation de vapeur dans le générateur de vapeur et par suite une augmentation de la pression et inversement .

Comme il y a contre-réaction rapide , la croissance de la pression provoque, selon la caractéristique de la restriction de sortie R2; casé 4, une augmentation de la prise  $M_p$ .

Si l'on revient à la perturbation de la pression  $P$  et à l'augmentation du débit d'eau  $Me$  qui en résulte et quelle que soit la courbe de la case 2 , la variation de la génération de la vapeur suit avec un certain retard celle du débit d'eau . Cette augmentation de la production de vapeur retardé dans le temps provoque à son tour une augmentation de pression ; ainsi une chute initiale de pression a pour effet une augmentation de pression c-a-d du même paramètre et toute la chaîne d'action, agira en sens inverse.