

5/78

UNIVERSITÉ D'ALGER



ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département Génie Mécanique



PROJET DE FIN D'ÉTUDES

DIPLOME D'INGÉNIEUR



SIMULATION THERMIQUE D'UN REACTEUR

A

EAU BOUILLANTE



1^{re} PARTIE: ÉTUDE THÉORIQUE

Proposé par:

Mr: A. ZAOU

Survi par:

Mr: H. SALEM

Examineurs:

Mrs: M. BOUHADEF

A. ZAOU

M. KACIMI

H. SALEM

A. CHABANE - SARI

M. BOUKABACHE

Étudié par:

Mrs: BENMANSOUR SAID
BOUZZOUNI AMAR

PROMOTION: JUIN 1978

الدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكتبة
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

28x



UNIVERSITE D'ALGER

XXXXXXXXXXXX

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département Génie Mécanique

XXXXXXXXXXXX

PROJET DE FIN D'ETUDES

DIPLOME D'INGENIEUR

XXXXXXXXXXXX

SIMULATION THERMIQUE D'UN REACTEUR

A

EAU BOUILLANTE

XXXXXXXXXXXX

1^{re} PARTIE: ETUDE THEORIQUE

Proposé par:

Mr: A. ZAOU

Suivi par:

Mr: H. SALEM

Examineurs:

Mrs: M. BOUHADEF

A. ZAOU

M. KACIMI

H. SALEM

A. CHABANE - SARI

M. BOUKABACHE

Etudié par:

Mrs: BENMANSOUR SAID
BOUZZOUNI AMAR

PROMOTION: JUIN 1978

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

وَقُلْ رَبِّ زِدْنِي عِلْمًا

سُورَةُ الْأَنْعَامِ آيَةٌ 111

et dis : « Dieu ! accrois - moi en
science ! ».

~~~~~

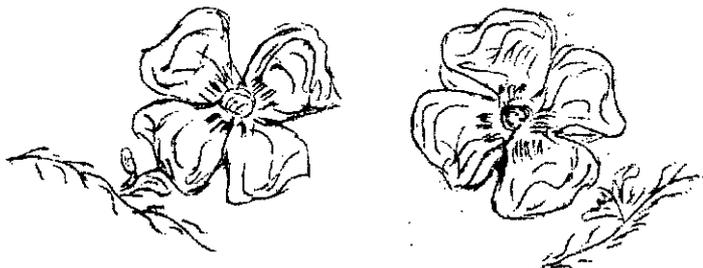
~~~~~

DEDICACE

~~~~~

~~~~~

A MES TRÉS CHERS PARENTS



A mon très cher frère Amar,
pour tous les sacrifices qu'il a consentis afin
que je puisse terminer convenablement mes études.

Qu'il en soit profondément remercié.

A mes très chers frères Aomar (médecin) et Lounés,
pour m'avoir aidé dans les moments difficiles.

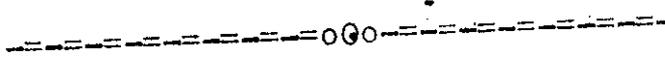
A toutes mes soeurs.

A tous mes amis et collègues élève-ingénieurs.



S. Benmansour

REMERCIEMENTS



Nous tenons à remercier :

Mr A. ZAOUI

de nous avoir bien reçu dans sa "division-réacteurs"
et pour ses conseils qui nous ont été d'une grande aide

Mr H. SALEM

de nous avoir inspiré ce sujet et de nous avoir suivi
de très près sans ménager son temps ni ses efforts.
Qu'il veuille trouver dans notre travail notre
témoinage respectueux.

Mr A. SARI

de ses conseils très utiles.

Mr M. REBAINE

qui a été d'une grande aide pour la traduction, pour
avoir supervisé notre travail et les conseils prodigués

Mr M. BOUKABACHE

de nous avoir suivi dans notre travail.

QUE TOUS LES PROFESSEURS DE
L'ENPA

QUI ONT CONTRIBUE A NOTRE FORMATION TROUVENT ICI NOTRE
PROFONDE RECONNAISSANCE.

Nos remerciements s'adressent également à :

Mr B. BADAOU

Très sympathique.
Qui nous a beaucoup aidé pour la frappe. Qui a fait
que notre travail soit achevé en temps voulu.

Melle D. CHABOUB

pour son aide aussi.

A tout le personnel du C S T N et surtout l'équipe de
la division réacteurs qui nous ont aidé de près ou de
loin.

T A B L E D E S M A T I E R E S

-----oOo-----

<u>Introduction</u>	I-1
I-1 Sources d'énergie	I-1
I-2 Utilisation et classification du réacteur nucléaire.....	I-2
<u>Chapitre 1</u> Rappels brèves de physique nucléaire	
1-1 Structure atomique	1-1
1-1-1 L'atome	1-1
1-1-2 Energie de liaison et stabilité	1-2
1-2 Vitesses relatives.....	1-4
1-3 Niveau d'énergie dans un atome	1-5
1-4 Interaction des neutrons	1-8
1-4-1 Définition de la section efficace	1-8
1-4-2 Variation de la section efficace avec l'énergie du neutron.....	1-9
<u>Chapitre 2</u> Neutronique	
2-1 Diffusion et ralentissement des neutrons.....	2-1
2-1-1 Equilibre de neutrons.....	2-1
2-1-2 Equations de diffusion.....	2-2
2-1-3 Conditions aux limites de l'équation de diffusion.....	2-5
2-1-4 Longueur de diffusion.....	2-7
2-1-5 Ralentissement de neutrons.....	2-9
2-1-5-1 Diffusion élastique	2-9
2-1-5-2 Diffusion inélastique.....	2-10
2-1-5-3 Ralentissement	2-11
2-1-6 Equation d'âge de Fermi	2-12
2-1-7 Facteur de multiplication	2-13
2-2 Equation critique d'un seul groupe.....	2-17
2-3 Equation critique de deux groupes	2-18
2-3-1 Dimensions critiques	2-20
2-3-2 Probabilités de non fuite	2-22
2-3-3 Facteur de multiplication effectif.....	2-22

2-4 Principe des réacteurs	2-24
2-4-1 Réacteurs thermiques	2-24
2-4-2 Réacteurs hétérogènes.....	2-24
2-4-3 Réacteurs rapides.....	2-25
2-4-4 Vie d'un neutron dans un réacteur nucléaire.....	2-26
2-5 Systèmes des réacteurs homogènes et hétérogènes.....	2-27
<u>Chapitre 3</u> Ecoulement monophasique	
Introduction.....	3-1
A- Equations de continuité.....	3-1
1- Dérivation de l'équation de continuité.....	3-2
B- Equations de quantité de Mouvement.....	3-5
1- Dérivation de l'équation de quantité de mouvement	3-5
2- Quantité de mouvement dans une direction donnée.....	3-8
3- Frottement	
3-1 Ecoulement dans une conduite.....	3-11
3-2 Tableaux des valeurs de K.....	3-14
3-2-1 Elargissements brusques.....	3-14
3-2-2 " " graduels.....	3-14
3-2-3 Retrecissements brusques.....	3-16
3-2-4 Vannes partiellement ouvertes.....	3-17
C- Equations de conservation d'énergie.....	3-19
1- Iere loi de thermodynamique.....	3-19
2- Dérivation de l'équation générale de l'énergie.....	3-19
3- Comparaison de l'équation de l'énergie et de l'équation d' Euler.....	3-23
<u>Chapitre 4</u> Transfert de chaleur Ecoulement fluide de réfrigérants non métalliques.	
4-1 Introduction.....	4-1
4-2 Equation de la conduction.....	4-2
4-2-1 Conduction par une couche solide infinitement mince.....	4-2
4-2-2 Equation générale de la conduction.....	4-4
4-3 Transfert de chaleur à l'extérieur des éléments combustibles solides et cylindriques.	4-7

4-3-1 Effet de la gaine et du réfrigérant.....	4-10
4-4 Généralités sur les coefficients de transfert de chaleur.....	4-12
4-5 Coefficient de transfert de chaleur pour des réfrigérants non métalliques dans les conduites circulaires.....	4-13
4-5-1 Equation de Dittus-Boelter.....	4-13
4-5-2 Analogie de Colburn.....	4-14
4-6 Coefficient de transfert de chaleur dans d'autres géométries.....	4-16
4-6-1 Ecoulement à travers un anneau.....	4-16
4-6-2 Ecoulement entre 2 plaques parallèles...	4-17
4-6-3 Ecoulement dans des ensembles d'éléments combustibles.....	4-17
<u>Chapitre 5</u> Ecoulement diphasique	
Introduction	5-1
A- Types d'écoulement	5-2
1- Ecoulement adiabatique dans un canal vertical.....	5-2
2- Ecoulement non adiabatique	5-3
B- Paramètres de l'écoulement diphasique.....	5-5
1- Débit massique.....	5-5
2- Débit massique/unité de surface.....	5-5
3- Qualité	
3-1 Système immobile(en vase clos).....	5-5
3-2 Système en mouvement.....	5-6
4- Taux de vide	
4-1 Système immobile (en vase clos).....	5-6
4-2 Système en mouvement	5-6
5- Glissement	5-7
6- Titre thermodynamique	5-7
7- Relation entre λ et X	
7-1 Système en vase clos.....	5-7
7-2 Système en mouvement.....	5-8
C- Pertes de pression dans un écoulement diphasique.....	5-12
1- Dérivation de l'équation de quantité de mouvement.....	5-13

STREB-1

2-	Calcul de la chute de pression totale.....	5-17
2-1	Terme de pression dû à l'accélération...	5-17
2-2	" " " " à l'élévation.....	5-20
2-3	" " " " au frottement.....	5-20
2-3-1	Système adiabatique.....	5-21
2-3-2	Système non adiabatique.....	5-21
3-	Chute de pression en écoulement monophasique	5-24
4-	Hauteurs d'ébullition et de non ébullition...	5-25
5-	Détermination de \bar{R} pour de faibles valeurs de X	5-27
6-	Calcul de la masse volumique moyenne.....	5-29
7-	Élévation de pression due à une expansion brusque.....	5-31
8-	Chute de pression due à une contraction brusque.....	5-33
	Bibliographie.....	5-35

TABLE DES MATIÈRES

-----oOo-----

<u>Chapitre 1</u>	Description thermohydro-dynamique d'un coeur de réacteur à eau bouillante...	I-I
<u>Chapitre 2</u>	Analyse du système bouillant.....	2-2
A-	Analyse du système à circulation naturelle.....	2-2
I-	Analyse hydrodynamique.....	2-2
I-I	Contraction entre les points I et 2	2-2
I-2	Conduite 2-3 de section constante	2-4
I-3	Expansion entre 3 et 4	2-5
I-4	Elevation de 4 à 5 à section constante	2-8
I-5	Contraction entre 5 et 6	2-9
2-	Conduite chauffante	2-10
2-I	Portion 6-7	2-11
2-2	Cone d'ébullition	2-14
3-	Expansion pour un écoulement ascendant.....	2-16
3-I	Expansion entre 8 et 9	2-16
3-2	Elevation de 9 à 10 à section constante....	2-17
3-3	Expansion entre 10 et 11	2-20
4-	Détermination de la vitesse au point de satu- ration /	2-21
B-	Analyse du système à circulation forcée	2-23
C-	Analyse thermodynamique.....	2-23
<u>Chapitre 3</u>	Calculs thermohydraulique du cycle du EWR	3-1
3-I	Données	3-1
3-2	Procédé de calcul	3-3
3-3	Exemple	3-3
3-4	Interprétation des résultats	3-32
3-5	Remarque	3-37

ConclusionAnnexe

6

- Fig. A-1 et Fig. A-2
- Tables thermodynamiques
- Organigramme de la méthode de calcul.
- Programme

Notre étude comprend deux parties :

- La première partie est relative aux rappels théoriques de physique nucléaire, neutronique, transfert de chaleur, mécanique des fluides en écoulement monophasique et diphasique.

- La deuxième partie est relative à l'étude de la boucle, à la méthode de calculs, présentation des résultats, et enfin à l'interprétation de ces résultats et à la conception du dispositif.

INTRODUCTION1 Sources d'énergie :

Historiquement sauf pour les quelques derniers siècles, la source première de l'homme a été le bois. Au milieu du XVIII^{ème} siècle les combustibles fossiles le remplacèrent. Maintenant les combustibles minéraux semblent remplacer le charbon et sans doute dans l'avenir les combustibles nucléaires remplaceront les combustibles fossiles.

Beaucoup de prévisions pour les besoins énergétiques dans l'immédiat sont basées sur une analyse de la croissance démographique et de la consommation énergétique par habitant. Deux des précisions les plus intéressantes ont été établies par P. Putnam et H. Brocon comme le montre la figure (1-1).

En rencontrant ces demandes croissantes on a besoin de diverses sources d'énergie.

Les sources d'énergie présentes sont :

- | | |
|------------------------------|---------------------------|
| a) les combustibles fossiles | e) l'énergie solaire |
| b) les courants d'eau | f) l'énergie géothermique |
| c) les vents | g) fission nucléaire |
| d) les marées | h) fusion nucléaire. |

Les contributions du vent, des marées, de l'énergie solaire et géothermique, des courants d'eau sont limités et coûteux pour être d'un grand pourcentage de l'énergie totale produite.

Ceci laisse les combustibles nucléaires comme la seule source économique pour les besoins énergétiques que montre la figure (1-1) .

Les prévisions faites concernant les capacités nucléaires futures sont résumés dans la figure (1-2) .

2 Utilisation et classification du réacteur nucléaire :

L'utilisation des réacteurs nucléaires est variée. L'application principale est cependant pour la production de l'électricité. Ici le but est d'avoir un pourcentage élevé d'énergie libérée et une température assez élevée pour avoir un grand rendement thermique dans le cycle associé.

Les réacteurs peuvent être classés de plusieurs façons : l'utilisation dans laquelle les neutrons produits par la fission sont émis, le spectre d'énergie de la population du neutron, le degré de conversion du matériau fertile, la dispersion des matériaux dans le coeur du réacteur et par les types de matériaux choisis comme combustibles, modérateur gaine et contrôle.

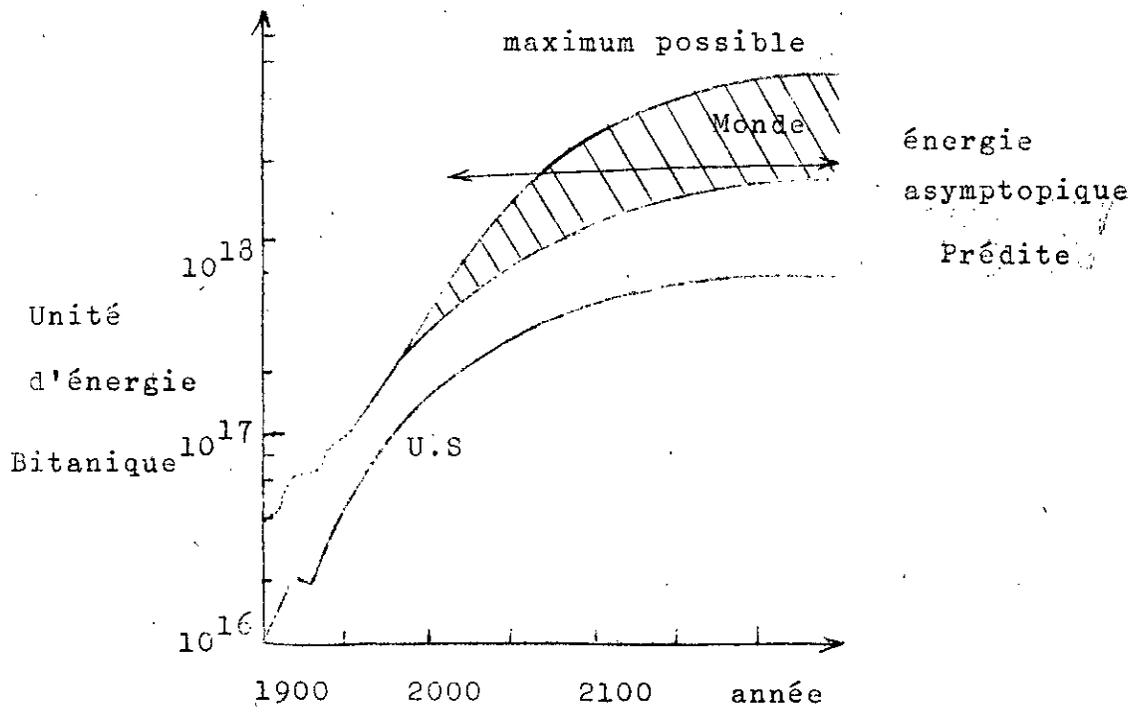


Fig. 1-1

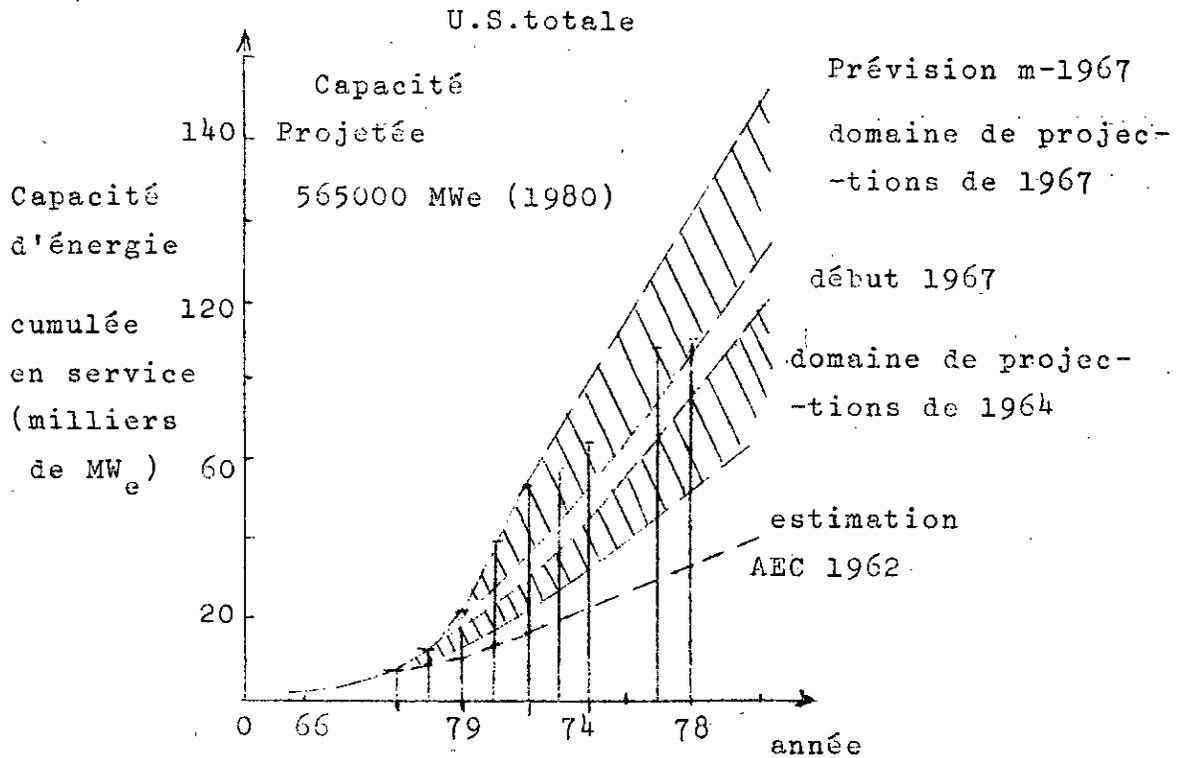


Fig. 1-2

TABLE 1-1

Composantes du réacteur et matériaux :

Composante	Matériaux	Fonction
Combustible	^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu	Réaction de fission
Modérateur	eau légère, eau lourde carbone, Beryllium	Pour réduire l'énergie des neutrons rapides aux neutrons thermiques.
Fluide caloporteur	eau légère, eau lourde, air, CO_2 , He , Na , Bi , KNa , organique.	pour évacuer l'énergie.
reflecteur	Comme le modérateur	pour minimiser la dis- -persion des neutrons
Protection	eau, acier, plomb polyéthylène	Pour pourvoir d'une protection contre la radiation.
Barreaux de Contrôle	Cd, bore,	pour contrôler le taux de production de neu- -trons.
Structure	Al, acier, acier immaculé	Pour pourvoir d'un support physique de la structure du réacteur et des composantes contenant des éléments combustibles.

L'énergie des neutrons conduisant à la fission constitue une des classes importantes des réacteurs nucléaires.

Ainsi, un réacteur thermique en est un, dont lequel la fission est induite par les neutrons en équilibre thermique avec le matériau au coeur du réacteur.

La plupart des réacteurs aujourd'hui sont thermiques. La probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau bombardé est référée à la section efficace du neutron.

Un modérateur est mis dans le coeur du réacteur pour ralentir le neutron aux énergies thermiques (nommée diffusion) . Un bon modérateur réduit l'énergie (vitesse) des neutrons dans un petit nombre de collisions (possédant une grande section efficace de diffusion).

Les réacteurs rapides ne ralentissent pas les neutrons et ainsi n'ont pas de modérateur.

L'énergie moyenne du neutron est de l'ordre de 0,5 à 1,0 Mev

CHAPITRE 1 : Rappels Brefs de physique nucléaire

1 - 1 STRUCTURE ATOMIQUE

1-1-1. L'atome :

L'atome est un assemblage de neutrons et de protons étroitement liés dans un noyau et entouré d'électrons gravitant sur diverses orbites. Les protons sont chargés de particules positives, chacun ayant une unité de charge exactement opposé à l'électron chargé négativement.

La masse du proton est 1836 fois plus grande que celle de l'électron. Les neutrons n'ont aucune de charge électrique et une masse just à peu près égale à celle du proton.

En dehors du noyau, un neutron ne peut exister seul.

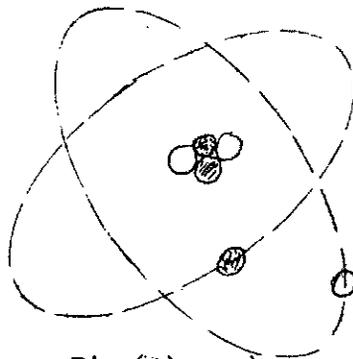
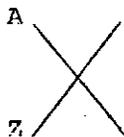


Fig (1' - 1)

Atome d'helium contenant 2 neutrons et deux protons dans le noyau. Deux electrons sont sur orbite en dehors du noyau.

Un atome particulier peut être désigné par son nombre atomique Z qui représente le nombre de protons présents et par son nombre de masse A qui est égale au nombre de neutrons N plus le nombre de protons : $A=N+Z$.

notation d'un isotope :



Deux autres termes sont utilisés pour décrire les espèces nucléaires parents (nucleides).

a) Isobars : nucleides ayant le même nombre de masse A mais des nombres de protons différents (Z)

b) Isotones : nucleides avec les mêmes nombres de neutrons .

1.1.2 Energies de liaison et stabilité :

Si les masses de neutrons et de protons formant le noyau d'un atome sont ajoutées, la masse totale excèdera celle déterminée expérimentalement pour ce noyau.

Cette perte de masse est due à la conversion de l'énergie de liaison en accord avec la relation d'EINSTEIN bien connue :

$$\Delta E = \Delta m c^2$$

ΔE : énergie de liaison

Δm : perte de masse ou défaut de masse

c : vitesse de la lumière $\approx 3.10^8$ m/s

Cette même quantité d'énergie serait fournie au noyau pour séparer les nucléons.

Pour obtenir la masse du noyau, la masse des électrons doivent être retranchées de la masse isotopique M_x

$$\Delta m = Z (m_p) + N (m_n) - (M_x - Z m_e)$$

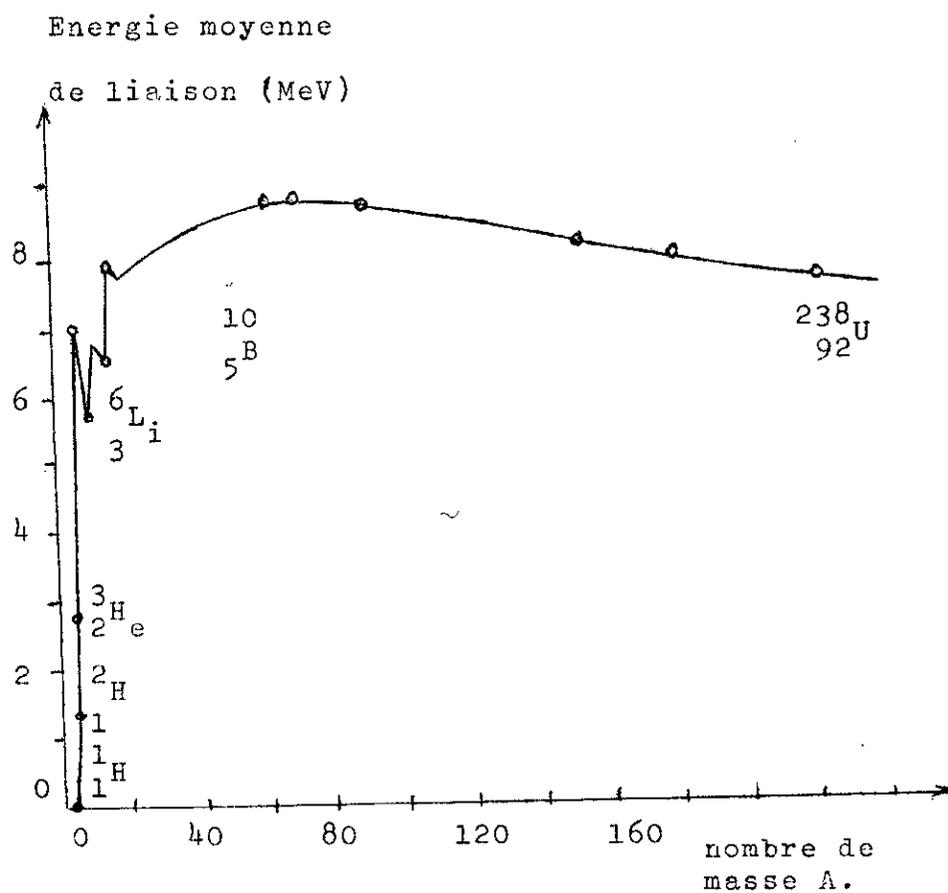


Fig. (1 - 1)

Energie moyenne de liaison des nucléons en fonction
du nombre de masse A.

La figure (1-3) représente les variations de l'énergie moyenne de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse A.

Sauf pour quelques uns des noyaux les plus légers, l'énergie moyenne de liaison par nucléon est d'environ 6 à 9 mev.

La courbe est assez régulière, elle présente un maximum de 8,7 Mev pour les noyaux voisins du fer ($A \approx 60$)

La décroissance est très progressive vers les éléments lourds et l'énergie moyenne de liaison atteint des valeurs voisines de 7 Mev pour les noyaux les plus lourds. Du côté des noyaux plus légers que le fer l'énergie moyenne de liaison diminue beaucoup plus rapidement et pour les noyaux très légers, des maximums et des minimums successifs traduisent une stabilité plus ou moins grande de la structure nucléaire.

Les nucléides stables se trouvent au-dessus ou sur la courbe de la figure 1-3. Les nucléides instables se placent d'autant plus au-dessus de cette courbe que leur instabilité par rapport au nucléide stable de même nombre de masse est plus grande.

La stabilité est d'autant plus grande que l'énergie de liaison par nucléon est plus élevée.

A partir de $A = 210$ (polonium) tous les nucléides sont radioactifs.

L'abondance naturelle dans l'univers des éléments tels que : $^{16}_8\text{O}$, $^{20}_{10}\text{Ne}$, $^{24}_{12}\text{Mg}$, $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{56}_{26}\text{Fe}$, est sans doute liée à leur très haute stabilité.

1.2 Vitesses relatives :

La théorie de la relativité d'EINSTEIN indique que si la vitesse d'un corps tend vers la vitesse de la lumière sa masse augmente indéfiniment.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

m : masse relativiste

m_0 : masse de système de référence

v : vitesse du corps.

D'ou l'énergie totale :

$$E = m c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

L'énergie cinétique est déterminé comme suit :

$$E_c = (m - m_0) c^2 = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right]$$

quand $v \ll c$:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \dots$$

Par conséquent l'expression familière de l'énergie cinétique non relativiste:

$$\begin{aligned} E_{\text{non rel}} &= m_0 c^2 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - 1 \right] \\ &= m_0 \frac{v^2}{2} \end{aligned}$$

1-3 Niveau d'énergie dans un atome :

Une radiation électromagnétique est donnée par les chutes d'un électron d'un niveau d'énergie supérieur à un niveau d'énergie inférieur. La théorie a été établie par Nils Bohr, quoique cette théorie de l'atome a été supplantée par les solutions de l'équation d'onde de, Schrodinger, il est utile de comprendre et d'approximer l'énergie émise (ou absorbée) quand un électron passe d'un niveau d'énergie à un autre.

L'énergie émise par un électron changeant son état est égale au produit de la constante de plank h par la fréquence de la radiation

ν :

$$E_2 - E_1 = h \nu$$

E_2 : énergie finale de l'e

E_1 : " initiale de l'e

Une telle quantité d'énergie émise (ou absorbée) est nommée un photon.

La vitesse de la radiation électromagnétique est :

$$c = \nu \lambda$$

ν : fréquence de la radiation

λ : longueur d'onde

on définit le nombre d'onde par :

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$$

La force d'attraction d'un électron avec le noyau chargé positivement est compensée par la force centrifuge de l'électron gravitant sur une orbite au tour du noyau :

$$\frac{Ze^2}{r^2} = m_e \frac{v^2}{r}$$

e : charge électronique unitaire

r : rayon de l'orbite

m_e, v : masse et vitesse de l'e

Le moment angulaire $m_e v r$ d'un e doit être un multiple de $h/2\pi$:

$$m_e v r_n = n h/2\pi$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

r_n : rayon de l'orbite n

Ainsi : $v = 2\pi Ze^2 / nh$

$$r_n = n^2 h^2 / 4\pi^2 m_e Ze^2$$

Modèle de Bohr :

Pour déterminer l'énergie d'un e dans une orbite donnée, on doit ajouter son énergie cinétique et potentielle.

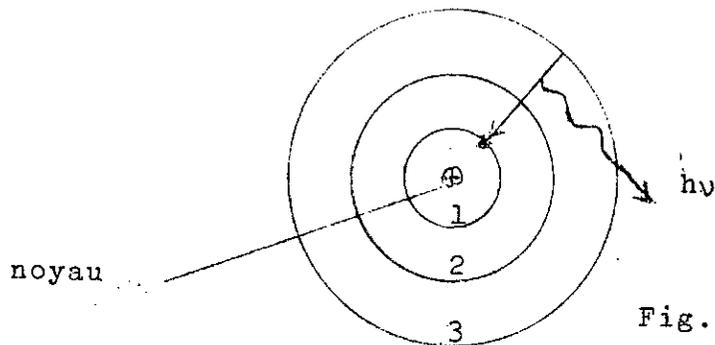


Fig. 1 - 4

Modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène.

La force d'attraction entre le noyau et l'e pour un rayon r est :

$$F = Ze^2 / r^2$$

L'intégration entre l' ∞ et r_n donne l'énergie potentielle de l'e sachant qu'à l'infini d'énergie potentielle est nulle.

$$\int_0^{E_{Pn}} dE_P = \int_{\infty}^{r_n} \frac{Ze^2}{r^2} dr$$

$$E_{Pn} = - \frac{Ze^2}{r_n}$$

L'énergie cinétique pour l'orbite n est :

puisque : $v_n^2 = Ze^2 / r_n m_e$

$$E_{cn} = \frac{m_e v_n^2}{2} = \frac{Ze^2}{2 r_n}$$

L'énergie totale de l'e à l'orbite n est :

$$E_n = E_p + E_{cn}$$

$$= - \frac{Ze^2}{r_n} + \frac{Ze^2}{2r_n} = - \frac{Ze^2}{2r_n}$$

Par conséquent :

$$E_n = - \frac{2 \pi^2 Z^2 m_e e^4}{n^2 h^2}$$

La variation d'énergie d'une orbite n_1 à une autre n_2 est :

$$\Delta E = \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right] \frac{2 \pi^2 Z^2 m_e e^4}{h^2}$$

Si l'e tombe d'un niveau extérieur à un niveau intérieur, ΔE est négative et l'énergie est libérée comme un photon . S'il saute à un niveau plus haut, l'énergie est absorbée.

1-4 INTERACTIONS DES NEUTRONS

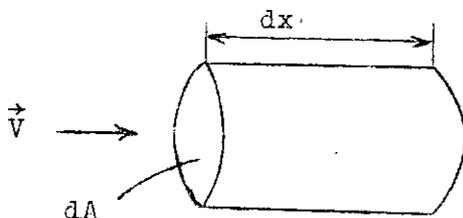
1-4-1 Définition de la section efficace :

Pour spécifier quantitativement les probabilités des types d'interactions d'un neutron avec le noyau, les physiciens ont introduit le concept de la section efficace.

C'est-à-dire que l'atome représente une certaine section pour l'interaction du neutron traversant le milieu.

Pour illustrer ça considérons un petit cylindre de largeur dx et de surface dA contenant un matériau pur (ex ^{235}U) ayant une concentration de n atomes / C.C.

$$n = \frac{\rho N}{A} = \frac{\text{densité} \cdot \text{Nombre d'Avogadro}}{\text{Masse atomique}}$$

pour ^{235}U $n = 4.10^{22}$ atome/C.C.

Considérons un neutron traversant le milieu dans une direction perpendiculaire à la surface dA

Alors la probabilité pour que le neutron heurte le noyau en traversant la distance dx à travers le cylindre est seulement la section efficace totale que l'atome présente au neutron divisé par dA .

Si l'atome est représenté comme ayant une section efficace de surface σ , la section efficace totale étant le nombre d'atomes dans dx dA multipliée par σ

$$\frac{\sigma n dx dA}{dA} = \sigma n dx$$

Probabilité qu'un neutron interagisse en traversant la distance dx .

La section efficace σ qu'on définit plus haut est une section efficace microscopique.

Le produit $\sigma n = \Sigma$ est la section efficace macroscopique.

L'unité employée pour la section efficace est le cm^2 mais on définit aussi le barn:

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

L'unité de section efficace macroscopique est $\frac{1}{L} = \text{cm}^{-1}$

1-4-2 Variations de la section efficace avec l'énergie du neutron :

Le problème de la détermination complète des sections efficaces pour les réactions neutroniques est très complexe non seulement les valeurs dépendent de l'énergie du neutron, mais aussi elles changent d'un isotope à l'autre pour le même élément et changent avec la nature de la réaction.

Pour plusieurs éléments dont la masse atomique dépasse 100 la variation de la section efficace avec l'énergie de neutron révèle l'existence de trois régions.

La première région de basse énergie (énergie thermique) où la section efficace décroît formément quand l'énergie du neutron croît. La section efficace d'absorption est inversement proportionnelle à la racine carré de l'énergie du neutron $\frac{1}{\sqrt{E}}$ mais puisque l'énergie du neutron est proportionnelle au carré de la vitesse du neutron, donc σ_a sera proportionnelle à $\frac{1}{v}$ et on dira que les neutrons obéissent à la loi $\frac{1}{v}$ ou la région est appelée " $\frac{1}{v}$ région".

Suivant cette région, on trouve l'énergie de résonance généralement pour les neutrons d'énergie entre 0,1 et 1000 eV.

Au dessus des énergies de 10 keV il y a la région qu'on appelle la région des neutrons rapides. Les sections efficaces sont généralement basses, étant moins grandes que 10 barns et devenant de plus en plus petites quand l'énergie du neutron augmente. A ces énergies là, les sections efficaces sont similaires aux sections des atomes $\sigma = 2\pi R^2$ où R est le rayon atomique de l'atome.

$R \approx 1,4 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm (pour les atomes avec une grande masse atomique A).

$\sigma \approx 0,125 A^{2/3} \text{ barns}$
--

NEUTRONIQUE

2 - 1. DIFFUSION ET RALENTISSEMENT DES NEUTRONS

2-1-1. Equilibre de neutrons :

L'équation générale de l'équilibre de neutrons est donnée comme suit :

$$\left[\begin{array}{l} \text{Taux de gain net de neutrons} \\ \text{par unité de volume.} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Taux de production de} \\ \text{neutrons par fission} \\ \text{par unité de volume.} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{Taux de perte de neutrons} \\ \text{par unité de volume :} \\ \text{a) fuite.} \\ \text{b) absorption.} \end{array} \right]$$

écrite plus simplement :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{Production} - \text{fuite} - \text{absorption} \quad (2 - 1)$$

où :

n = densité de neutrons par unité de volume

$\frac{\partial n}{\partial t}$ = taux de variation

En régime permanent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (2 - 2)$$

l'équation (2-1) devient alors :

$$\text{Production} = \text{Absorption} + \text{fuite} \quad (2-3)$$

Dans un système critique, le taux de production de neutrons par fission est juste égale au taux de perte dans diverses directions. L'équation (2-3) est la forme la plus générale de l'équation critique pour un réacteur.

2 - 1.2. Equation de diffusion

Elle est donnée par :

$$- \text{fuite} - \text{absorption} + \text{production} = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (2 - 4)$$

* Calcul du terme de fuite de neutrons :

La loi de diffusion de Fick pour des neutrons monoénergétiques s'écrit pour une direction z :

$$J_z = - D_0 \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2 - 5)$$

où :

n = nombre de neutrons par unité de volume

$\frac{\partial n}{\partial z}$ = gradient de densité de neutrons

J_z = courant de neutrons dans la direction z ou encore le nombre de neutrons traversant une unité de surface par unité de temps

D_0 = Coefficient de diffusion.

Dans le cas d'une diffusion dans toutes les directions, on a la forme générale :

$$J = - D_0 \text{ grad } n \quad (2 - 6)$$

Puisque le flux ϕ de neutrons est égale à nV l'équation (2-6) devient :

$J = - D \text{ grad } \phi$

(2-7)

où

$D = D_0 / V$

V = vitesse du neutron

J = vecteur courant de neutrons qui est encore le nombre de neutrons s'écoulant dans une direction donnée par unité de temps à travers une unité de surface normale à la direction de l'écoulement.

Le Coefficient de diffusion est donné par la théorie de transport:

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu}_0)} \quad (2 - 8)$$

Σ_t = section efficace totale macroscopique

$\bar{\mu}_0$ = cosinus moyen de l'angle de diffusion dans le système du laboratoire.

Dans le cas où l'absorption de neutrons au milieu est faible alors:

Σ_t est remplacé par Σ_s

l'équation (2-8) devient :

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_s (1 - \bar{\mu}_0)} = \frac{\lambda_s}{3(1 - \bar{\mu}_0)} \quad (2 - 9)$$

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} \quad (2-10)$$

On définit :

λ_s : libre parcours moyen de diffusion

$1/\Sigma_s(1 - \bar{\mu}_0) = \lambda_s/(1 - \bar{\mu}_0) = \lambda_{tr}$ = libre parcours moyen de transport.

L'équation (2-9) devient pour une faible absorption de neutrons :

$$D = \frac{1}{3} \lambda_{tr} \quad (2-11)$$

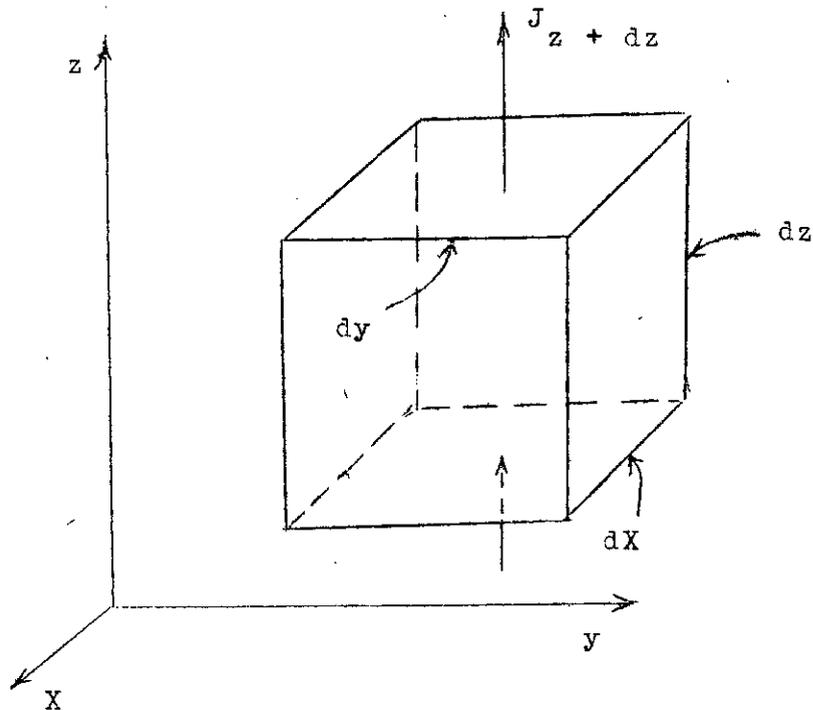


Fig. 2 - 1

Soit un élément de volume dv de dimensions dx , dy , dz . Le nombre de neutrons entrant par la face inférieure est $J_z dx dy$ où J_z est le courant net de neutrons dans la direction z . De même pour la face supérieure on a : $J_{z+dz} dx dy$.

Le taux net d'écoulement de neutrons si $D = \text{cte}$ est donné par :

$$\begin{aligned} (J_{z+dz} - J_z) dx dy &= -D \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z+dz} - \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_z \right] dx dy \\ &= -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dx dy dz = -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dv \end{aligned}$$

On peut faire le même raisonnement pour les autres faces de sorte que :

$$(J_{x+dx} - J_x) dy dz = -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} dv$$

$$(J_{y+dy} - J_y) dx dz = -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} dv$$

Par conséquent la fuite de neutrons par cm^3 et par seconde est :

$$\begin{aligned} \text{fuite} &= -D \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) \\ &= -D \nabla^2 \phi \end{aligned} \quad (2-12)$$

L'équation de diffusion (2-4) devient alors :

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (2-13)$$

où :

S : source de neutrons qui est la production de neutrons par cm^3 par seconde.

Σ_a : section efficace macroscopique d'absorption pour les neutrons monoénergétiques (ou thermiques).

En régime permanent :

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = 0 \quad (2-14)$$

Dans le cas où $S = 0$, l'équation (2-14) peut être résolue :

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi = 0 \quad (2-15)$$

$$\nabla^2 \phi - K^2 \phi = 0 \quad (2-16)$$

où :

$$K = \frac{\Sigma_a}{D} \quad (2-17)$$

2 - 1 - 3. Conditions aux limites de l'équation de diffusion :

Les conditions aux limites qui sont fréquemment utilisées pour la solution des problèmes de distribution de neutrons sont :

a) A l'interface entre deux milieux avec des propriétés de diffusion différentes, le flux de neutrons est le même dans les deux milieux. Alors pour deux milieux A et B :

$$(\phi_A)_o = (\phi_B)_o \quad (2-18-a)$$

L'indice o indique que les valeurs sont prises à l'interface.

b) A une interface plane entre deux milieux avec des propriétés de diffusion différentes, les courants nets de neutrons dans une direction normale à l'interface sont égaux.

En d'autres termes, la condition aux limites pour une continuité de courant peut s'écrire :

$$- D_A \left(\frac{d\phi_A}{dx} \right)_0 = - D_B \left(\frac{d\phi_B}{dx} \right)_0 \quad (2-18-b)$$

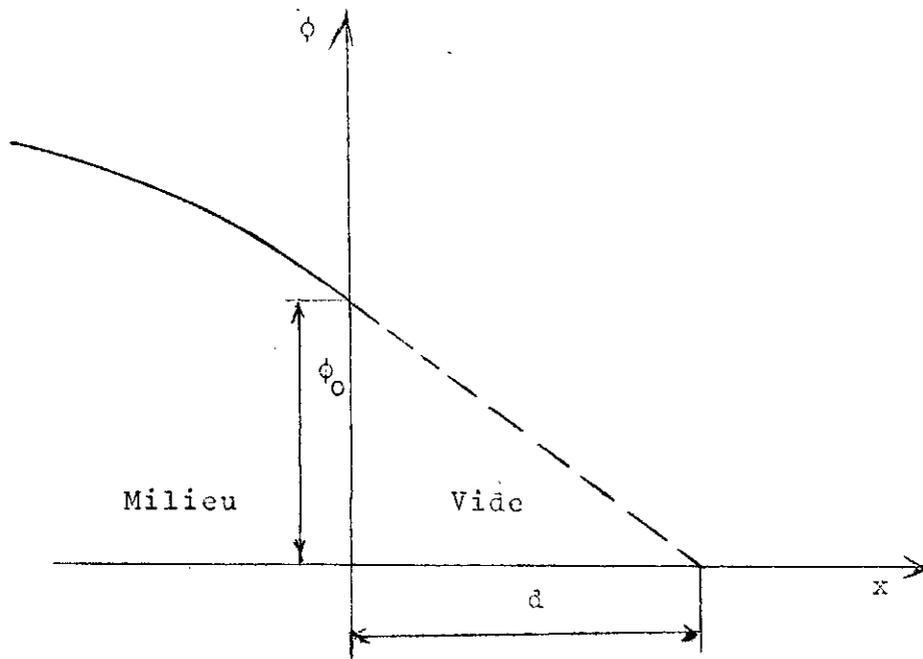


Fig. 2 - 2

Extrapolation du flux de neutrons au bord plan. Considérant d'une part un milieu de diffusion et de l'autre le vide. Du fait que dans le vide aucune diffusion ne retourne au milieu, la condition aux limites est la suite :

Près du bord entre un milieu diffuseur et le vide, le flux de neutrons varie de telle manière que l'extrapolation linéaire exige que le flux s'atténue d'une distance donnée au-delà du bord.

En général le courant net de neutrons représente l'équilibre entre les courants dans la direction positive et négative. Théoriquement on trouve :

$$J_+ = \frac{\phi}{4} - \frac{D}{2} \frac{d\phi}{dx}$$

$$J_- = \frac{\phi}{4} + \frac{D}{2} \frac{d\phi}{dx}$$

Remarque :

Au bord milieu-vide la composante négative du courant de neutrons est nulle.

D'où :

$$J_- = \frac{\phi_0}{4} + \frac{D}{2} \frac{d\phi_0}{dx} = 0 \quad (2-19)$$

Sur la figure (2-2) le flux est atténué à la distance d donnée par

$$-\frac{\phi_0}{d} = \frac{d\phi_0}{dx}$$

De l'équation (2-19) on tire :

$$d = 2D \quad (2-20)$$

En utilisant l'équation (2-11) :

$$d = \frac{2}{3} \lambda_{tr}$$

d : distance d'extrapolation linéaire

2 - 1 - 4. Longueur de diffusion

En coordonnées sphériques l'équation de diffusion d'une source point (flux de distribution) est donnée par :

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} - K^2\phi = 0$$

La solution (ref. Glasstone, R) est :

$$\phi(r) = \frac{Q}{2\pi D} \frac{e^{-kr}}{r} \quad (2-22)$$

Le carré de la distance moyenne \bar{r}^2 du neutron de la source jusqu'au point où il est absorbé est donné par :

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 (4\pi r^2 \Sigma_a \phi) dr}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \Sigma_a \phi dr}$$

où : $4\pi r^2 \Sigma_a \phi dr$ est le taux d'absorption de neutrons en systèmes sphériques.

Utilisant l'équation (2-22) on obtient :

$$\begin{aligned} \bar{r}^2 &= \frac{\int_0^{\infty} r^3 e^{-kr} dr}{\int_0^{\infty} r e^{-kr} dr} \\ &= \frac{6/k^4}{1/k^2} = \frac{6}{k^2} \end{aligned} \quad (2-23)$$

La longueur de diffusion est définie par :

$$L = \left(\frac{D}{\Sigma_a} \right)^{1/2} = \frac{1}{k} \quad (2-24)$$

En combinant l'équation (2-23) :

$$L^2 = \frac{1}{6} \bar{r}^2 \quad (2-25)$$

On peut écrire autrement l'équation (2-24)

Sachant que : $\Sigma_a = 1/\lambda_a$ et $D = \lambda_{tr}/3$

$$L = \left(\frac{1}{3} \lambda_{tr} \lambda_a \right)^{1/2} \quad (2-26)$$

Si la section efficace macroscopique de transport est définie par $\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}$ alors :

$$L = 1/(3\Sigma_{tr} \Sigma_a)^{1/2} \quad (2-27)$$

Pour des substances de nombre de masse très élevé Σ_{tr} est peu différent de Σ_t alors :

$$L \approx 1/(3 \Sigma_t \Sigma_a)^{1/2} \quad (2-28)$$

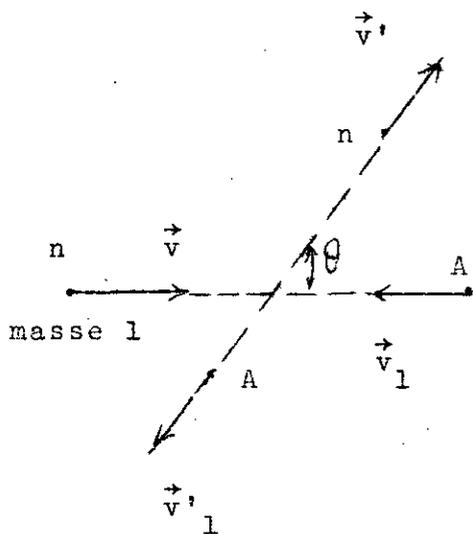
Pour un faible milieu absorbant : $\Sigma_t \approx \Sigma_s$

2 - 1 - 5. Ralentissement de neutrons

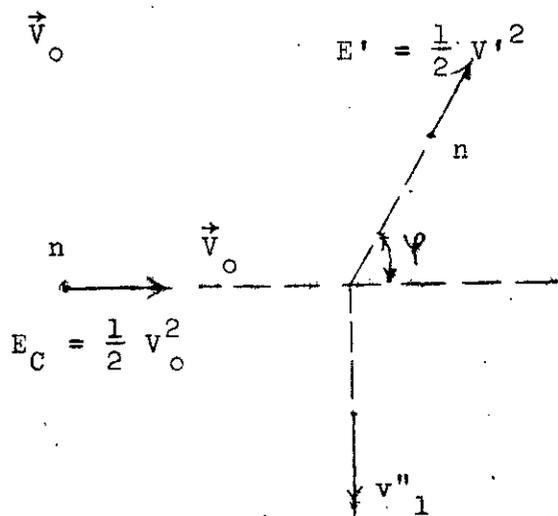
2-1-5-1. Diffusion élastique

* Bilan énergétique :

On écrit la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie critique.



(a)



(b)

Fig.(2-3)

Dans le système
du Centre de masse(C.d.m.)

Dans le système du laboratoire

$$\left. \begin{aligned}
 \vec{v} + A\vec{v}_1 &= 0 \\
 E &= \frac{1}{2}v^2 + Av^1_1
 \end{aligned} \right\} \text{Avant choc :}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \vec{v} + A\vec{v}'_1 &= 0 \\
 E &= \frac{1}{2}v'^2_1 + Av'^1_1
 \end{aligned} \right\} \text{Après choc}$$

$$\vec{v}'_1 = \vec{v}_1 - \frac{2v_1}{v_1 + v_1} \vec{v}_1 = \vec{v}_1 - \vec{v}_1 = 0$$

De l'égalité de l'énergie cinétique, on tire :

$$v = v' = \left| \frac{v}{2} \right|$$

$$v_1 = v'_1 = \left| \frac{v_1}{2} \right| \quad (\text{c.d.m})$$

Comparons les énergies cinétiques du neutron avant et après le choc dans le système du laboratoire :

$$v^2_0 = \left| \left(\frac{v}{2} - \frac{v_1}{2} \right) \right|^2 = (1 + A)^2 v^2_1$$

$$v'_2 = \left(\frac{v}{2} - \frac{v_1}{2} \right) \left(\frac{v}{2} + \frac{v_1}{2} \right)$$

$$= v'^2_2 + v'^2_1 + 2v_1 v'_1 \cos\theta = (1 + A)^2 + 2A \cos\theta v^2_1$$

Dans le système du laboratoire.

$$\frac{E'_0}{E_0} = \frac{1 + A^2 + 2A \cos\theta}{(1 + A)^2} \quad (2-29)$$

L'énergie du neutron après choc sera minimale si $\theta = \pi$

$$E'_m = E_0 \frac{(1 - A)^2}{(1 + A)^2} \quad (2-30)$$

2-1-5-2 Diffusion inélastique

Elle se produit si l'énergie du neutron incident est suffisante pour mettre le noyau cible dans un état excité (ques certaines de KeV). Il n'y a pas conservation de l'énergie cinétique dans le système de c.d.m d'où le qualificatif inélastique.

- une section efficace macroscopique de capture Σ_c aussi faible que possible, essentiellement vis-à-vis des neutrons thermiques.

2-1-6. Equation d'age de fermi

En supposant qu'aucun neutron ne se dissipe par absorption, la variation de la densité de ralentissement pour une énergie dE à un point donné du milieu peut être égale au rapport dont lequel les neutrons d'énergie E se diffusent à partir de ce point.

Ainsi :

$$\frac{\partial q}{\partial E} (E) dE = - D(E) \nabla^2 \phi (E) dE$$

$$\frac{\partial q}{\partial E} (E) = - D (E) \nabla^2 \phi (E) \quad (2-33)$$

En régime permanent l'équilibre de neutrons exige que le taux de diffusion de l'intervalle dE sera égal au taux de diffusion dans cet élément d'énergie, du moment qu'aucun neutron n'est perdu par absorption ou par fuite.

$$D'où : \quad \Sigma_s (E) \phi(E) dE = \frac{q(E) dE}{E \zeta}$$

$$\phi(E) = \frac{q(E)}{E \zeta \Sigma_s (E)} \quad (2-34)$$

L'équation (2-34) remplacée dans (2-33) nous donne :

$$\frac{\partial q}{\partial E} = - \frac{D}{\zeta E \Sigma_s} \nabla^2 q$$

$$\nabla^2 q = - \frac{\zeta E \Sigma_s}{D} \frac{\partial q}{\partial E} \quad (2-35)$$

On définit une nouvelle variable $\tau(E)$ d'énergie E comme suit :

$$\tau(E) \equiv \int_{E_0}^E \frac{D}{\zeta E \Sigma_s} dE$$

E_0 : énergie de la source de neutrons.

Si on remplace E par τ , l'équation (2-35) est réduite à :

$$\nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (2-36)$$

connue sous le nom d'équation d'âge de Fermi.

$\tau(E)$ est nommée l'âge de Fermi ou l'âge symbolique.

2-1-7. Facteurs de multiplication

Une des propriétés de base d'un système multiplicatif dans lequel les neutrons ont été produits par la fission est le facteur de multiplication infini défini comme suit :

$$K_{\infty} = \frac{\text{nombre de neutrons résultants de la fission dans chaque génération}}{\text{nombre absorbé dans la génération précédente dans un système de dimension infinie.}}$$

La condition de criticité est donnée par $K_{\infty} = 1$ dans laquelle le nombre de neutrons produits dans chaque génération serait égal exactement au nombre perdu.

* Dans le cas d'un système fini, quelques neutrons sont perdus par fuite.

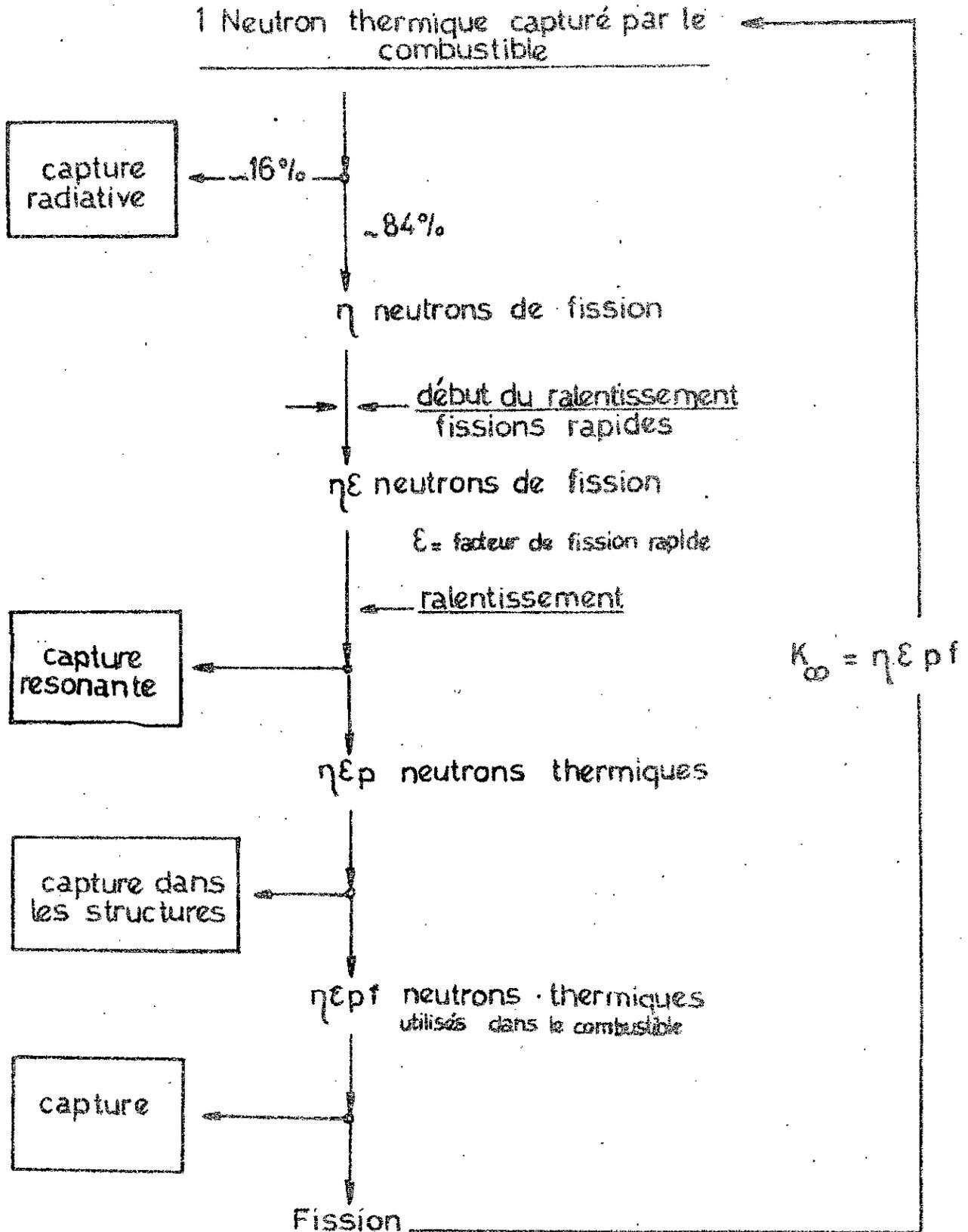
La condition de criticité est donnée par $k_{\text{eff}} = 1$ où k_{eff} est le facteur de multiplication effectif défini comme suit :

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{nombre de neutrons résultants d'une fission dans chaque génération}}{\text{nombre perdu par absorption et fuite dans la génération précédente.}}$$

Si $k_{\text{eff}} < 1$: la réaction de fission en chaîne converge et graduellement meurt.

Dans chaque génération, beaucoup de neutrons se perdent dans un sens ou dans l'autre plus que ne produit la fission. Le nombre de neutrons décroît.

STREB-1



Un tel système est dit souscritique.

Si $k_{\text{eff}} = 1$: En régime permanent une fission en chaîne est possible.

Si $k_{\text{eff}} > 1$: La réaction en chaîne diverge et le système est dit surcritique.

Dans chaque génération, il y a plus de neutrons produits que ceux perdus.

La population de neutrons et le taux de fission augmentent continuellement.

Relation entre k_{eff} et k_{∞} :

$$\frac{k_{\text{eff}}}{k_{\infty}} = \frac{\text{neutrons absorbés}}{\text{neutrons absorbés} + \text{neutrons perdus}} = P$$

$$k_{\text{eff}} = P k_{\infty} \quad (2-37)$$

P = probabilité de fuite d'un système.

Pour déterminer le facteur de multiplication infini pour un système donné, il est recommandé de diviser ce facteur en 4 parties.

Cette méthode est utilisée pour un réacteur thermique dans lequel beaucoup de fissions proviennent de la capture de neutrons ralentis.

- On définit la quantité η comme le nombre moyen de neutrons libérés directement de la fission pour chaque neutron thermique absorbé dans le combustible.

Le combustible est ici relatif au matériau du réacteur contenant des espèces fissiles.

- On définit ν comme étant le nombre de neutrons libérés pour chaque neutron absorbé dans une réaction de fission.

Relation entre η et ν

$\eta = \nu \frac{\text{neutrons absorbés dans les réactions de fission}}{\text{nombre total de neutrons absorbés dans le combustible.}}$

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (2-38)$$

où Σ_f = section efficace macroscopique de fission.

pour les nucléides fissiles

Σ_a = section efficace totale d'absorption pour des processus de fission ou non dans le matériau combustible.

Le facteur de fission rapide ϵ est défini comme suit :

$$\epsilon = \frac{\text{nombre total de neutrons ralentis au-delà de la fission}}{\text{seuil de l'Uranium 238}} \frac{\text{nombre produit par des fissions de neutrons thermiques.}}$$

Par conséquent, la capture de n neutrons thermiques résultent de $n\epsilon$ neutrons rapides, ralentis au-delà de la fission seuil de ^{238}U environ 1 MeV.

Définition du facteur anti-trappe P :

C'est la fraction des neutrons sources qui escapent la capture pendant qu'ils sont ralentis à une énergie particulière E .

Pour un réacteur thermique, l'énergie E étant la valeur thermique. Le terme résonance est utilisé en décrivant la quantité $P(E)$ parce que la plupart des captures des neutrons occurent à la région de résonance de l'absorbeur Uranium 238.

On définit f = utilisation thermique comme suit :

$$f = \frac{\text{neutrons thermiques absorbés dans le combustible}}{\text{neutrons thermiques totaux absorbés.}}$$

Du moment que tous les $n\epsilon P$ neutrons atteignant les énergies thermiques dans le système infini sont absorbés, le nombre absorbé dans le combustible dans chaque génération est : $n\epsilon P f$.

Pour un réacteur thermique on définit :

$$k_{\infty} = \frac{\text{neutrons thermiques produits dans une génération}}{\text{neutrons thermiques produits (ou absorbés) dans la génération précédente dans un milieu infini}}$$

$$k_{\infty} = \frac{n\eta\epsilon Pf}{n} = \eta\epsilon Pf \quad (2-39)$$

C'est la formule des 4 facteurs.

2 - 2. Equation critique d'un seul groupe

La condition critique pour un réacteur de dimension finie est :

$$k_{\text{eff}} = 1 \text{ en d'autres termes } k_{\infty} P = 1$$

L'approche simplifiée pour le développement de l'équation critique d'un réacteur est de considérer tous les neutrons ayant la même énergie. On l'appellera méthode de diffusion d'un seul groupe, dans laquelle on supposera que toute production de neutrons, diffusion - fuite, et absorption arrive à une seule énergie.

Quand un réacteur est critique, en régime permanent la densité de neutrons est maintenue en dehors d'une source étrangère (ou première).

D'où l'équation de diffusion en régime permanent

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = 0$$

S : source dérivant des neutrons de la fission produite à partir du matériau combustible dans le système.

Pour un réacteur critique :

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + K_{\infty} \Sigma_a \phi = 0$$

$$\nabla^2 \phi + \left[\frac{(k_{\infty} - 1) \Sigma_a}{D} \right] \phi = 0 \quad (2-40)$$

où : $\Sigma_a \phi$: Taux d'absorption de neutrons par unité de volume.

Pour la source S, on a : $k_\infty \Sigma_a \phi$

On a : $D/\Sigma_a = L^2$ car tous les neutrons sont supposés possédant la même énergie.

L'équation (2-40) devient :

$$\nabla^2 \phi + \frac{k_\infty - 1}{L^2} \phi = 0 \quad (2-41)$$

Pour un système pas nécessairement critique, la distribution de neutrons est donné par :

$$\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0 \quad (2-42)$$

B^2 est appelé flexion car il mesure la flexion de la distribution spacial du flux de neutrons.

Pour un système critique, on définit la flexion critique

$$B_C^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} \quad (2-43)$$

L'équation critique d'un seul groupe est :

$$\frac{k_\infty}{1 + L^2 B_C^2} = 1 \quad (2-44)$$

Avec la condition de criticité $k_\infty P = 1$ il vient :

$$k_\infty \left(\frac{1}{1 + L^2 B_C^2} \right) = 1 = k_\infty P \quad (2-45)$$

Par conséquent le facteur $1/(1 + L^2 B_C^2)$ représente la probabilité de non fuite d'un seul groupe pour un système critique.

2 - 3. Equation critique de deux groupes :

Dans cette méthode d'approximation, on considèrera les neutrons rapides ou thermiques.

L'équation de diffusion pour des neutrons rapides en régime permanent est :

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 + (k_\infty/P) \Sigma_2 \phi_2 = 0 \quad (2-46)$$

où : $(k_\infty/P) \Sigma_2 \phi_2$ = taux de production de neutrons rapides par fission par unité de volume.

k_∞/P = nombre de neutrons rapides produits pour chaque neutron thermique absorbé.

Σ_2 = section efficace macroscopique d'absorption

ϕ_2 = flux thermique de neutrons.

Les indices 1 et 2 sont pour les neutrons rapides (1) et thermiques (2). L'équation de diffusion pour des neutrons thermiques en régime permanent est :

$$D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_2 \phi_2 + P \Sigma_1 \phi_1 = 0 \quad (2-47)$$

où : Σ_1 : section efficace macroscopique pour le ralentissement des neutrons du groupe rapide au groupe thermique.

P : probabilité qu'un neutron soit ralenti.

$\Sigma_1 P \phi_1$: terme source si on considère qu'il n'y a pas de capture à la résonance.

Les distributions spatiales des flux de neutrons rapides et thermiques sont :

$$\begin{cases} \nabla^2 \phi_1 + B^2 \phi_1 = 0 \\ \nabla^2 \phi_2 + B^2 \phi_2 = 0 \end{cases}$$

par suite

$$\begin{cases} -(D_1 B^2 C + \Sigma_1) \phi_1 + (k_\infty/P) \Sigma_2 \phi_2 = 0 \\ P \Sigma_1 \phi_1 - (D_2 B^2 C + \Sigma_2) \phi_2 = 0 \end{cases}$$

La résolution donne l'équation critique de diffusion de deux groupes

$$\frac{k_{\infty}}{(1 + L_1^2 B^2 C) (1 + L_2^2 B^2 C)} = 1 \quad (2-48)$$

2-3-1. Dimensions critiques :

La solution de l'équation (2-42) (ref. GLASSTONE) s'écrit pour une sphère :

$$\phi(r) = C \frac{\sin Br}{r} + C' \frac{\cos Br}{r} \quad (2-49)$$

C et C' sont des constantes.

Du fait que le flux est fini au centre de la sphère (quand $r = 0$) (2-49) s'écrit :

$$\phi(r) = C \frac{\sin Br}{r} \quad (2-50)$$

Si R est le rayon de la sphère, la condition aux limites donne $\phi(R) = 0$ d'où :

$$\phi(R) = C \frac{\sin BR}{R} = 0$$

puisque C et R sont non nuls alors $\sin BR = 0$

Aussi $BR = n\pi$ et par conséquent :

$$B^2 = \left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 \quad (2-51)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Pour $n = 1$ on obtient une solution en régime permanent : pour le flux de neutrons :

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2 \quad (2-51-a)$$

Si la flexion a la valeur critique B_C^2 alors :

$$R_C = \frac{\pi}{B_C} \quad (2-52)$$

La distribution du flux dans le réacteur critique donne en fonction de B_C l'équation :

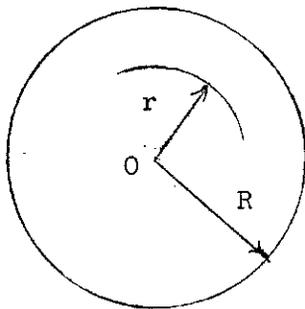
$$\phi(r) = \frac{C}{r} \sin \frac{r}{R_C} \quad (2-53)$$

Table (2-2)

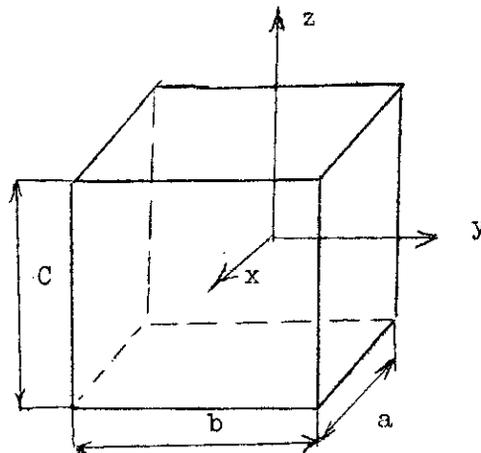
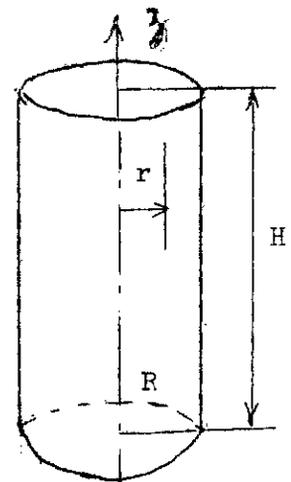
Flexion et flux de distribution des réacteurs dénudés.

Géométrie	Flexion	flux de dis- -tribution critique	volume critique minimum.
Sphère	$(\pi/R)^2$	$\frac{A}{r} \sin \pi r/R_C$	$130/B_C^3$
parallelepipède rectangulaire.	$(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2 + (\frac{\pi}{c})^2$	$A \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi z}{c}$	$161/B_C^3$
cylindre fini	$(\frac{2,405}{R})^2 + (\frac{\pi}{H})^2$	$A J_0(\frac{2,405r}{R_C}) \cos \frac{\pi z}{H}$ *	$148/B_C^3$ pour $H = 1,847R$.

* J_0 : fonction de Bessel de 1^{er} espèce d'ordre 0.



Sphère

Parallèlepipède
rectangulairecylindre
fini.

2-3-2. Probabilité de non fuite

Le taux dans lequel des neutrons fuient à partir d'un point spécifié dans le réacteur est donné par la théorie de diffusion comme $-D\nabla^2\phi$ et l'équation (2-42). Ceci est pris égal à $DB^2\phi$ neutrons/cm³/s. Le taux d'absorption est $\Sigma_a\phi$ neutrons/cm³/s. et le rapport de fuite thermique sur l'absorption thermique est donné par :

$$\frac{\text{fuite thermique}}{\text{absorption thermique}} = \frac{DB^2}{\Sigma_a} = L^2 B^2 \quad (2-54)$$

où :

$$\frac{D}{\Sigma_a} = L^2 = \text{carré de la longueur de diffusion thermique.}$$

On peut écrire (2-54)

$$\frac{\text{absorption thermique}}{\text{absorption thermique} + \text{fuite thermique}} = \frac{1}{1 + L^2 B^2} \quad (2-55)$$

On définit le terme : $1/(1 + L^2 B^2)$ comme la probabilité de non fuite des neutrons thermiques.

2-3-3. Facteur de multiplication effectif

Le produit des deux termes $e^{-B^2\tau}$ et $1/(1 + L^2 B^2)$ est la probabilité totale de non fuite de neutrons dans un réacteur de dimensions finies, dérivé de la théorie d'âge de diffusion.

Par définition le facteur de multiplication effectif est :

$$\frac{k_{\infty} e^{-B^2\tau}}{1 + L^2 B^2} = k_{\text{eff}} \quad (2-56)$$

$e^{-B^2\tau}$ = la probabilité de non fuite des neutrons durant le ralentissement de la source à l'âge τ

Pour un réacteur critique de dimensions finies : $k_{\text{eff}} = 1$

Si le réacteur est plus grand que les dimensions critiques pour des matériaux donnés, le réacteur est surcritique. La valeur de B^2 déterminée de la géométrie du système, est alors plus petite que pour le réacteur critique, car B^2 est universellement apparenté aux dimensions du réacteur. On aura alors pour l'équation (2-56) $k_{\text{eff}} > 1$ exigé pour un réacteur surcritique. Dans ce cas les deux probabilités de non fuite $e^{-B^2\tau}$ et $1/(1 + L^2 B^2)$ seront plus grands que prévus pour rendre le réacteur critique.

Si le réacteur est souscritique; alors B^2 est plus grand que la valeur critique, k_{eff} est inférieur à 1 car les probabilités de non fuite sont plus petites que nécessaires pour rendre le système critique.

2 - 4. Principe des Réacteurs :2-4-1. Réacteurs thermiquesCombustible :

* noyaux fissibles Uranium 235

ou Plutonium 239 (et 241)

On peut utiliser :

- l'Uranium naturel

0,7 % ^{235}U

99,3 % ^{238}U

(réacteurs à graphite, eau lourde)

- l'Uranium faiblement enrichi (2 à 4 %)

(réacteurs à eau légère, AGR)

- l'Uranium fortement enrichi (90 %) (sous-marin)

Dans tous les cas le combustible est composé de noyaux lourds qui ralentissent mal les neutrons et les capturent beaucoup. Or, la fission est prépondérante à faible énergie (Domaine thermique) pour les corps fissibles. Il faut adjoindre des noyaux légers peu capturants pour ralentir les neutrons de fission jusqu'à l'énergie thermique.

* noyaux légers : modérateur

H —————> H_2O eau naturelle

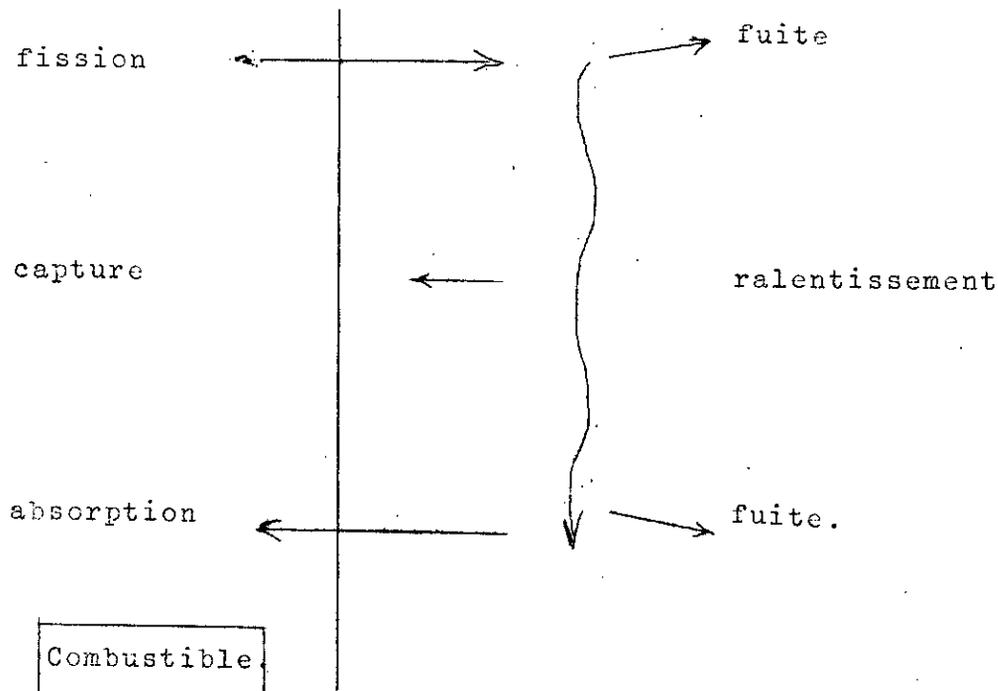
D —————> D_2O eau lourde

C —————> graphite.

2-4-2 Réacteurs hétérogènes

On peut mélanger de façon homogène le modérateur et le combustible (sel d'uranium dissout dans l'eau), on ne le fait plus.

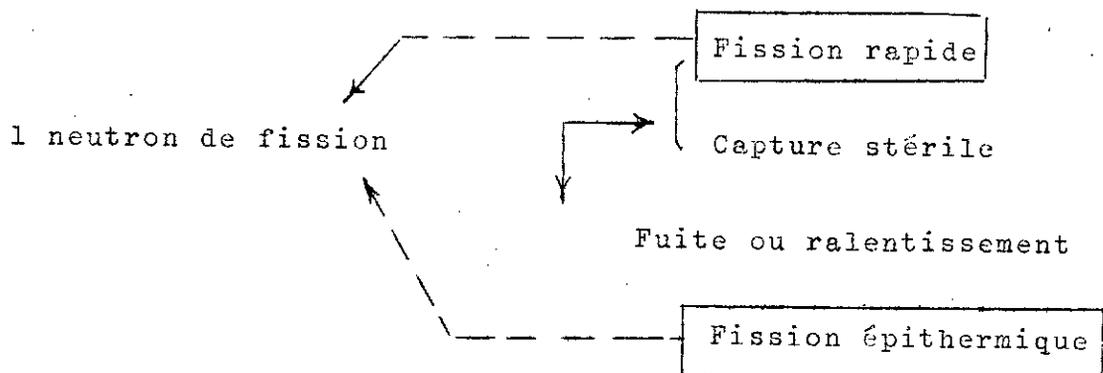
Schématisation des évènements de la vie d'un neutron dans un réacteur hétérogène.



L'absorption étant capture et fission

2-4-3 Réacteurs rapides

On peut également entretenir une réaction en chaîne en ne faisant intervenir que les réacteurs à haute énergie (avec les neutrons rapides).



Dans ce type de réacteurs, il faut éviter la présence de noyaux légers (pas de modérateur).

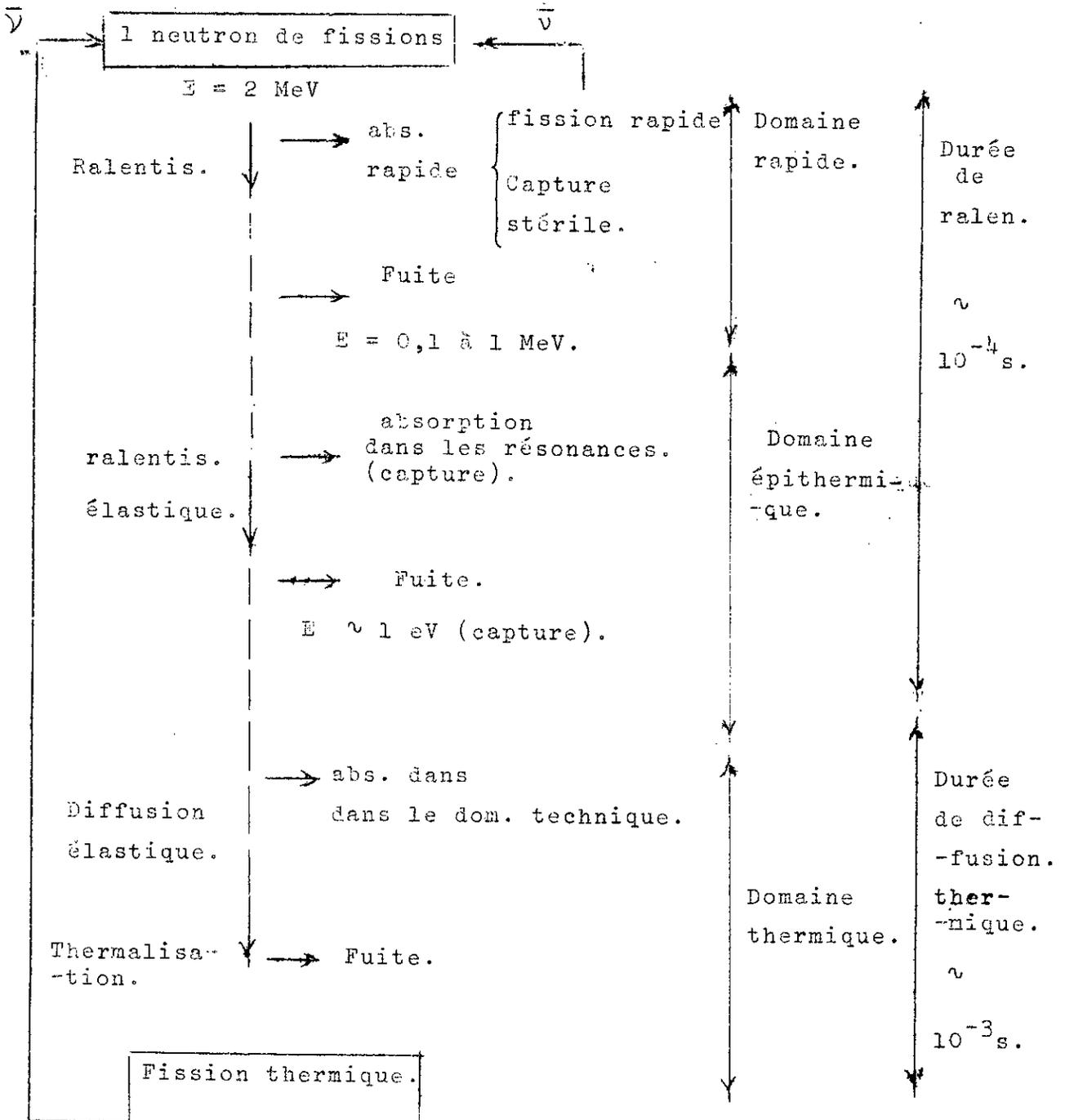
Le combustible utilisé doit comporter une grande proportion de noyaux fissiles : ^{23}U ou ^{239}Pu .

Dans ce type de réacteurs, il faut éviter la présence de noyaux légers (pas de modérateur).

Le combustible utilisé doit comporter une grande proportion de noyaux fissiles : ^{235}U ou ^{239}Pu

Table (2-3)

2-4-4 Vie d'un neutron dans un réacteur nucléaire



2-5. Systèmes des réacteurs homogènes et hétérogènes

Le traitement des réacteurs homogènes dans lesquels le combustible est dispersé uniformément dans tout le modérateur est généralement plus conséquent que celui des réacteurs hétérogènes dans lesquels le combustible est arrangé dans un modèle géométrique défini à l'intérieur de la masse du modérateur.

En évaluant les propriétés du système multiplicatif homogène, une considération sera au préalable donnée au calcul de la probabilité de résonance de fuite et de l'utilisation thermique.

En arrangeant le combustible dans la forme de grille de baguettes ou de plaques dans la matrice du modérateur, il est possible d'avoir une augmentation de k_{∞} . Par exemple dans un système contenant de l'uranium naturel et graphite comme modérateur, la valeur de k_{∞} est augmentée de 0,85 pour un mélange homogène jusqu'à 1,08 pour un système hétérogène. En conséquence la criticité peut être obtenue dans le dernier cas.

Considérons un arrangement de baguettes de combustible d'Uranium dans un modérateur. Les neutrons formés par la fission dans les baguettes entrent dans le modérateur et sont graduellement ralentis. Au voisinage de la baguette, les neutrons épithermiques ayant des énergies près des valeurs de résonance seront absorbés par ^{238}U principalement dans la couche externe de la baguette. Quelques neutrons seront absorbés cependant dans l'intérieur.

En conséquence, parmi les neutrons épithermiques entrant dans une baguette d'uranium, seuls ceux possédant des énergies aux pics de résonance seront capturés.

Tous les autres auront une probabilité élevée de passer à travers la baguette de combustible.

Dans un système hétérogène, il y a aussi une augmentation dans le facteur de fission rapide, comparativement avec le mélange uniforme de la même composition. Les neutrons de fission produits

à l'intérieur de la baguette d'uranium subissent un faible ralentissement.

L'absorption de ces neutrons rapides par l'uranium ^{238}U et les fissions résultants seront cependant plus grand que dans un système homogène où les neutrons sont rapidement ralentis dans le modérateur jusqu'aux énergies où la fission de ^{238}U n'est pas possible plus longtemps.

Accidentellement quelques neutrons rapides libérés dans la fission de ^{238}U dans une baguette combustible, produiront plus de fissions du même type avant d'échapper du modérateur s'ajoutant de là au facteur de fission rapide.

Le circuit d'un réacteur à eau bouillante peut être décomposé, pour une commodité de calcul, en deux parties : l'une relative à l'écoulement monophasique, l'autre à l'écoulement diphasique.

Dans ce chapitre, on déterminera pour un écoulement monophasique les différentes chutes de pressions dues successivement à l'élévation, l'accélération, au frottement, aux contractions et élargissements des sections du circuit. Dans tous les calculs, on assumera que la densité reste constante, les transformations étudiées seront adiabatiques.

Puisque le système occupe tout le volume de contrôle à l'instant t .

$$M_1 = M_1'$$

(3-2)

à l'instant $t + \Delta t$:

$$M_2 = M_2' - \Delta m_i + \Delta m_o$$

(3-3)

où Δm_i : quantité de matière qui sort du volume de contrôle pendant Δt .

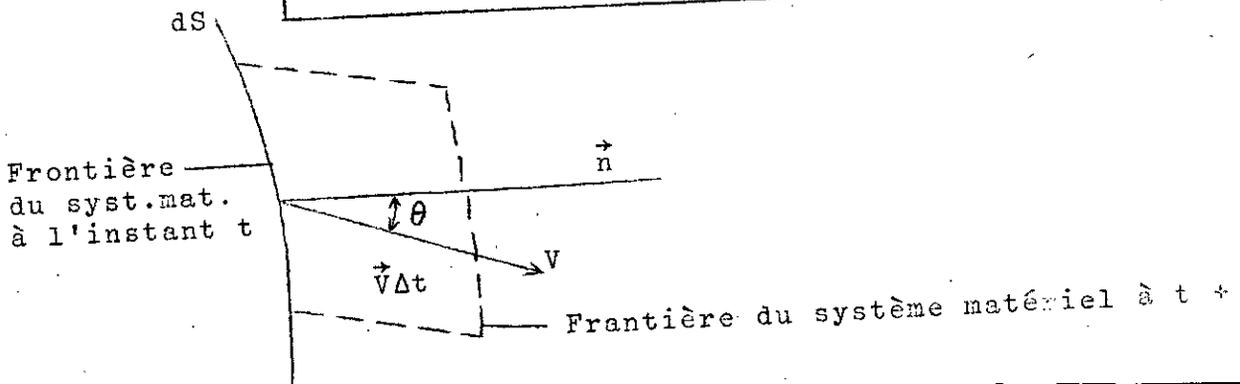
Δm_o : quantité de matière qui rentre dans le volume de contrôle pendant Δt .

Quand $\Delta t \rightarrow 0$, alors :

$$0 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{M_2' - M_1'}{\Delta t} + \frac{\Delta m_o - \Delta m_i}{\Delta t} \right)$$

$$0 = \frac{dM'}{dt} + \frac{dm_o - dm_i}{dt}$$

(3-4)



Pendant Δt , la quantité de matière qui traverse dS est :

$$\rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \, dt$$

ainsi

$$dm_o - dm_i = \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \, dt$$

$dt =$ constante pendant l'intégration sur la surface de référence

$$\frac{dm_o - dm_i}{dt} = \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS$$

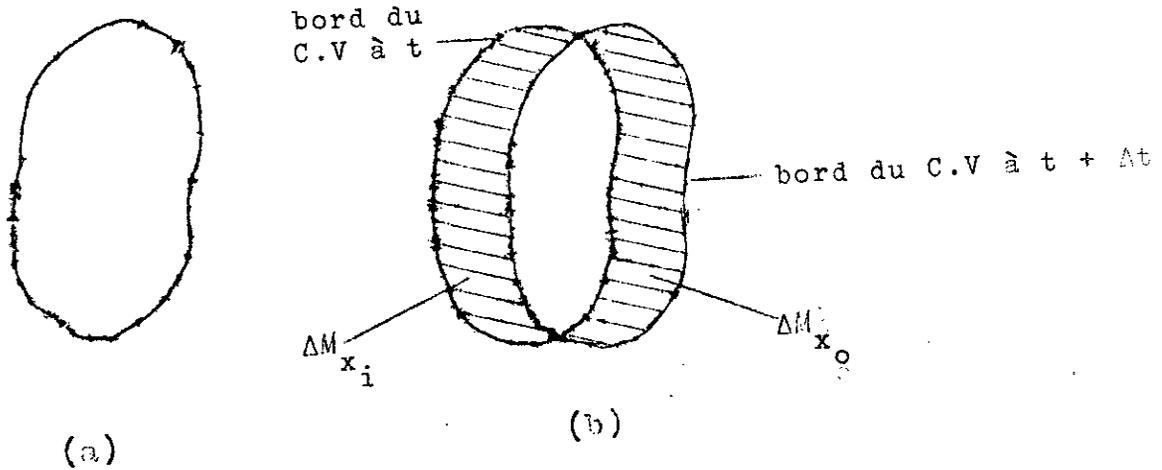
L'équation (4) devient :

$$0 = \frac{dM'}{dt} + \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \quad (3-4.a)$$

$$\left. \begin{array}{l} M' = \int_V \rho \, dv \\ \rho = \rho(\vec{r}, t) \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{dM'}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \, dv$$

La forme finale de l'équation de continuité est donc :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \, dv + \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS = 0 \quad (3-5)$$



(Fig.3-3)

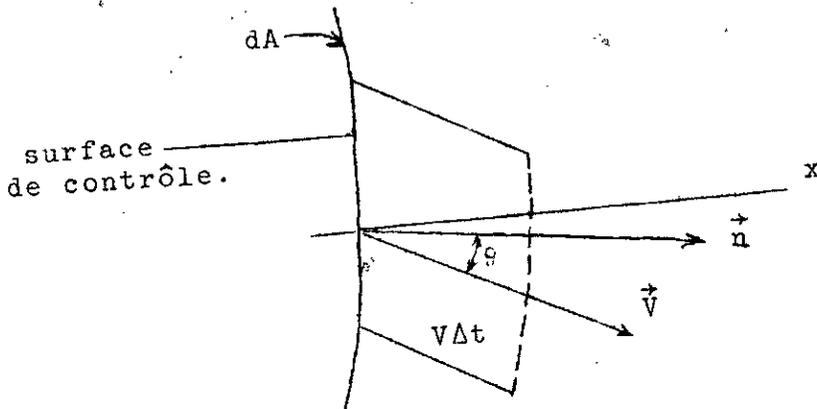
$$M_{x_2} = M_{x_2'} + \Delta M_{x_o} - \Delta M_{x_i}$$

$$\Delta M_x = M_{x_2} - M_{x_1}$$

$$\Delta M_x = M_{x_2'} - M_{x_1'} + \Delta M_{x_o} - \Delta M_{x_i}$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta M_x}{\Delta t} = \frac{dM_x}{dt} = \frac{d(MV_x)}{dt} = \frac{M_{x_2'} - M_{x_1'}}{dt} + \frac{dM_{x_o} - dM_{x_i}}{dt} \quad (3-10)$$

$$\Sigma \vec{F}_x = \frac{M_{x_2'} - M_{x_1'}}{dt} + \frac{dM_{x_o} - dM_{x_i}}{dt} \quad (3-11)$$



(Fig.3-4)

Le débit massique s'écrit : $\rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS$ pendant dt :

$\vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \, dt \quad \vec{V}_x = V_x$

$$dM_{x_o} - dM_{x_i} = \int_S \vec{V}_x (\rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \, dt)$$

$$\frac{dM_{x_o} - dM_{x_i}}{dt} = \vec{V}_x \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS$$

(3-12)

où dt est une constante quand on intègre.

L'équation (3-11) devient :

$$\Sigma \vec{F}_x = \frac{M_{x_2} - M_{x_1}}{dt} + \int_S \vec{V}_x \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS$$

(3-13)

De même, selon y et z :

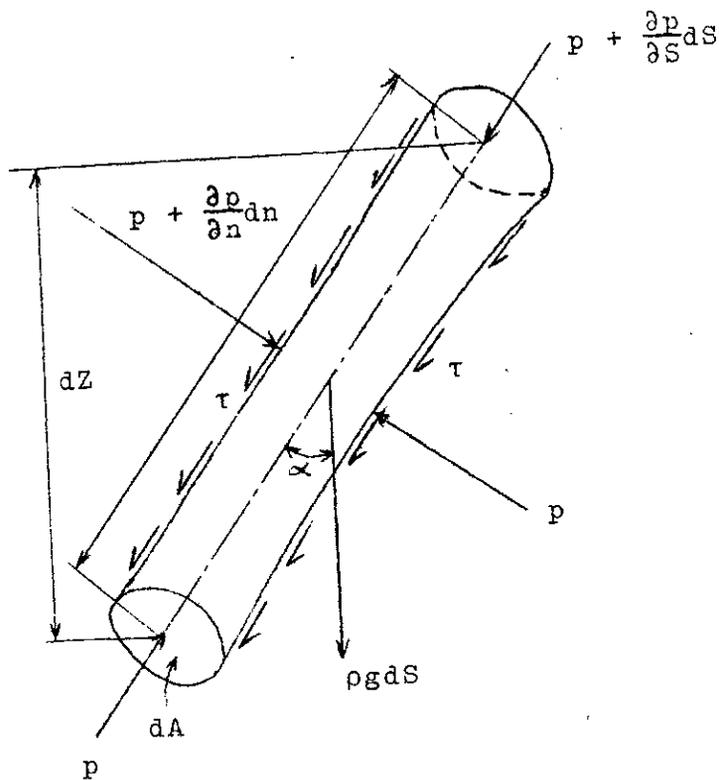
$$\Sigma \vec{F}_x = \frac{M_{x2} - M_{x1}}{dt} + \int_S \vec{V}_x \cdot \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS$$

$$\Sigma \vec{F}_y = \frac{M_{y2} - M_{y1}}{dt} + \int_S \vec{V}_y \cdot \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS$$

$$\Sigma \vec{F}_z = \frac{M_{z2} - M_{z1}}{dt} + \int_S \vec{V}_z \cdot \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS$$

(3-14)

2. Quantité de mouvement dans une direction donnée :



(Fig.3-5)

$$\Sigma \vec{F}_S = p dA - (p + \frac{\partial p}{\partial S} dS) dA - \rho g dA dS \cos \alpha - \tau (\text{surface extérieure})$$

(3-15)

où dS = abscisse curviligne dA = élément de surface p = pression τ = contrainte **cisaillement** due au frottement sur les parois $dR dS$ = surface sur laquelle agit τ

$$\Sigma \vec{F}_S = - \frac{\partial p}{\partial S} dS dA - \rho g dA dZ - \tau dR dS$$

L'équation (3-15) devient :

$$- \frac{\partial p}{\partial S} dS dA - \rho g dA dZ - \tau dR dS = M \frac{dv_S}{dt}$$

(3-16)

 v_S = vitesse selon une ligne de courant dans la direction S . $v = v(S, t)$

$$dv = \frac{\partial v}{\partial S} dS + \frac{\partial v}{\partial t} dt \longrightarrow \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial S} \cdot \frac{dS}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} \frac{dt}{dt}$$

(3-17)

$$\frac{dv}{dt} = v \frac{\partial v}{\partial S} + \frac{\partial v}{\partial t}$$

$$\text{où } v = \frac{\partial S}{\partial t}$$

Le terme $v \frac{\partial v}{\partial S}$ est dû à la variation de vitesse qui résulte de la variation de la section droite et à la variation de la densité ρ ou aux deux en même temps.

Dans le volume $dAdS$, la masse contenue est :

$$M = \rho dAdS$$

$$-\frac{\partial p}{\partial S} dS dA - \rho g dAdZ - \tau dR dS = \rho dAdS \left(V \frac{\partial V}{\partial S} + \frac{\partial V}{\partial t} \right)$$

Entre 2 points d'un écoulement en conduite :

$$-\int_1^2 \frac{\partial p}{\partial S} dS - \int_{Z_1}^{Z_2} \rho g dZ - \int_1^2 \tau \frac{dR}{dA} dS = \int_1^2 \rho \left(V \frac{\partial V}{\partial S} + \frac{\partial V}{\partial t} \right) dS \quad (3-10)$$

en régime permanent $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$:

$$\int_1^2 dp + \int_1^2 \rho g dZ + \int_1^2 \tau \frac{dR}{dA} dS + \int_1^2 \rho \frac{dV^2}{2} = 0 \quad (3-11)$$

dans ce cas : $\frac{\partial V}{\partial S} dS = dV$

$$\frac{\partial p}{\partial S} dS = dp$$

$$\int_1^2 \rho V \frac{\partial V}{\partial S} dS = \int_1^2 \rho V dV = \int_{V_1}^2 \rho d \frac{V^2}{2}$$

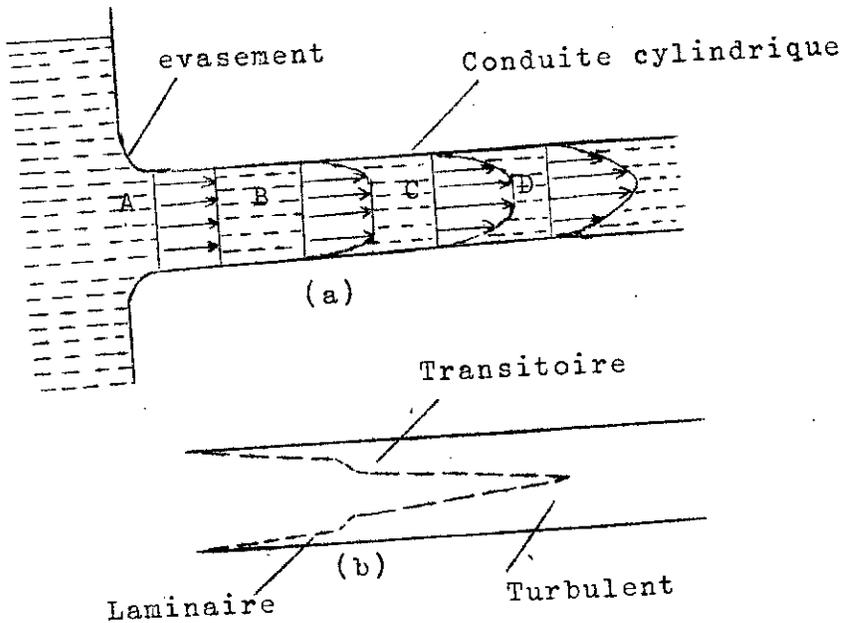
$$\int_1^2 \frac{dp}{\partial S} dS = \int_{P_1}^{P_2} dp$$

$$\int_1^2 dp_t + \int_1^2 dp_{h_{\text{acc}}} + \int_1^2 dp_{\text{friction}} + \int_1^2 dp_{\text{acc}} = 0 \quad (3-2)$$

3. FROTTEMENT

3-1. ECOULEMENT DANS UNE CONDUITE :

La répartition de la vitesse en diverses sections de la conduite est représentée sur la figure ci-dessous :



(Fig.3-6)

Sur la figure (3-6.b) sont représentés les domaines où l'écoulement est avec ou sans frottement.

La longueur de la zone où l'écoulement laminaire devient turbulent est environ 3 à 5 fois le diamètre de la conduite.

L'état de la surface de la paroi fait que le fluide est freiné de plus en plus dans son mouvement.

Pour un écoulement laminaire nous avons :

$$\tau = \mu \frac{dV}{dy}$$

μ : viscosité dynamique

$\frac{dV}{dy}$: pente de la vitesse.

La vitesse V utilisée dans le terme $\frac{V^2}{2}$ (équation de continuité) est une vitesse moyenne.

$$\Delta p_t + \Delta p_{ac.} + \Delta p_h + \Delta p_{frot.} = 0$$

où $\Delta p_{frott.} = \rho g h_L$

Formule de Daray (voir tab.1,2,3,4)

$$\Delta p_f = \rho f \frac{L}{D} \frac{V^2}{2}$$

(3-21)

où f = coefficient de frottement

L = longueur comprise entre les sections 1 et 2

V = vitesse moyenne du fluide

D = diamètre de la conduite.

f est fonction du nombre de Reynolds $R_e = \frac{\rho V D}{\mu}$ et de la rugosité relative de la conduite. La rugosité relative est égale à $\frac{e}{D}$

Un diagramme logarithmique (de Stanton) ci-joint donne le coefficient de frottement f en fonction de R_e (Fig.3-7)

Ce diagramme et la formule de Daray sont applicables pour un écoulement uniforme, permanent dans une conduite rectiligne.

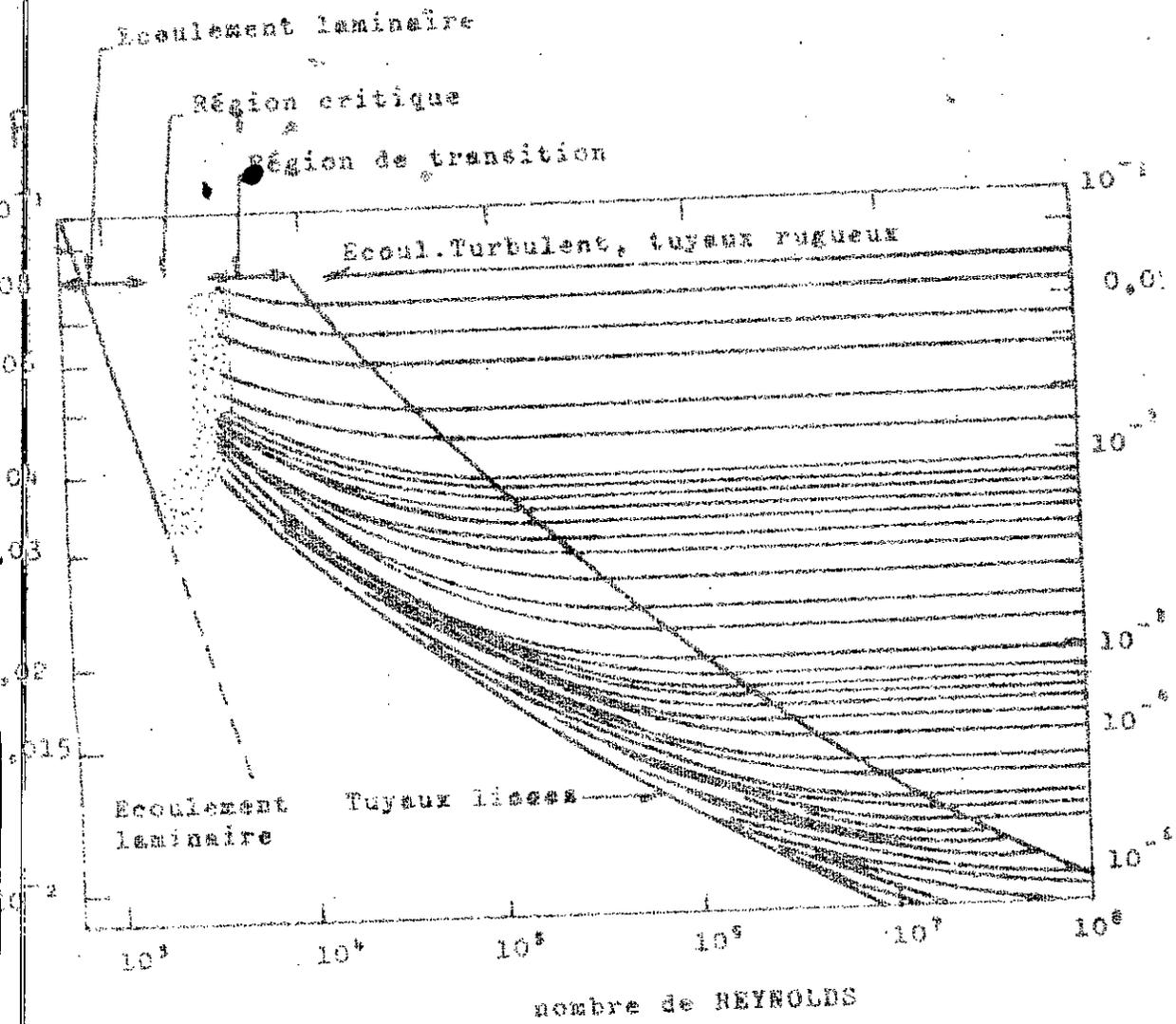


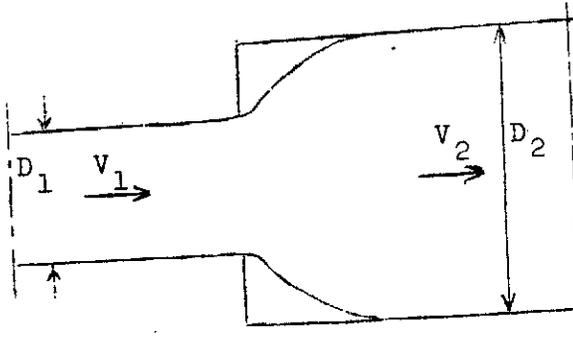
Fig. 3-7

Coefficient de frottement f pour un écoulement monophasique.

3 - 2. TABLEAU DES VALEURS DE K.

3-2-1. Elargissements brusques. Valeurs du K de la formule

$$h_L = K \frac{V_1^2}{2g}; K \cong f \frac{L}{D}$$



(Fig.3-8)

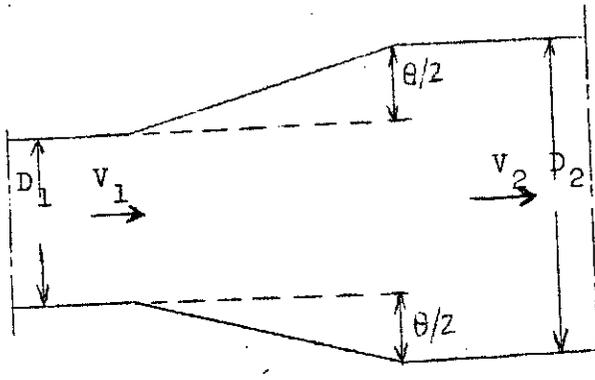
Tableau 1. *

$\frac{D_1}{D_2}$	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0,60	1,00	1,00	0,96	0,86	0,74	0,60	0,44	0,29	0,15	,04
1,50	0,96	0,95	0,89	0,80	0,69	0,56	0,41	0,27	0,14	,04
3,00	0,93	0,91	0,86	0,77	0,67	0,54	0,40	0,26	0,13	,04
6,00	0,86	0,84	0,80	0,72	0,62	0,50	0,37	0,24	0,12	,04
12,00	0,81	0,80	0,75	0,68	0,58	0,47	0,35	0,22	0,11	,03

* Pour le débouché brusque d'une conduite dans un réservoir prendre $K = 1$.

3-2-2. Elargissements graduels. Valeurs du K de la formule

$$h_L = \frac{KV_1^2}{2g} ; K \equiv f \frac{L}{D}$$



(Fig.3-9)

Tableau 2.

$\frac{D_2}{D_1}$	Angle d'ouverture du cône : θ													
	2*	4*	6*	8*	10*	15*	20*	25*	30*	35*	40*	45*	50*	60*
1,1	0,01	0,01	0,01	0,02	0,03	0,05	0,10	0,13	0,16	0,18	0,19	0,20	0,21	0,23
1,2	02	02	02	03	04	09	16	21	25	29	31	33	35	37
1,4	02	03	03	04	06	12	23	30	36	41	44	47	50	53
0,6	03	03	04	05	07	14	26	35	42	47	51	54	57	61
1,8	03	04	04	05	07	15	28	37	44	50	54	58	61	65
2,0	03	04	04	05	07	16	29	38	46	52	56	60	63	68
2,5	03	04	04	05	08	16	30	39	48	54	58	62	65	70
3,0	03	04	04	05	08	16	31	40	48	55	59	63	66	71
>3	03	04	05	06	08	16	31	40	49	56	60	64	67	72

3-2-3. Rétrécissements brusques. Valeurs du K de la formule

$$h_L = K \frac{V_1^2}{2g} ; K = f \frac{L}{D}$$

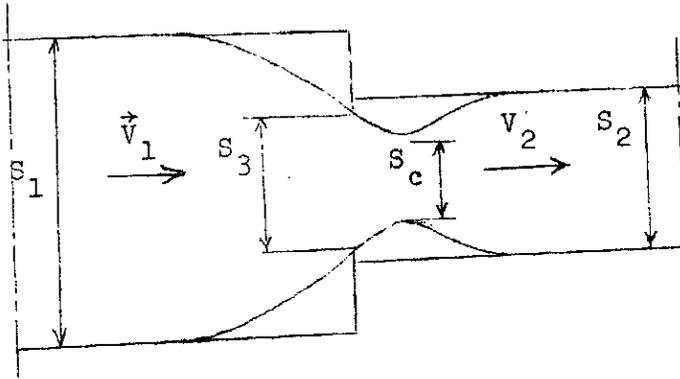


Fig. 3-10

Tableau.3-a *

a) $S_3 = S_2$

$\frac{S_3}{S_1}$	0,01	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00
$m = \frac{S_c}{S_2} = \frac{D_c^2}{D_2^2}$	0,60	0,61	0,62	0,65	0,70	0,77	1,00
K	0,49	0,45	0,42	0,33	0,22	0,13	0,0

Tableau.3-b *

b) $S_3 < S_2$

$\frac{S_3}{S_2}$	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80	1,00
m	0,616	0,614	0,612	0,610	0,607	0,605	0,601	0,6
K	232	51	18	9,6	5,3	3,1	1,2	0,18

* Passage d'un réservoir à une conduite : brusque - $K = 0,5$;
arrondi - $K = 0,23$; bien dessiné - $K = 0$.

3-2-4. Vannes partiellement ouvertes. Valeurs du K de la formule

$$h_L = \frac{KV^2}{2g}$$

V = vitesse moyenne dans la section normale du tuyau

$$K = f \frac{L}{D}$$

a) Robinet-vanne en conduite circulaire

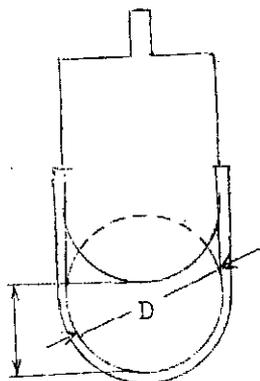


Fig.3-11

Tableau 4

$\frac{x}{D}$	K	$\frac{x}{D}$	K	$\frac{x}{D}$	K	$\frac{y}{D}$	K
0,181	41,21	0,250	22,68	0,417	6,33	0,583	1,50
0,194	35,36	0,333	11,89	0,458	4,57	0,667	0,7
0,208	31,35	0,375	8,63	0,500	3,27	1,000	

b) Robinet-vanne en conduite rectangulaire

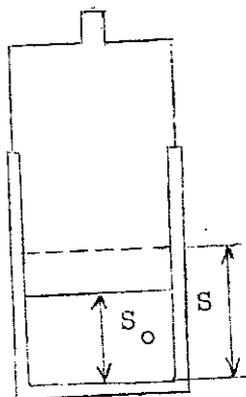


Fig.3-12

Tableau 5

$\frac{S_o}{S}$	K	$\frac{S_o}{S}$	K	$\frac{S_o}{S}$	K	$\frac{S_o}{S}$	K
0,1	193,-	0,4	8,12	0,7	0,95	0,9	0,9
0,2	44,5	0,5	4,02	0,8	0,39	1,0	0,7
0,3	17,8	0,6	2,08				

c) Robinets à boisseau

Tableau 6

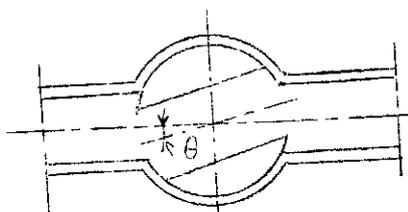


Fig.3-13

θ°	K	θ°	K	θ°	K	θ°	K
0	0	20	1,56	40	17,3	0	200
5	0,05	25	3,10	45	31,2	15	40
10	0,29	30	5,47	50	52,6	2	
15	0,75	35	9,68	55	106,-		

d) Vannes papillon

Tableau 7

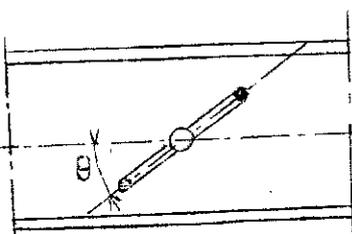


Fig.3-14

θ°	K	θ°	K	θ°	K	θ°	K
0	~ 0	20	1,54	40	10,8	60	115
5	0,24	25	2,52	45	18,7	65	255
10	0,52	30	3,91	50	32,6	70	750
15	0,90	35	6,22	55	58,8	90	∞

c) Vannes clapets * ($\frac{S_0}{S} = 0,535$)

Tableau 8

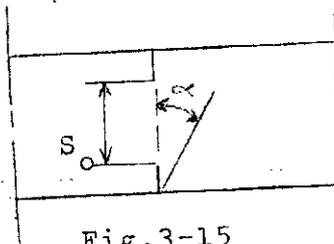


Fig.3-15

α°	K	α°	K	α°	K	α°	K
15	90	30	30	45	9,5	60	3,2
20	62	35	20	50	6,6	65	2,3
25	42	40	14	55	4,6	70	1,7

* $K = 0,53$ pour une vanne papillon complètement ouverte.

$K = 0,26$ pour une vanne de fond aussi ouverte.

Le système matériel considéré occupe totalement le volume de contrôle à l'instant t

$$E_1 = E_1'$$

à $t + \Delta t$:

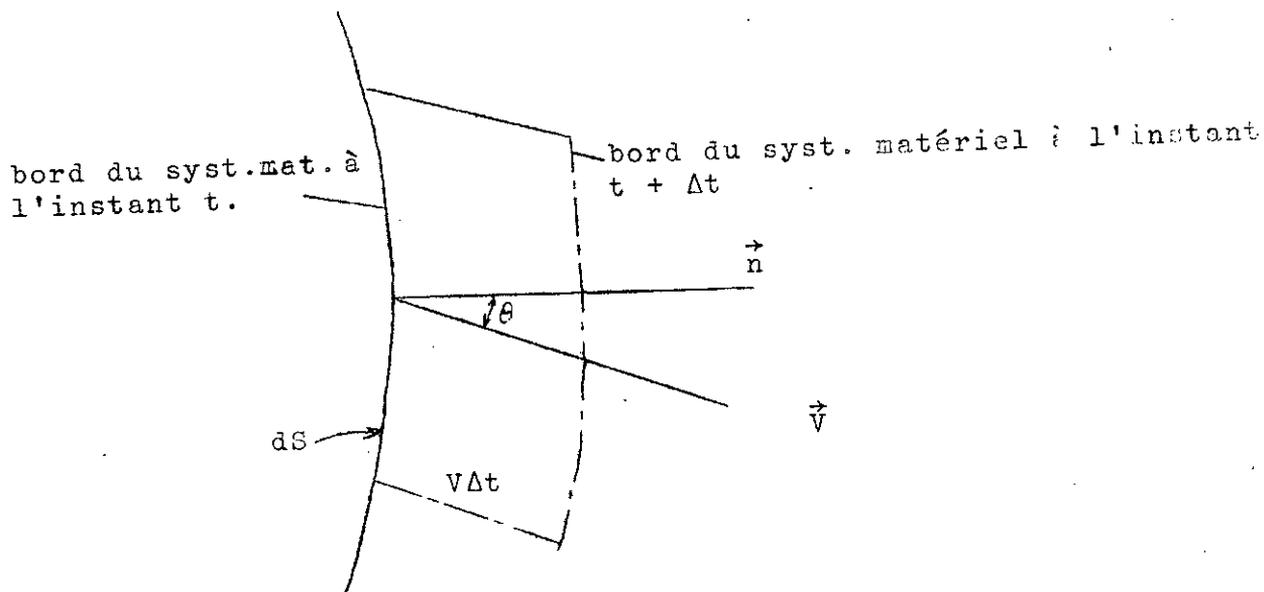
$$E_2 = E_2' + \Delta E_o - \Delta E_i$$

$$E_2 - E_1 = E_2' - E_1' + \Delta E_o - \Delta E_i$$

L'équation (3-22) devient :

$$\Delta Q_1 = E_2' - E_1' + \Delta E_o - \Delta E_i + \Delta W_1$$

(3-23)



(Fig.3-17)

$$\Delta E_o - \Delta E_i = \Delta t \int_S \rho e \vec{v} \cdot \vec{n} dS$$

(3-24)

Par l'élément de surface dS sort par unit. de temps un débit de masse :

$$\rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS$$

e : chaleur totale par unité de masse

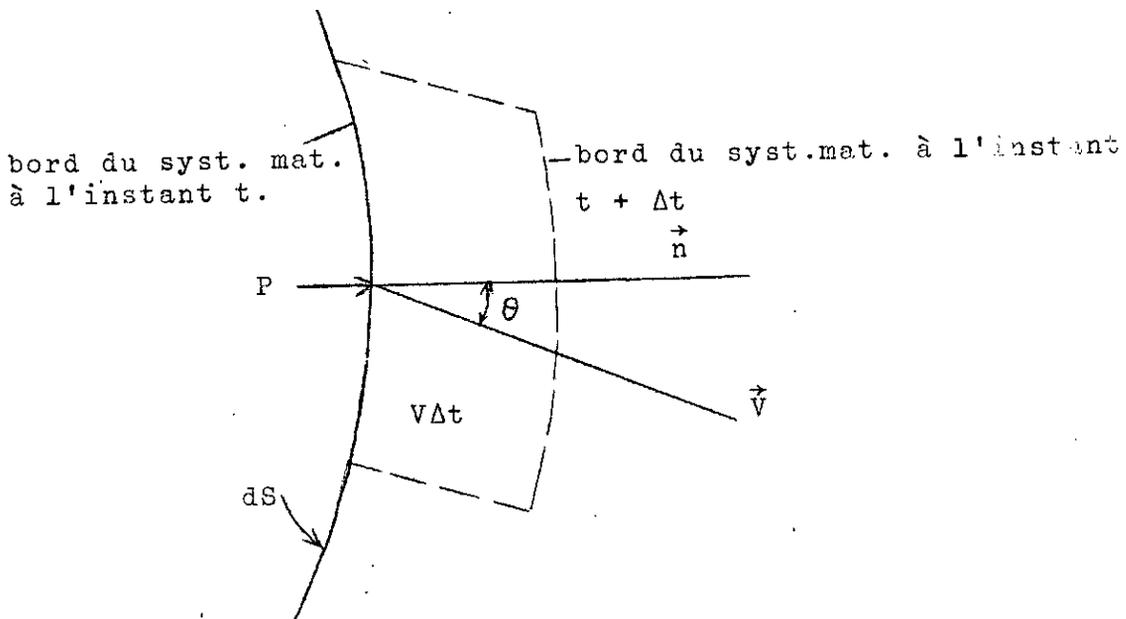
e est la somme de 3 formes d'énergie : énergie potentielle, énergie cinétique, énergie interne spécifique u .

$$e = gz + \frac{v^2}{2} + u$$

En combinant les équations (3-23) et (3-24) avec la définition de e , l'équation de l'énergie devient :

$$\Delta Q_1 = E_2' - E_1' + \Delta t \int_S \rho \left(gz + \frac{v^2}{2} + u \right) \vec{V} \cdot \vec{n} dS + \Delta W_1 \quad (3-25)$$

ΔW_1 : peut être décomposé en travail de pression sur la surface de référence pendant Δt et en tout autre travail échangé à travers le bord du volume de contrôle.



(Fig.3-18)

p : pression moyenne sur dS .

Le travail de pression dû aux forces s'exerçant sur la surface dS pendant Δt est :

$$p \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \, \Delta t$$

$$\int_S p \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \, \Delta t = \Delta t \int_S p \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \quad (3-26)$$

$$\text{Donc : } \Delta W_1 = \Delta W + \Delta t \int_S p \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS = \Delta W + \Delta t \int_S \frac{p}{\rho} \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS$$

l'équation (25) devient :

$$\Delta Q = E_{2'} - E_{1'} + \Delta t \int_S \left(\frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz + u \right) \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dA + \Delta W$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{E_{2'} - E_{1'}}{dt} + \frac{dW}{dt} + \int_S \left(\frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz + u \right) \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \quad (3-27)$$

où Q = quantité de chaleur fournie à travers la surface de référence.

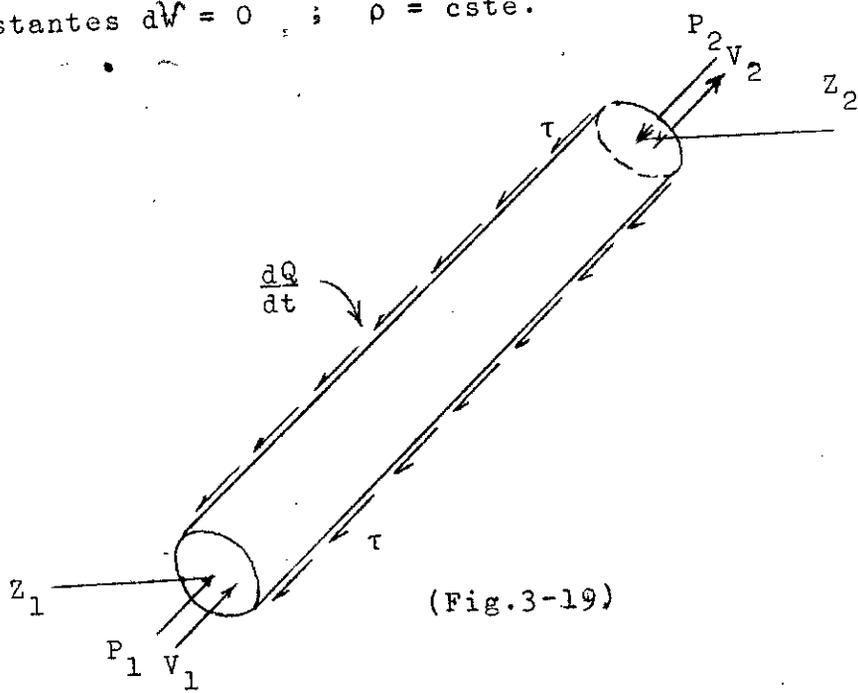
W = travail échangé à travers la surface de référence (autre que le travail de pression)

Si l'écoulement est permanent $E_{1'} = E_{2'}$

$$\frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt} = \int_S \left(\frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz + u \right) \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \quad (3-28)$$

3 - COMPARAISON DE L'EQUATION DE L'ENERGIE ET DE L'EQUATION D'EULER

* Les propriétés du fluide à travers chaque section sont constantes $dW = 0$; $\rho = \text{cste.}$



(Fig.3-19)

en substituant au terme $\int_1^2 \frac{\tau}{\rho} \cdot \frac{dR}{dA} \cdot dS$ de l'équation (3-18)

Le terme gh_L on obtient : avec

$$\frac{\partial V}{\partial S} dS = dV \text{ et } \frac{\partial p}{\partial S} \cdot dS = dp$$

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + \frac{p_2 - p_1}{\rho} + gh_L = 0 \tag{3-29}$$

L'équation (3-28) devient dans ce cas : avec restriction *

$$\frac{dq}{dt} = - \rho_1 A_1 V_1 \left(\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 + u_1 \right) + \rho_2 A_2 V_2 \left(\frac{p_2}{\rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 + u_2 \right)$$

En appliquant l'équation de continuité pour ce volume de contrôle :

$$\int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS = -\rho_1 A_1 V_1 + \rho_2 A_2 V_2 = 0$$

$$\rho_1 A_1 V_1 = \rho_2 A_2 V_2 = \rho AV = \text{débit massique}$$

$$0 = \frac{p_2 - p_1}{\rho} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + u_2 - u_1 - q \quad (3-30)$$

$$\text{où } q = \frac{dQ}{\rho AV dt}$$

En identifiant l'équation (3-29) et (3-30) il se résulte que :

$$gh_L = u_2 - u_1 - q$$

(3-31)

CHAPITRE 4.

<p>TRANSFERT DE CHALEUR ET ECOULEMENT FLUIDE DE REFRIGERANTS NON METALLIQUES.-</p>
--

Simple phase4-1 INTRODUCTION :

Un reacteur nucléaire donné peut utiliser différentes sortes de réfrigérants, mais les réfrigérants ne sont pas tous convenables pour tous les types de reacteurs. Les reacteurs utilisant comme combustible l'uranium naturel, ne peuvent pas utiliser les réfrigérants qui ont une absorption élevée de neutrons en sections droites (comme l'eau claire et autres réfrigérants hydrogénés). Le reacteur bouillant peut utiliser plusieurs types de réfrigérants liquides, comme l'eau claire, l'eau lourde, métaux liquides, et réfrigérants organiques mais utilise principalement l'eau claire que l'on connaît plus.

Le réfrigérant le plus convenable pour un reacteur donné dépend du but pour lequel il est conçu. Dans le choix du réfrigérant, on tient compte des facteurs suivants :

-1. économie

- a) prix de revient bas
- b) utilisation (l'hélium, l'eau lourde, et métaux liquides sont moins utilisés que l'eau claire et d'autres gaz).
- c) faibles pertes au pompage (celles-ci dépendent des pertes par frottement et sont plus élevées pour le gaz).
- d) Coefficients de transfert de chaleur élevés.

2. Physique

- a) bas points de fusion (tel que le réfrigérant reste liquide, si possible, durant l'arrêt, et certainement à la température d'entrée durant l'opération).
- b) basses pressions de vapeur (points d'ébullition élevés) pour réfrigérants liquides (pour éviter la pressurisation).

c) compatibilité avec le combustible, gaine, échangeurs de chaleur, pompes, soupapes, et autre structure de matériaux (pour minimiser l'utilisation de matériaux chers comme le titane, le molybdène).

d) bonne stabilité thermique (liquides organiques, par exemple, sont sujet à une décomposition à des températures élevées).

3. Nucléaire

- a) basse absorption de neutrons en section droite
- b) pouvoir modérateur pour convenir à un réacteur
- c) radioactivité faiblement amorcée (refrigérants organiques, en particulier, subissent un dommage de la radiation nucléaire).

Inutile de dire, tout réfrigérant ne possède pas toujours toutes les caractéristiques désirables. Pour le choix d'un réfrigérant, on aura dans la plupart des cas, à compromettre entre des besoins contraires.

Les éléments combustibles sont des dispositifs dans lesquels la chaleur est en même temps générée et transmise. Les problèmes de distribution de température à l'intérieur et l'abaissement de température de ces éléments sont importants dans l'évaluation de la performance thermique du cœur du réacteur.

Dans ce chapitre, le mécanisme général de la conduction sera discuté en premier lieu, après lequel seront établies des équations pour la distribution de température des éléments combustibles de géométries simples; ~~leurs gaines intérieures et réfrigérants.~~ Dans ce chapitre on considère un écoulement permanent selon une direction, avec une génération uniforme de chaleur.

4.2 Equations de la conduction

4.2.1 Conduction par une couche solide infiniment mince :

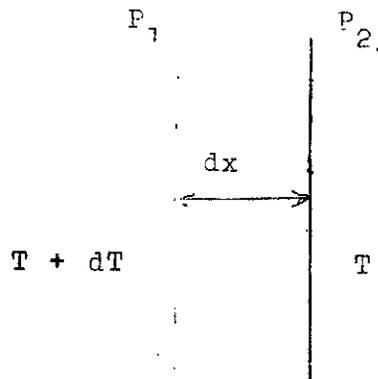


Fig. (4 - 1)

Considérons dans un solide homogène, 2 plans P_1 et P_2 parallèles et écartés de dx .

Recherchons quelle quantité de chaleur dq il faut fournir au plan P_1 d'aire S pour maintenir celui-ci à une température supérieure de dT à celle du plan P_2 pendant le temps dt .

Intuitivement on peut imaginer que cette quantité de chaleur est :

- proportionnelle à la durée dt
- proportionnelle à l'écart de température dT
- proportionnelle à la surface S
- inversement proportionnelle à la distance dx .

On écrit par conséquent :

$$\boxed{dq = -\lambda.S. \frac{dT}{dx} .dt} \quad (4.1)$$

Le signe - précise le fait que l'écoulement de chaleur s'effectue dans le sens des températures décroissantes.

λ est une constante caractérisant le solide : c'est la conductivité thermique de dimension : $M.I.T^{-3} \bar{\theta}^{-1}$

Elle s'exprime en puissance par unité de longueur et par degré, soit dans le système international en : Watt/m/°C

L'équation ci-dessus peut être transformée en :

$$\frac{1}{S} \cdot \frac{dq}{dt} = - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}$$

On pose en général :

$$\phi = \frac{1}{S} \cdot \frac{dq}{dt}$$

ϕ représente une densité de flux de chaleur

soit :

$$\phi = - \lambda \frac{dT}{dx}$$

En notation vectorielle

$$\boxed{\phi = - \lambda \cdot \vec{n} \cdot \text{grad } T} \quad (4.2)$$

4.2.2 Equation générale de la conduction

La formule de base ci-dessus permet une généralisation en imaginant que la chaleur circule dans toutes les directions, en fonction du temps, le matériau pouvant en outre être le siège d'un dégagement de puissance.

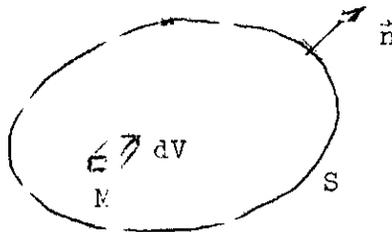


Fig. 4 - 2

Supposons un volume quelconque V de surface S . Tout point M de ce volume est le siège d'un dégagement d'une puissance $P(M,t)$ par unité de volume.

La quantité de chaleur produite dans l'âme du matériau pendant le temps dt est :

$$Q_1 = dt \int_V P(M,t) dV \quad (4.3)$$

La quantité de chaleur évacuée de V au niveau de la paroi pendant dt est :

$$Q_2 = -dt \int_S \lambda(T) \vec{n} \cdot \vec{\text{grad}} T \, dS \quad (4.4)$$

La variation de température du volume V pendant le temps dt est :

$$dT = \frac{\partial T}{\partial t} dt$$

La variation d'énergie du volume V pendant dt est donc :

$$Q_3 = dt \int_V \rho \cdot q \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dv \quad (4.5)$$

où ρ est la masse spécifique du matériau et q la chaleur spécifique .

Le bilan d'énergie s'écrit :

$$Q_3 = Q_1 - Q_2 \quad (4.6.)$$

$$\int_V \rho \cdot q \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dv = \int_V P(M, t) \cdot dv + \int_S \lambda(T) \cdot \vec{n} \cdot \vec{\text{grad}} T \, dS$$

L'application du theoreme d'Ostrogradsky (flux-divergence) conduit :

$$\int_S \lambda(T) \vec{n} \cdot \vec{\text{grad}} T \, dS = \int_V \text{div} \left[\lambda(T) \vec{\text{grad}} T \right] dv \quad (4.7)$$

Lorsque v tend vers zéro, on trouve la forme différentielle de l'équation générale :

$$\text{div} (\lambda(T) \vec{\text{grad}} T) - \rho \cdot q \frac{\partial T}{\partial t} + P = 0 \quad (4.8)$$

Soit en developpant :

$$\lambda \cdot \nabla T + \vec{\text{grad}} \lambda \cdot \vec{\text{grad}} T - \rho q \frac{\partial T}{\partial t} + P = 0 \quad (4.9)$$

Si λ est indépendant de la température :

$$\lambda \nabla T - \rho q \frac{\partial T}{\partial t} + P = 0 \quad (4.10)$$

En régime permanent :

$$\lambda \nabla T + P = 0 \quad (4.11)$$

En régime permanent et sans génération de puissance :

$$\nabla T = 0 \quad (4.12)$$

On rappelle les écritures du Laplacien dans les divers systèmes de coordonnées

Cartésiennes :

$$\nabla T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

Cylindriques :

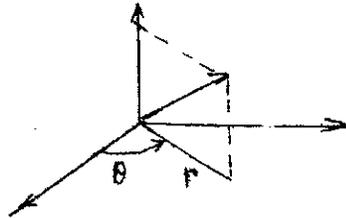


Fig. 4 - 3

$$\nabla T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

Sphériques :

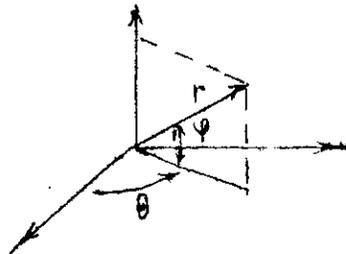


Fig. 4 - 4

$$\nabla T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \psi} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r^2 \cdot \operatorname{tg} \psi} \frac{\partial T}{\partial \psi}$$

Cette équation générale, pour être résolue nécessite une condition aux limites .

- 1- Condition de Dirichlet : T est connu sur tout S
- 2- Condition mixte = elle s'exprime fréquemment par une relation de la forme :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial X} - h (T - \theta) \text{ sur } S$$

(on verra ultérieurement ce que signifie cette condition).

4.3 Transfert de chaleur à l'extérieur des éléments combustibles solides et cylindriques :

Le flux de neutrons est supposé constant que ce soit dans la direction axiale ou radiale. Le transfert de chaleur à l'extérieur de l'élément combustible sera substantiellement radial et sera le même dans toutes les directions. On considère dans ce qui suit l'équation de Poisson à une dimension, en coordonnées cylindriques, donnée par l'équation 4 - 11 et 4 - 12 . Cette équation peut aussi être obtenue en écrivant le bilan d'énergie pour une gaine cylindrique à l'intérieur de l'élément combustible.

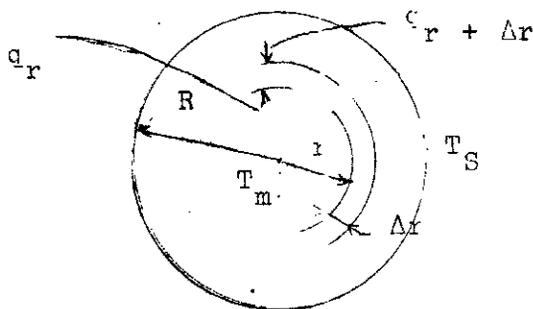


Fig. 4 - 5

La figure (4.5) montre la section droite d'un élément nu ayant un rayon R et une longueur (dans la direction axiale, non représentée) L. Considérons une couche cylindrique rince à r d'épaisseur Δr.

En régime permanent, dans le cas de transfert de chaleur, le bilan d'énergie peut s'écrire comme suit

$$P''' 2\pi r \Delta r L = P_{r+\Delta r} - P_r \quad (4.12)$$

où P''' est la puissance thermique par unité de volume.

$$P_r = - \lambda_f A \frac{dT}{dr} = - 2\pi L \lambda_f r \frac{dT}{dr} \quad (4.14)$$

et

$$P_{r+\Delta r} = P_r + \frac{dP_r}{dr} \Delta r \quad (4.15)$$

$$= - 2\pi L \lambda_f r \frac{dT}{dr} - 2\pi L \lambda_f \left(r \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{dT}{dr} \right) \Delta r$$

Ainsi

$$P''' 2\pi r \Delta r L = - 2\pi L \lambda_f \left(r \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{dT}{dr} \right) \Delta r$$

ceci se réduit à :

$$\boxed{\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{P'''}{\lambda_f} = 0} \quad (4.16)$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$\boxed{T = - P''' \frac{r^2}{4\lambda_f} + C_1 \ln r + C_2} \quad (4.17)$$

C_1 et C_2 , constantes de la double intégration, sont évaluées aux conditions limites du système, qui sont.

$$\boxed{\frac{dT}{dr} = 0 \text{ à } r = 0} \quad (4.18)$$

et

$$T = T_m \text{ à } r = 0 \quad (4.19)$$

d'où

$$C_1 = 0 \text{ et } C_2 = T_m$$

et la solution s'exprime en termes de r est

$$T(r) = T_m - \frac{P''' r^2}{4 \lambda_f} \quad (4.20)$$

La répartition de la température ici, comme dans un plan, est parabolique. La différence de température maximum dans le système est obtenue en prenant $r = R$ et $T = T_S$ dans l'équation 4.20, donc.

$$T_m - T_S = \frac{P''' R^2}{4 \lambda_f} \quad (4.21)$$

Le flux de chaleur $P(r)$ rapporté au rayon r est égal à la chaleur totale produite par l'élément dans ce rayon. Donc.

$$P(r) = \pi r^2 L P'''$$

La chaleur évacuée à l'extérieur à la périphérie de l'élément; P_S est égal à la chaleur générée dans l'élément entier et est donnée par :

$$P_S = \pi R^2 L P''' \quad (4.22)$$

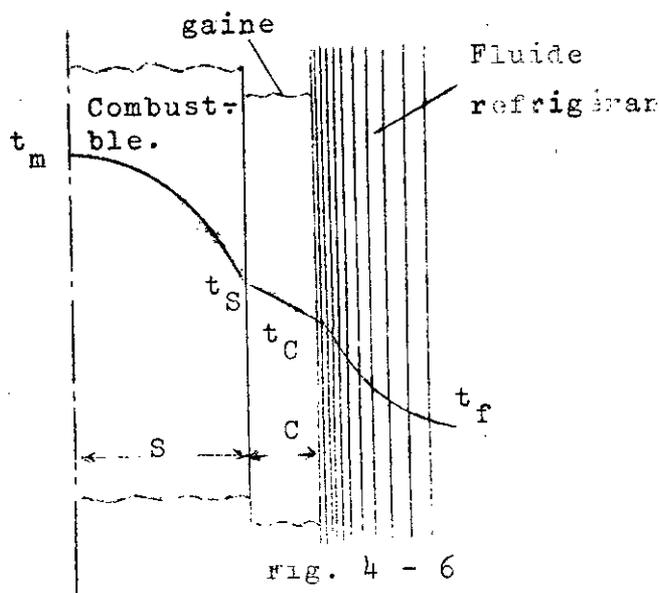
Une autre expression de P_S en termes de températures limites peut être déterminée en combinant les équations (4.21) et 4.22) :

$$P_S = 4\pi \lambda_f L (T_m - T_S) \quad (4.23)$$

L'équation 4.23 montre que dans une baguette combustible, la chaleur totale produite par unité de longueur est seulement fonction de la chute de température maximum ($T_m - T_s$) et est indépendante de la source thermique q''' ou rayon de la baguette R . Posant $A_s = 2\pi RL$, la surface périphérique de l'élément à travers laquelle la chaleur totale générée par l'élément doit passer, donne :

$$P_s = 2 \lambda_f A_s \frac{T_m - T_s}{R} \quad (4.24)$$

4.3.1 Effet de la gaine et du refroidérant :



Profil de température dans un élément combustible gaine avec refroidérant

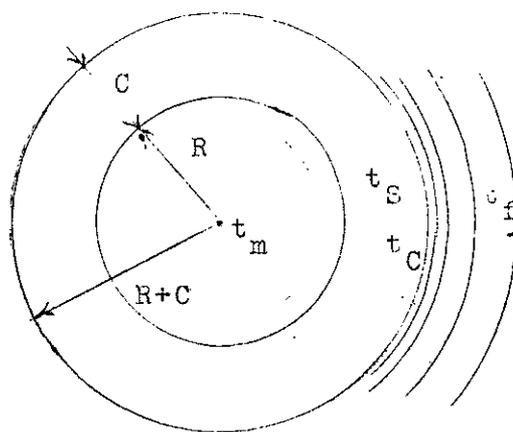


Fig. 4 - 7

Section droite d'un combustible cylindrique avec gaine et refroidérant.

La figure 4.7 montre la section droite d'un élément combustible cylindrique de rayon R et de longueur axiale L, ayant une température au centre T_m et entourée par une gaine d'épaisseur C dans la direction du rayon et un fluide réfrigérant ayant une température T_f .

Dans un régime permanent, sans production de chaleur dans la gaine ou le réfrigérant, et une résistance négligeable pour le flux de chaleur dans l'interface gaine combustible, la chaleur évacuée de la surface combustible est la même que celle passant à travers la gaine et dans le fluide réfrigérant. (L'expression pour le flux de chaleur à travers la gaine est celle pour le flux de chaleur par conduction à travers un cylindre évidé). Donc

$$P_s = \pi R^2 L P'' = 4 \pi \lambda_f L (T_m - T_s) = \frac{2 \pi \lambda_c L (T_s - T_c)}{\ln \left[\frac{(R+C)}{R} \right]} \quad (4.25)$$

$$= 2 \pi (R+C) L h_c (T_c - T_f)$$

En résolvant pour les différences de température et en ajoutant, de la même façon comme il a été fait dans le cas de l'élément combustible plat, on obtient.

$$T_m - T_f = \frac{P'' R^2}{4 \lambda_f} + \frac{P'' R^2}{2} \left[\frac{1}{\lambda_c C} \ln \frac{R+C}{R} + \frac{1}{h (R+C)} \right] \quad (4.26)$$

qu'on peut encore écrire sous la forme :

$$P_s = \frac{T_m - T_f}{\frac{R}{2 \lambda_f A_R} + \frac{C}{\lambda_c A_m} + \frac{1}{h A_{R+C}}} \quad (4.27)$$

où

$A_R = 2 \pi R L$, A_m est la surface logarithmique moyenne de la gaine, donnée par :

$$\frac{2 \pi C L}{\ln \left[\frac{(R+C)}{R} \right]} = \frac{A_{R+C} - A_R}{\ln \left(\frac{A_{R+C}}{A_R} \right)} \quad (4.28)$$

et

$$A_{R+C} = 2\pi(R + C)L. \quad (4-28)$$

Dans le cas usuel, où C est très petit devant R, A_m peut être pris, avec une légère erreur, pour être la surface moyenne arithmétique de la gaine :

$$\frac{A_R + A_{R+C}}{2}, \text{ ou } \frac{[2\pi R + \pi(R + C)] L}{2}.$$

L'espace entre le matériau combustible (UO_2) et la gaine est remplie avec un gaz inerte comme l'hélium ou par un métal liquide. L'espace présente ainsi une meilleure résistance au flux de chaleur. Cet espace étant très petit, pas d'effets de convection, éventuellement dans le cas d'un gaz, nécessite d'être pris en considération et le transfert de chaleur à travers lui doit être assumé pour se faire totalement par conduction. Dans le cas d'une couche de gaz, la conductivité thermique du gaz change avec le brulement du combustible à cause de la libération de gaz de fission qui se mélange avec lui. Dans le cas de l'hélium l'effet de décroître la conductivité thermique du gaz.

4.4. Généralités sur les coefficients de transfert de chaleur :

La chaleur transférée dans le réfrigérant est exprimée de la façon suivante :

$$q'' = h\Delta T \quad (4-29)$$

q'' : flux de chaleur par unité de surface .

h : coefficient de transfert de chaleur .

$$\Delta T = T_W - T_{\text{réf.}}$$

T_W : Température de la paroi

$T_{\text{réf}}$: Température de référence qui est généralement la température de la masse de fluide .

Le grand problème de l'utilisation de cette équation est de trouver une expression générale pour le calcul du coefficient h .

Les méthodes pour évaluer le coefficient de transfert de chaleur h sont classées généralement en trois catégories.

- métaux liquides qui ont un nombre de Prandtl inférieur à 0,1
- fluides ordinaires qui ont un nombre de Prandtl supérieur à 0,6.
- autres fluides

Pour la détermination du coefficient de transfert de chaleur h la connaissance de certains nombres sans dimensions est requise :

$$Nu : \text{nombre de Nusselt} = \frac{h D_e}{\lambda}$$

$$Re : \text{nombre de Reynolds} = \rho D_e V / \mu$$

$$Pr : \text{nombre de Prandtl} = \frac{C_p \mu}{\lambda}$$

Nous constatons que ces nombres renferment les caractéristiques d'écoulement (géométrie, vitesse...) ainsi que les caractéristiques physiques (viscosité, densité, conductivité).

Pour des écoulements turbulents, les coefficients de transfert de chaleur sont généralement obtenus à partir d'expériences avec un flux uniforme de chaleur.

4-5 Coefficients de transfert de chaleur pour des réfrigérants non métalliques, dans les conduites circulaires

4-5-1 Equation de Dittus - Boelter .

$$Nu_u = \frac{h D_e}{\lambda} = 0,023 (Re)^{0,8} (Pr)^n \quad (4-30)$$

Nu : nombre de Nusselt sans dimensions

D_e : Diamètre équivalent f_t

Re : Nombre de Reynolds sans dimensions

Pr : Nombre de Prandtl sans dimensions

λ : conductivité thermique du fluide; $\frac{B \text{ tu}}{h_r - f_t - oF}$

Les conditions d'utilisation de l'équation (4-30) sont

- 1) $Re > 10.000$
- 2) $0.1 < Pr < 100$
- 3) $n = 0,4$ pour chauffage et 0,3 pour condensation
- 4) $L/D > 60$ (longueur du Canal / diamètre du canal)

Pour de très grandes flux de chaleur, il peut y avoir une différence substantielle entre la viscosité du fluide près de la paroi et celle du fluide.

L'équation (4-30) est modifiée en utilisant la correction de Sieder - Tate

$$N_u = \frac{h \text{ De}}{\lambda} = 0,023 (Re)^{0,8} (\rho_r)^n \left(\frac{\mu_f}{\mu_w} \right)^{0,14} \quad (4-31)$$

μ_f : Viscosité de fluide à la température moyenne.

μ_w : Viscosité du fluide à la température de paroi.

4-5-2 Analogie de Colburn

Cette analogie lie le coefficient de transfert de chaleur au coefficient de frottement :

$$S_t = \frac{h}{\rho \mu C_{pmf}} = \frac{W}{8} \left(\frac{\rho_r}{r} \right)^{-2/3} \quad (4-32)$$

S_t : nombre de Prandlt

ρW : Coefficient de frottement de Darcy - Weisbach

m_f : C_p est évalué à la température moyenne du fluide

f : denote que (Pr) est évalué à la température du film :

$$\frac{T_{\text{paroi}} + T_{\text{fluide}}}{2}$$

4-5-3 : Pour le cas particulier de réfrigérants organiques, l'équation suivante est recommandée :

$$\frac{h D_e}{\lambda} = Nu = 0,015 R_e^{0,85} P_r^{0,3} \quad 4-3b)$$

4-5-4 : Pour le cas particulier de transfert de chaleur de la vapeur surchauffée à de hautes pressions, Mc Adams, Kennel, et Addoms ont obtenue la corrélation suivante :

$$\frac{h D_e}{\lambda} = 0,0214 R_e^{0,8} P_r^{1/3} \left(1 + \frac{2,3}{L/D_e}\right) \quad 4-34$$

où : L : longueur du canal

D_e : diamètre équivalent

Les propriétés physiques sont toutes évaluées à la température du film .

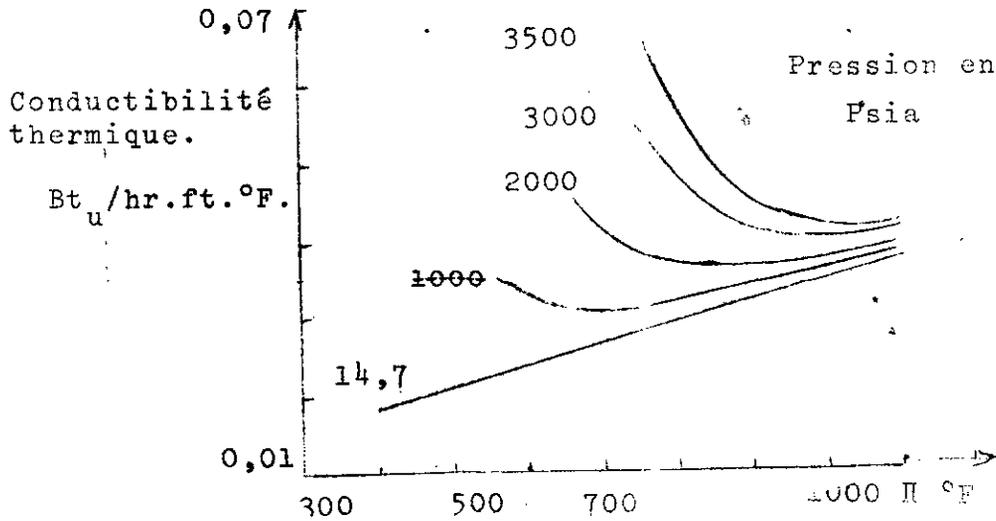


Fig. 4-11

Conductibilité thermique de la vapeur à hautes températures et pression.

4-6 : Coefficient de transfert de chaleur dans d'autres géométrie

4-6-1 Ecoulement à travers un anneau

Plusieurs corrélations existent pour un écoulement en anneau :
 Pour la face interne de l'anneau ou la face externe du tube interne la
 corrélation suivante est utilisée :

$$N_u = \frac{h D_e}{\lambda} = 0,02 (R_e)^{0,8} (P_r)^{1/3} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^{0,53} \quad (4-35)$$

Les conditions sont :

- 1) Les propriétés sont évaluées à la température moyenne du fluide
- 2) $D_e = D_2 - D_1 = \frac{4 \text{ Surface de l'anneau}}{\text{Périmètre mouillé}}$
- 3) $P_r > 0,6$
- 4) $R_e > 10^4$

5) $L/D_e > 20$

4-6-2 Ecoulement entre 2 plaques parallèles :

L'équation (4-30) est utilisée simplement en utilisant le Diamètre équivalent de la géométrie.

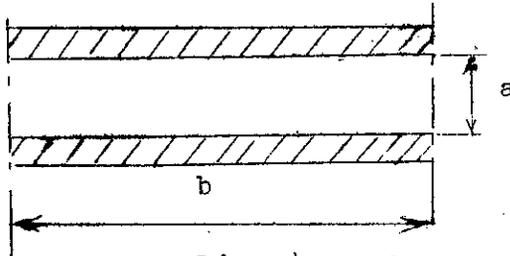


Fig. 4 - 12

$$D_e = \frac{4 \text{ Surface}}{\text{Périmètre mouillé}} = \frac{4 a b}{2a + 2b} = \frac{2 a b}{a + b}$$

si $a \ll b \implies D_e = 2a$

4-6-3. Ecoulement dans des ensembles d'éléments combustibles.

La corrélation de Weisman est recommandée :

$$N_u = \frac{h D_e}{\lambda} = C (R_e)^{0,8} (P_r)^{1/3} \quad (4-36)$$

C : étant une constante dépendant de l'arrangement des éléments dans l'ensemble .

a) Un arrangement carré :

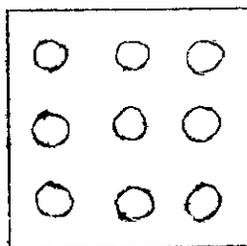


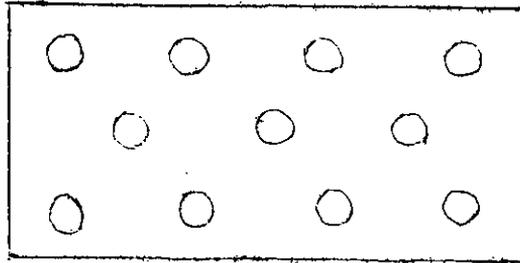
Fig. 4 - 1

$$C = 0,042 \left(\frac{P}{D}\right) - 0,024 \quad (4-31)$$

P : Pas de l'arrangement

D : étant le diamètre de l'élément .

b) un arrangement triangulaire :



$$C = 0,026 \left(\frac{P}{D}\right) - 0,006 \quad (4-38)$$

L'expérience montre que le coefficient de chaleur augmente avec le pas .

On place des grilles sur la longueur de l'assemblage pour maintenir les éléments en place, les effets de ces grilles sur le coefficient local de transfert de chaleur n'ont pas été résolus jusqu'à présent. En effet chaque assemblage a ses propres caractéristiques d'écoulement et des test fait sur des prototypes sont nécessaires pour confirmer une méthode analytique.

L'étude de la partie relative à un écoulement diphasique est la plus importante. En chauffant, des bulles apparaissent au sein du liquide; la densité du fluide décroît au fur et à mesure que l'on progresse le long de la conduite verticale chauffée. L'action de la gravitation aide à obtenir une circulation du liquide : on appellera ça une circulation naturelle.

En plus des termes de chutes de pression citées dans le cas d'un écoulement monophasique, on introduit le terme de chute de pression dû au glissement des bulles à travers le liquide.

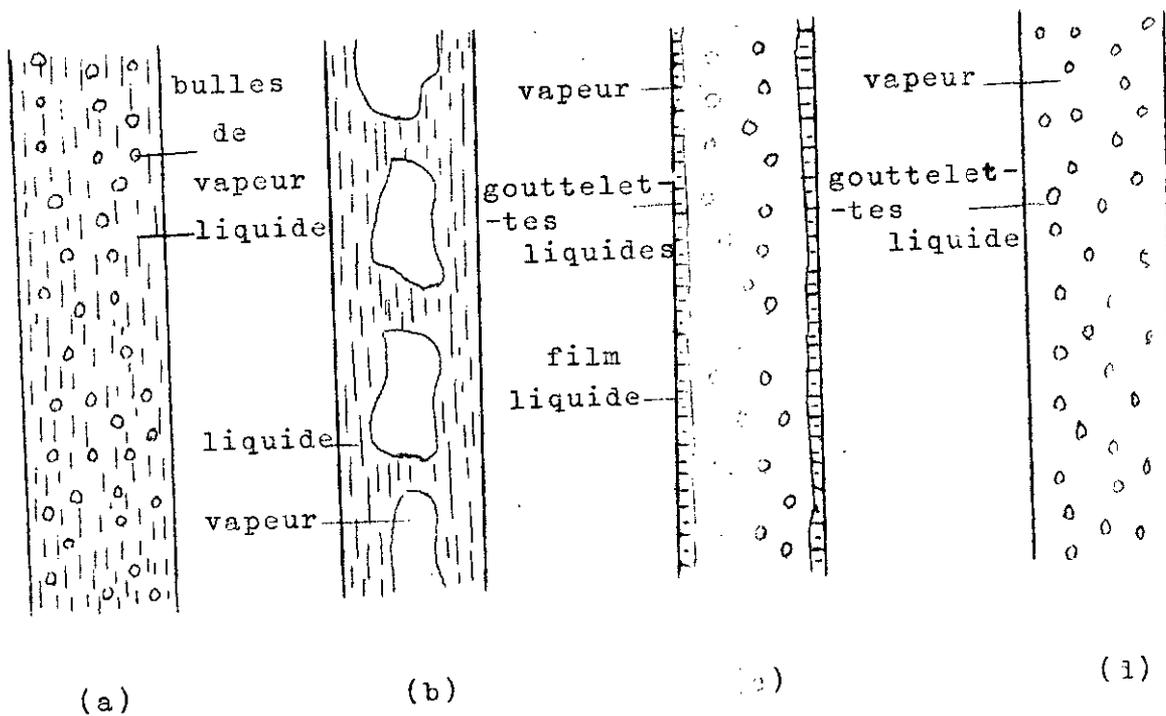
Dans le cas où la circulation naturelle s'avère insuffisante, nous pouvons introduire une pompe dans le circuit dont la fonction sera d'aider la circulation du liquide : on appellera ça une circulation forcée.

INTRODUCTION

Le phénomène de l'écoulement en double phase est d'une grande importance dans l'étude de l'ébullition se produisant dans des L.W.R. Compte tenu de la complexité du phénomène, il n'existe pas encore de description mathématique simple. On se bornera alors soit à une étude qualitative, soit à des lois quantitatives purement empiriques qui ont le défaut de n'être applicables que dans le cas des domaines bien précis.

A. TYPES D'ÉCOULEMENT

1 - Écoulement adiabatique en double phase dans un canal vertical; on peut voir :



(Fig. 5-1)

- (a) : écoulement à régime à bulles
- (b) : écoulement à bouchons
- (c) : écoulement annulaire
- (d) : écoulement à brouillard.

2 - Ecoulement non adiabatique en double phase

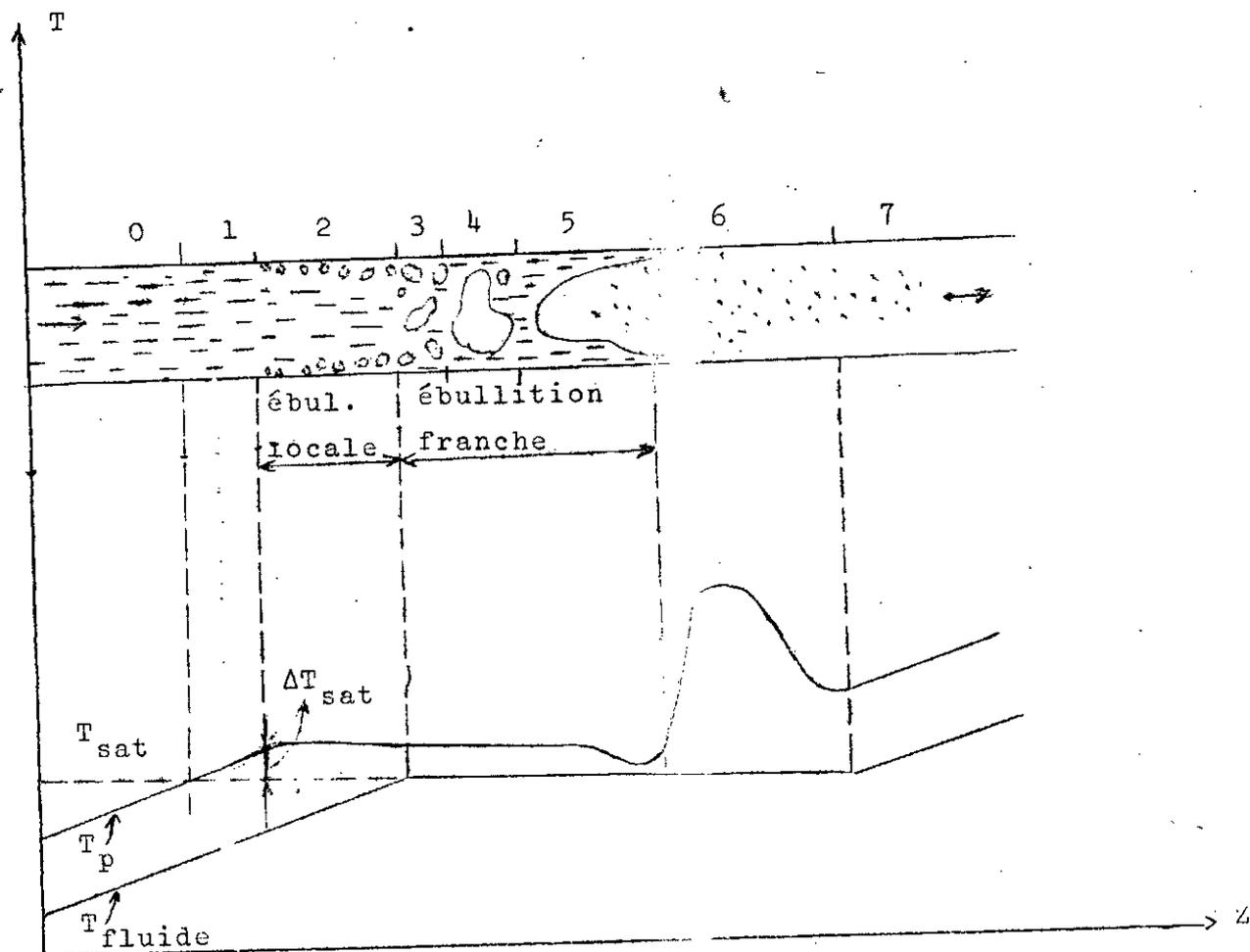


Fig.5-2

On distingue les zones suivantes :

Zône 0 : Ecoulement simple phase liquide qui peut être laminaire ou turbulent.

Zône 1 : Ebullition locale sans création de vide. Elle apparaît quand la température de paroi atteint et dépasse de ΔT_{sat} la température de saturation.

Zône 2 : Ebullition locale avec création de vide. Des bulles réussissent à quitter le film chaud, entourées d'une couche d'eau chaude, bien que la température moyenne du liquide soit inférieure à la température de saturation.

Zône 3 : Ebullition franche-Régime à bulles.

Pour les zônes 2 et 3 on note un phénomène important: Si le flux de chaleur à la paroi augmente, le taux de production de bulles augmente et une couche de vapeur se forme empêchant l'eau de mouiller la paroi. La température de paroi augmente brusquement au-delà des limites admissibles. C'est le phénomène de caléfaction.

Zône 4 : Ecoulement à bouchons.

Les bulles deviennent de plus en plus grosses et forment un bouchon créant des conditions discontinues.

Zône 5 : Ecoulement annulaire dispersé.

Les bouchons se rassemblent en un noyau gazeux continu. Un film liquide tapisse les parois. Les gouttelettes sont emportées dans le noyau gazeux. L'épaisseur du film diminue au fur à mesure que la qualité de la vapeur augmente jusqu'à rupture de ce film. On a le phénomène d'assèchement ou " dry-out ".

De la zône 2 à 5, on constate que la température de paroi est pratiquement constante et même a tendance à décroître dans la zône 5. Cette décroissance est accompagnée d'un arrêt de l'ébullition par centre et est liée à la forte diminution de la couche laminaire du film liquide de la zône 5, qui permet à la chaleur de se dégager par conduction simple.

Les zônes 1 et 2 (zônes d'ébullition locale) peuvent ne pas exister. Lorsque le flux de chaleur est faible, la température moyenne du liquide atteint la saturation T_{sat} avant que la température de paroi n'atteigne la température $(T_{sat} + \Delta T_{sat})$ nécessaire à la création d'une bulle.

On passe de la simple phase liquide à l'ébullition en masse dans le canal dès que la paroi atteint $T_{sat} + \Delta T_{sat}$.

Zône 6 : Écoulement à brouillard.

C'est un écoulement de vapeur avec de fines gouttelettes liquides entraînées. On a alors une nette augmentation de température de paroi.

Zône 7 : Écoulement simple phase vapeur.

Les gouttelettes sont toutes vaporisées et les lois qui régissent l'échange de chaleur sont celles qui s'appliquent au gaz.

B - PARAMETRES DE L'ÉCOULEMENT EN DOUBLE PHASE

1 - Débit massique W

Vapeur
$$W_g = \int_{A_g} \rho_g v_g dA \quad (1-1)$$

Liquide
$$W_l = \int_{A_l} \rho_l v_l dA \quad (1-2)$$

2 - Débit massique par unité de surface W/A = G (2-3)

Vapeur
$$G_g = \frac{1}{A_g} \int_{A_g} \rho_g v_g dA$$

Liquide
$$G_l = \frac{1}{A_l} \int_{A_l} \rho_l v_l dA \quad (2-4)$$

3 - Qualité x

3 - 1. Système immobile (en vase clos) :

$$x = \frac{\int_v \rho_g dv}{\int_{v_t} \rho_t dv} = \frac{\int_v \rho_g dv}{\int_v \rho_g dv + \int_{v_l} \rho_l dv} \quad (3-5)$$

3 - 2. Système en mouvement :

$$x = \frac{W_g}{W_t} = \frac{W_g}{W_\ell + W_g} \quad (5-6)$$

4 - Taux de vide :

4 - 1. système immobile (en vase clos) :

$$\alpha = \frac{\int_{v_g} dv}{\int_{v_t} dV} = \frac{\int_{v_g} dv}{\int_{v_g} dv + \int_{v_\ell} dv} \quad (5-7)$$

4 - 2. Système en mouvement :

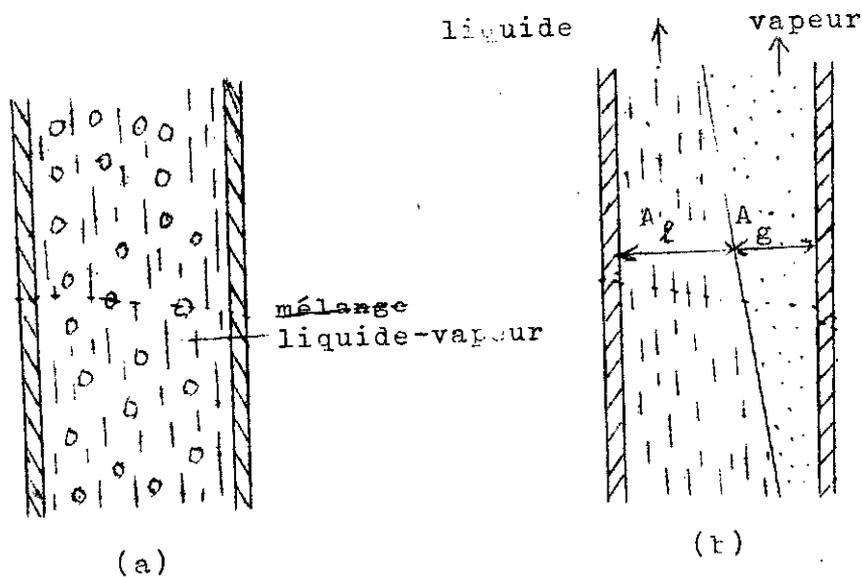


Fig.5-8

- Ecoulement diphasique dans un canal chauffé

$$\alpha = \frac{\int_{A_g} dA}{\int_{A_t} dA} = \frac{A_g}{A_g + A_\ell} \quad (5-8)$$

A_g et A_l sont les sections des 2 phases perpendiculairement à l'écoulement si on imagine les 2 phases séparées l'une de l'autre.

5 - Glissement S :

$$S = \frac{V_g}{V_l} \quad (5-9)$$

V_g : vitesse moyenne de la vapeur

V_l : vitesse moyenne du liquide

6 - Titre thermodynamique τ

$$\tau = \frac{h - h_{sat}}{h_g - h_{sat}} \quad (5-10)$$

h : enthalpie au point considéré/Kg

h_g : enthalpie de la vapeur/Kg

h_{sat} : enthalpie de saturation/Kg

7 - Relation entre α et x :

7 - 1. Système immobile (en vase clos) :

$$\alpha = \frac{xv_g}{v_l + xv_{lg}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \frac{v_{lg}}{v_g}} \quad (5-11)$$

xv_g : volume de vapeur contenu dans 1 kg de mélange en équilibre thermique.

$v_l + xv_{lg}$: volume du mélange vapeur liquide en équilibre thermique.

$$v_{lg} = v_g - v_l$$

7 - 2. Système en mouvement :

En appliquant l'équation de continuité au liquide et à la vapeur :

$$V_g = \frac{W_t x}{A_g \rho_g} \quad (5-12)$$

Liquide :
$$V_l = \frac{(1-x) W_t}{A_l \rho_l} \quad (5-13)$$

W_t : débit masse totale

xW : débit masse de vapeur

$(1-x)W$: débit masse de liquide

A_g, A_l : sections des deux phases perpendiculairement à l'écoulement si on imagine les deux phases séparées

On a :

$$S = \frac{V_g}{V_l} = \frac{x}{1-x} \frac{A_l}{A_g} \frac{\rho_l}{\rho_g}$$

$$\alpha = \frac{A_l}{A_l + A_g}$$

$$\frac{A_l}{A_g} = \frac{1-\alpha}{\alpha}$$

L'équation (5-9) devient :

$$S = \frac{x}{1-x} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g} \quad (5-14)$$

D'où :

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} S\right)} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \psi} \quad (5-15)$$

$$x = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) \cdot \frac{1}{\psi}} \quad (5-16)$$

$$\psi = \frac{\rho_g}{\rho_l} \cdot S \quad (5-17)$$

Fig (5-4), (5-5), (5-6), (5-7) montrent les relations qui existent entre les paramètres de l'écoulement en double phase.

A partir de la figure (5-8) pour un écoulement adiabatique, à pression constante le taux de vide α croît quand la qualité x croît. Pour des valeurs faibles de x , le taux de vide augmente très rapidement et après il croît très doucement jusqu'à qu'il approche le point de saturation pour $x = 1$.

La relation entre α et x décroît quand la pression augmente jusqu'à la pression critique. A ce point la relation entre α et x est linéaire.

Dans la figure (5-9) le taux de vide décroît quand le glissement S croît.

Quand $S = 1$, la vitesse de la vapeur est égale à la vitesse du liquide, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de glissement entre les 2 phases.

α atteint sa valeur maximale pour une valeur quelconque de x . Fig(5-10) montre que le glissement S décroît quand la vitesse du mélange croît.

S croît aussi avec la qualité.

Fig (5-11) montre que S décroît quand la pression augmente et le diamètre croît.

Von Glahn propose la relation empirique entre x et α

$$\frac{1}{x} = 1 - \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,61} \left[1 - \left(\frac{1}{\alpha}\right) (\rho_l/\rho_g)^{0,1} \right]$$

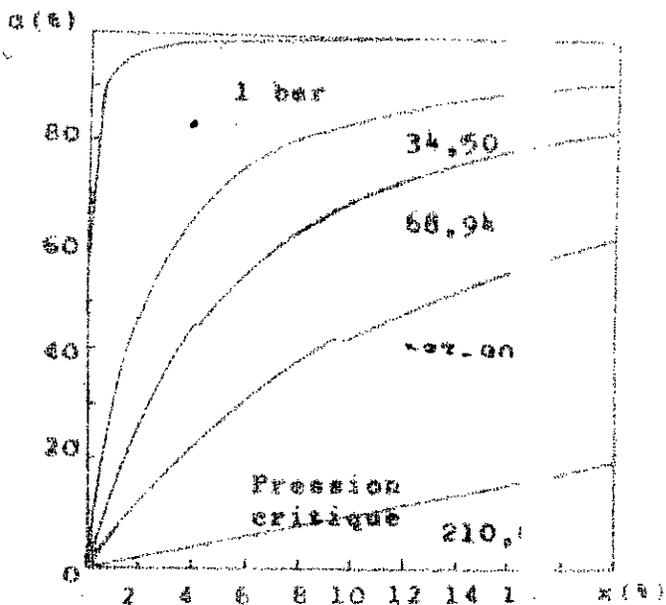


Fig. 5-4

α fonction de x pour un système immobile.

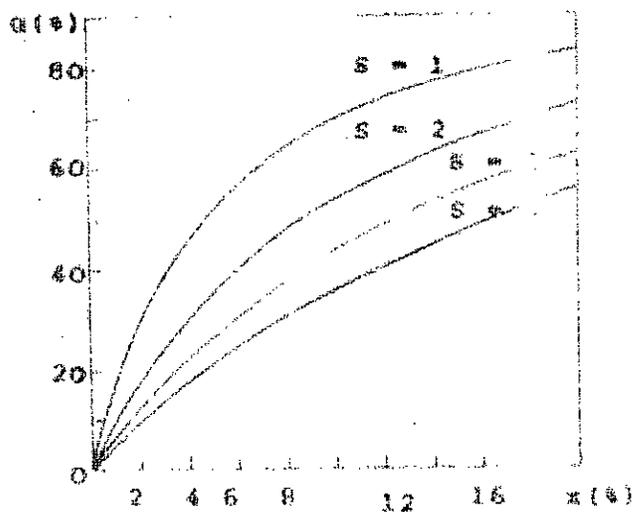


Fig. 5-5

α fonction de x pour un système mobile avec des déplacements variables en système mobile.

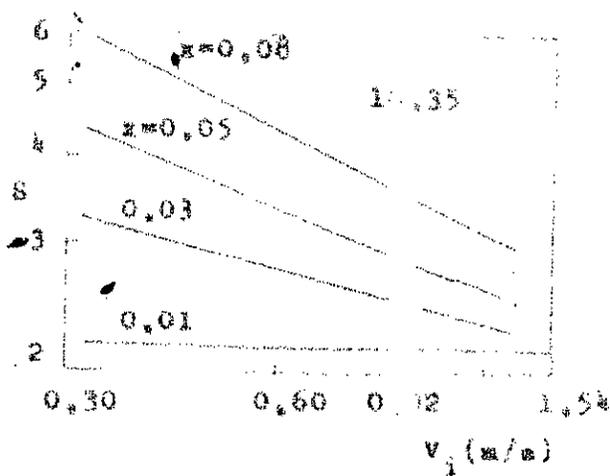


Fig. 5-6

Courbes expérimentales déterminées à 150 psig = 10.3 bar

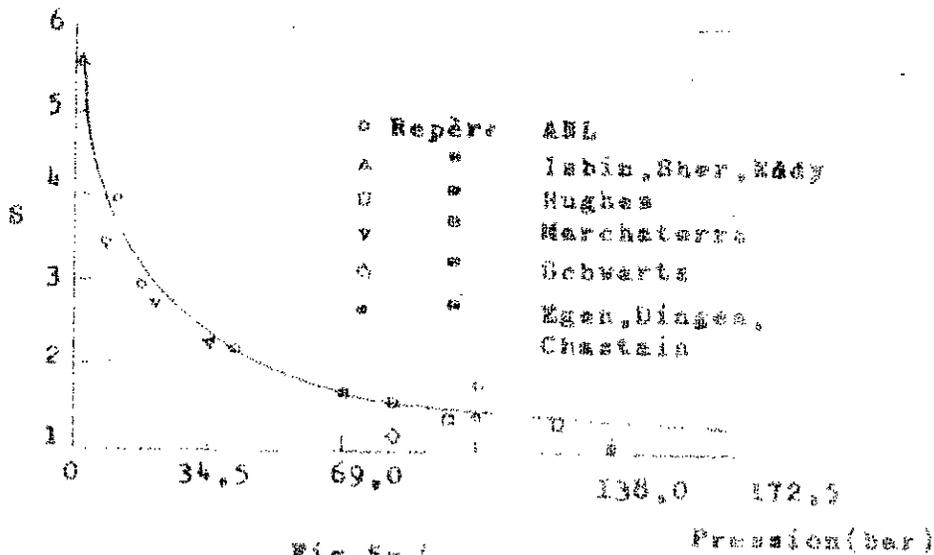


Fig. 5-7

S fonction de la pression pour $V_1 = 0.61$ m/s. et $x = 0.05$

V_1 : vitesse à l'entrée de la conduite.

C - Pertes de pression dans un écoulement en double phasea) Equations de continuité.

Pour un écoulement monophasique en régime permanent

$$\int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS = 0 \quad (5-18)$$

L'intégration de l'équation (5-18) pour une section quelconque donne :

$$\text{vapeur : } W_g = x W_t = \rho_g V_g A \quad (5-19)$$

$$\text{liquide : } W_l = (1-x) W_t = \rho_l V_l A \quad (5-20)$$

b) Equations de quantité de mouvement :

$$\Sigma \vec{F} = \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \quad (5-21)$$

Suivant une direction x :

$$\Sigma \vec{F}_x = \int_S \rho \vec{V}_x \cdot \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS \quad (5-22)$$

$$\text{vapeur : } \Sigma \vec{F}_{xg} = \int_{S_g} \rho_g \vec{V}_{xg} \cdot \vec{V}_g \cdot \vec{n}_g \, dS \quad (5-23)$$

$$\text{Liquide : } \Sigma \vec{F}_{xl} = \int_{S_l} \rho_l \vec{V}_{xl} \cdot \vec{V}_l \cdot \vec{n}_l \, dS \quad (5-24)$$

Pour une section quelconque de l'écoulement :

$$\text{Vapeur : } \int_{A_g} \rho_g V_g V_g \, dA = V_g \int_{A_g} \rho_g V_g \, dA = V_g W_g \quad (5-25)$$

$$\text{Liquide : } \int_{A_l} \rho_l V_l V_l \, dA = V_l \int_{A_l} \rho_l V_l \, dA = V_l W_l \quad (5-26)$$

1 - DERIVATION DE L'EQUATION DE QUANTITE DE MOUVEMENT EN DO
 PHASE :

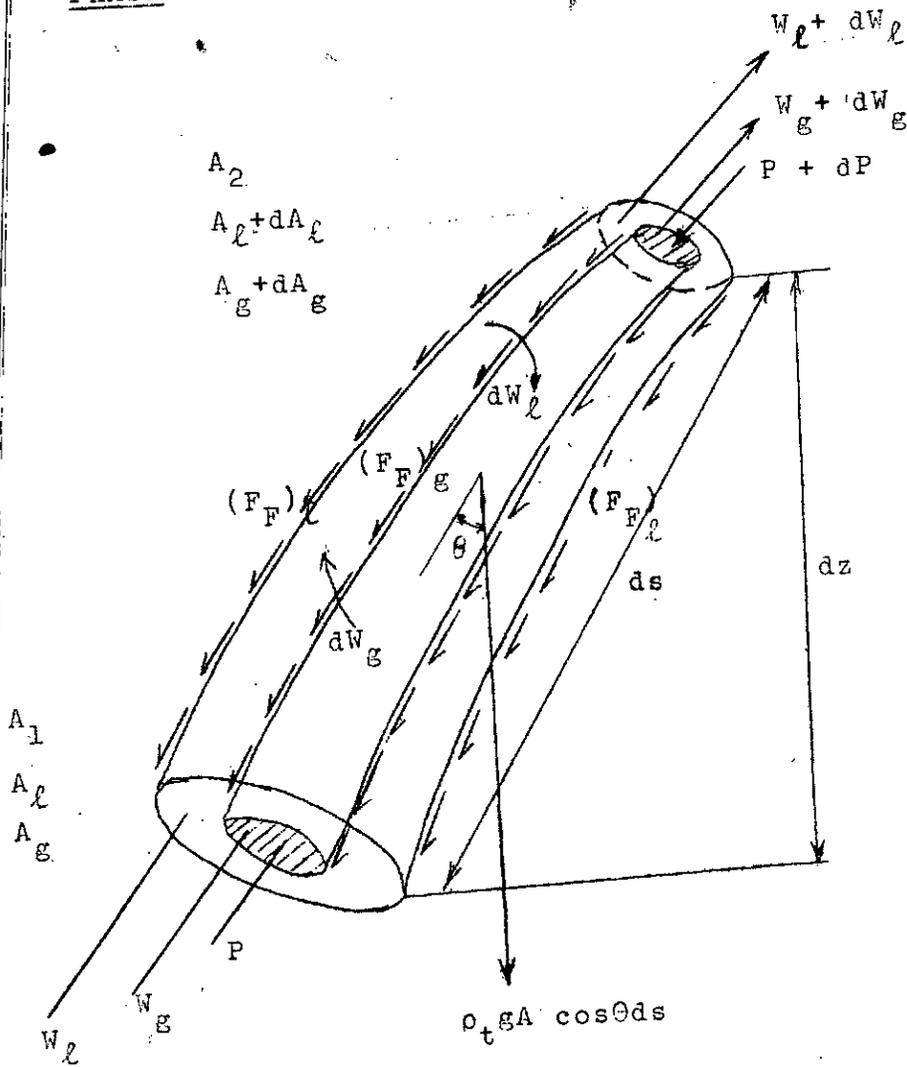


Fig. (5-18)

On utilise : les indices :

- s : abscisse curviligne
- S : surface
- l : liquide
- g : vapeur.

les notations :

dW_g : débit massique de liquide passant à l'état-vapeur

dW_ℓ : débit massique de vapeur passant à l'état-liquide.

$(F_F)_g, (F_F)_\ell$: force de frottement de la vapeur et du liquide.

Pour toute section droite on a :

$$a) \quad A_1 = A_2 = A = A_g + A_\ell \quad (5-27)$$

$$b) \quad P_g = P_\ell = P \quad (5-28)$$

$$c) \quad W_g + W_\ell = W_t = \text{constante} \quad (5-29)$$

d) A l'équilibre il n'y a pas de quantité de mouvement échangée entre les 2 phases à la surface de contact.

En différentiant les équations (5-27); on obtient :

$$dA_g + dA_\ell = dA = 0$$

$$dA_g = -dA_\ell \quad (5-30)$$

Appliquons la 2^{ème} loi de Newton (3-8) et calculons la résultante des forces successivement pour la vapeur et le liquide.

La relation (3-15) donne :

$$\text{Vapeur : } \Sigma F_{sg} = PA_g - (P + dP)(A_g + dA_g) - \rho_g g A_g \cos \alpha ds - F_{Fg} \quad (31.a)$$

F_{Fg} : force de frottement de la vapeur

$$\text{Liquide : } \Sigma F_{s\ell} = PA_\ell - (P + dP)(A_\ell + dA_\ell) - \rho_\ell g A_\ell \cos \alpha ds - F_{F\ell} \quad (31.b)$$

$F_{F\ell}$: force de frottement du liquide.

Le second membre de l'équation (3-8) s'écrit :

$$\Sigma \vec{F} = \int_S \rho \vec{V} \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS$$

Dans notre cas, on considère un écoulement dans une direction s :

$$\text{Vapeur : } \Sigma F_{sg} = \int_S \rho_g V_{sg} \vec{V}_g \cdot \vec{n}_g \, dS$$

$$= - \int_{A_1} \rho V^2 \, dA + \int_{A_2} \rho V^2 \, dA = - WV \Big|_{A_1} + WV \Big|_{A_2}$$

$$\text{où } W = \rho VA.$$

$$\Sigma F_{sg} = - WV_g + W_g V_g + d(W_g V_g)$$

$$\Sigma F_{sg} = d(W_g V_g) \quad 5-2.$$

Liquide :

$$\Sigma F_{sl} = \int_S \rho_l \vec{V}_{sl} \vec{V}_l \cdot \vec{n}_l \, dS$$

$$= - W_l V_l + W_l V_l + d(W_l V_l)$$

$$\Sigma F_{sl} = d(W_l V_l) \quad (5-2.b)$$

En égalisant les expressions (5-31.a) et (5-32.a); (5-31.a) et (5-32.b), on obtient :

$$\begin{aligned} \Sigma F_{sg} &= PA_g - (P + dP)(A_g + dA_g) - \rho_g A_g v_{sg}^2 + \rho_g (A_g + dA_g) v_{sg}^2 \\ &= d(W_g V_g) \end{aligned} \quad (5-33.a)$$

$$F_{s\ell} = PA_{\ell} - (P+dP)(A_{\ell}+dA_{\ell}) - \rho_{\ell}gA_{\ell}\cos\alpha ds - F_{F\ell}$$

$$= d(W_{\ell}V_{\ell}) \quad (5-33-b)$$

En additionnant membre à membre :

$$P(A + A_{\ell}) - (P+dP)(A_g + A_{\ell} + dA_g + dA_{\ell}) - (\rho_g A_g + \rho_{\ell} A_{\ell})g\cos\alpha ds - F_{Fg} - F_{F\ell}$$

$$= d(W_g V_g) + d(W_{\ell} V_{\ell})$$

En utilisant les relations (3-8) et (5-30) on obtient :

$$- AdP - A \left[\rho_g \alpha + \rho_{\ell} (1-\alpha) \right] g \cos\alpha ds - dP_{TP_F} A = d(W_{\ell} V_{\ell} + W_g V_g) \quad (5-34)$$

où : $dP_{TP_F} A = F_{Fg} + F_{F\ell}$

$$dz = \cos\alpha ds$$

$$- dP - dP_{TP_F} - \left[\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_{\ell} \right] g dz = \frac{1}{A} d(W_{\ell} V_{\ell} + W_g V_g)$$

$$- dP = \frac{1}{A} d(W_{\ell} V_{\ell} + W_g V_g) + \left[\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_{\ell} \right] g dz + dP_{TP_F}$$

Si on intègre entre deux points 1 et 2 de l'écoulement :

$$- \int_1^2 dP = \frac{1}{A} \int_1^2 d(W_{\ell} V_{\ell} + W_g V_g) + \int_1^2 (\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_{\ell}) g dz + \int_1^2 dP_{TP_F}$$

ou encore :

$$- \int_1^2 dP = \int_1^2 dP_{acc.} + \int_1^2 dP_h + \int_1^2 dP_{TP_F} \quad (5-3)$$

$$\int_1^2 dP_{TP_F} : \text{terme de frottement en double phase.}$$

2 - Calculons séparément chacun des termes de cette somme entre les points 1 et 2.

2 - 1. terme de pression dû à l'accélération :

$$\int_1^2 dP_{acc.} = \frac{1}{A} \int_1^2 d(W_L V_L + W_G V_G) \quad (5-36.a)$$

$$= \frac{1}{A} \left[W_L V_L + W_G V_G \right]_1^2$$

$$= \frac{1}{A} (W_L V_L + W_G V_G)_2 - \frac{1}{A} (W_L V_L + W_G V_G)_1$$

On note : 1 : point de saturation du liquide
2 : sortie du canal.

En utilisant les relations (5-12) et (5-13) entre les points 1 et 2, on aurait :

$$\int_1^2 dP_{acc.} = \frac{1}{A} \left[(W_L V_L)_2 + (W_G V_G)_2 - (W_L V_L)_1 \right] \quad (5-36.b)$$

- Jusqu'en 1 : on a un écoulement monophasique (liquide)

$$x = 0$$

$$W_G = 0, \quad V_G = 0$$

- De 1 à 2 : on a un écoulement déphasique (vapeur + liquide)

$$x \neq 0$$

$$W_G \neq 0, \quad V_G \neq 0$$

Au point 1.: $W_l = W_t = \rho_l V_l A$

$$V_l = \frac{W_l}{\rho_l A}$$

$$W_l V_l = \frac{W_l^2}{\rho_l A}$$

En utilisant les relations (5-12) et (5-13), on obtient :

$$W_l V_l \Big|_2 = \frac{(1 - x_2)^2 W_t^2}{\rho_l (1 - \alpha_2) A}$$

$$W_g V_g \Big|_2 = \frac{x_2^2 W_t^2}{\rho_g \alpha_2 A}$$

$$\int_1^2 dP_{acc.} = \frac{1}{A} \left[\frac{(1 - x_2)^2 W_t^2}{\rho_l (1 - \alpha_2) A} + \frac{x_2^2 W_t^2}{\rho_g \alpha_2 A} - \frac{W_t^2}{\rho_l A} \right] \quad (5-36.c)$$

Par définition $G_t = \frac{W_t}{A}$

Alors :

$$\int_1^2 dP_{acc.} = \left[\frac{(1 - x_2)^2}{\rho_l (1 - \alpha_2)} + \frac{x_2^2}{\rho_g \alpha_2} - \frac{1}{\rho_l} \right] G_t^2$$

On peut l'écrire aussi sous la forme :

$$\int_1^2 dP_{acc.} = r G_t^2 \text{ où } r = \left[\frac{(1 - x_2)^2}{\rho_l (1 - \alpha_2)} + \frac{x_2^2}{\rho_g \alpha_2} - \frac{1}{\rho_l} \right] \quad (5.36.d)$$

Les valeurs de r sont données par la Fig.(5-9).

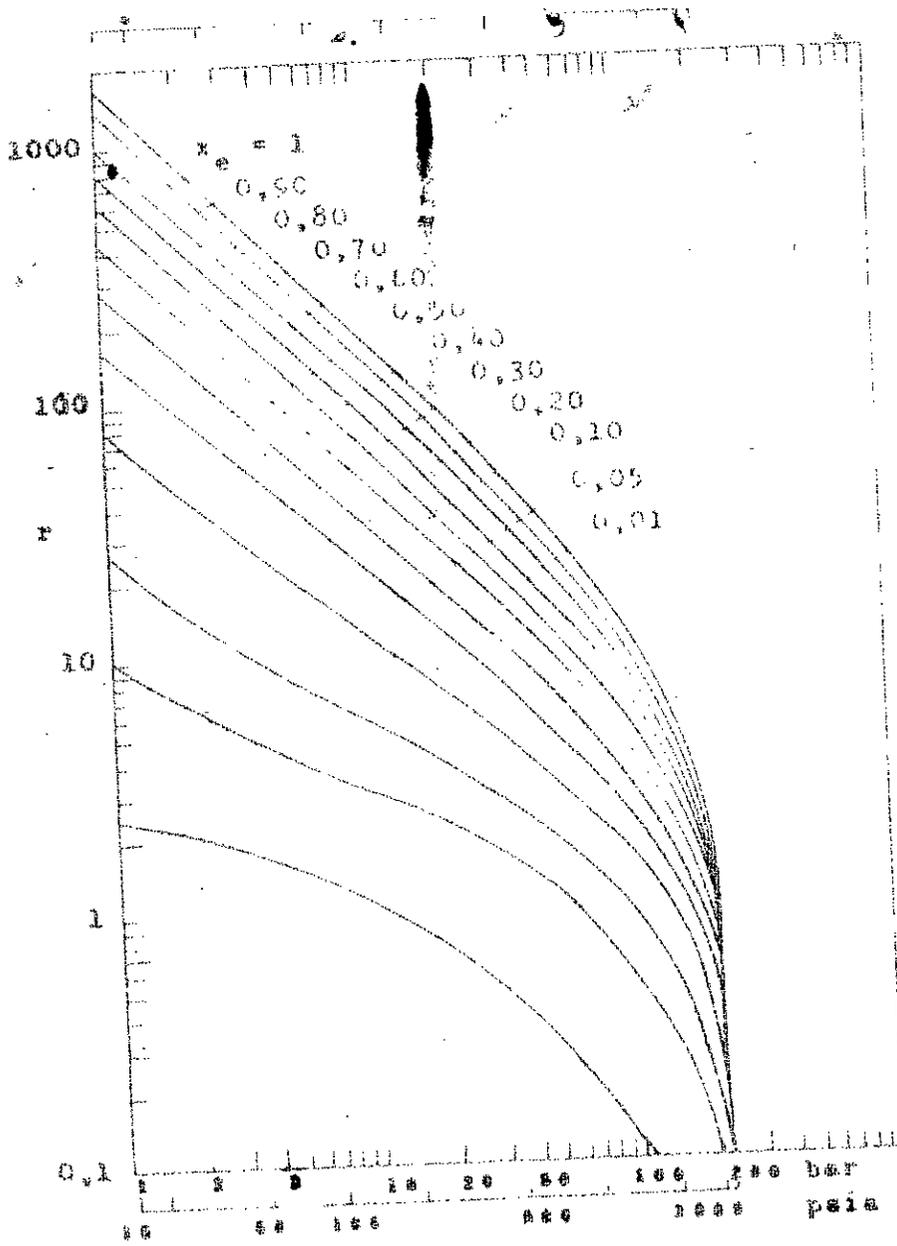


Fig. 5-9

Multiplicateur r fonction de la pression pour différents x_e

2 - 2. Calcul du terme de pression dû à l'élévation

$$\int_1^2 dP_h = \int_1^2 \rho_t g dz = g \int_1^2 \rho_t dz \quad (4-37)$$

où $\rho_t = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l$

On peut écrire aussi :

$$\int_1^2 dP_h = g \bar{\rho}_f (z_2 - z_1)$$

$\bar{\rho}_f$: masse volumique moyenne au point d'ébullition f

$$\bar{\rho}_f = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_1^2 \rho_t dz \quad (5-37)$$

2.-3. Calcul du terme de pression dû au frottement : $\int_1^2 dP_{fr}$

Avant d'aborder ce calcul, on définit le notion de multiplicateur de frottement R.

Martinelli et Nelson le définissent comme suit :

$$R = \frac{(\Delta P / \Delta Z)_{TP}}{(\Delta P / \Delta Z)_{SF}} \quad (5-38)$$

où :

$(\Delta P / \Delta Z)_{TP}$: gradient de pression pour un écoulement en double phase.

$(\Delta P/\Delta Z)_{SP_F}$: gradient de pression pour un écoulement en simple phase.

Généralement R est une fonction de plusieurs variables P, x, α , S. Dans le cas d'un écoulement diphasique, la chute de pression due au frottement se trouve accrue avec le frottement liquide-vapeur.

$$(\Delta P)_{TP_F} \gg (\Delta P)_{SP_F}$$

2-3-1. Dans un système adiabatique, le taux de vide α et la qualité x sont constants le long de la conduite.

Entre les points 1 et 2 on a :

$$\int_1^2 dP_{TP_F} = R f_\ell \frac{G^2 L_B}{\rho_\ell \cdot D} \quad (5-3a)$$

2-3-2. Dans un système non adiabatique, la chute de pression due au frottement s'écrit :

$$\int_1^2 dP_{TP_F} = f_\ell \frac{G^2 L_B}{2\rho_\ell D} \cdot \int_1^2 R dz = \frac{\bar{R} f_\ell G^2 L_B}{2\rho_\ell \cdot D} \quad (5-3b)$$

Les valeurs de R et \bar{R} sont données respectivement par la Fig (5.10) et la Fig.(5-11)

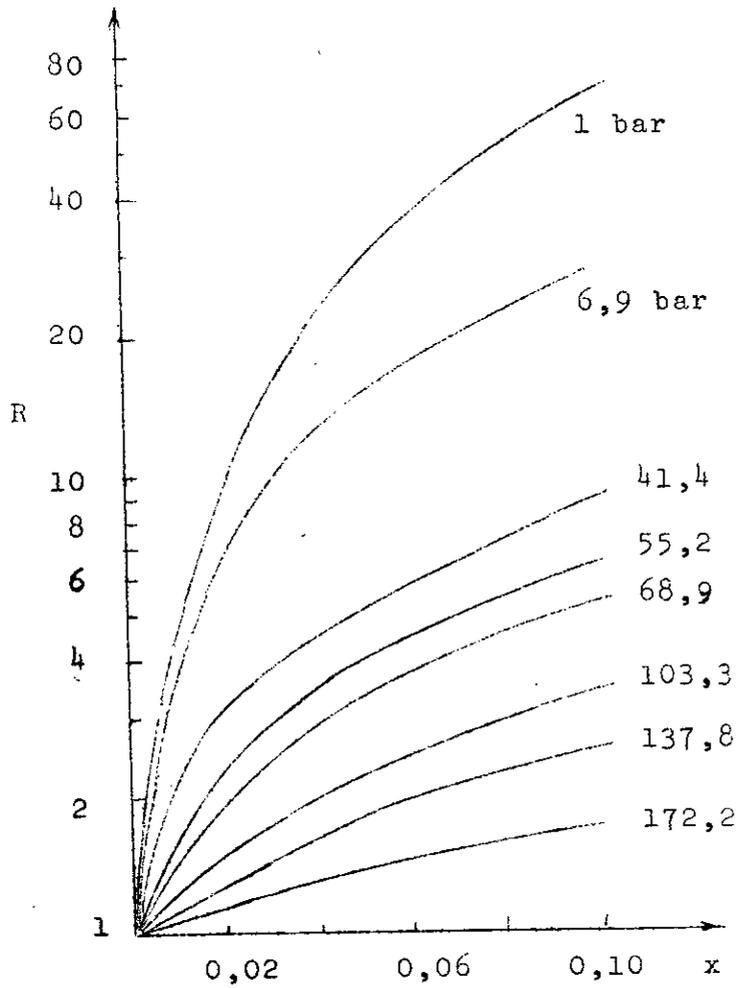


Fig.5-10

x fonction de R pour différentes pressions

$$R = (\Delta P / \Delta Z)_{TP_F} / (\Delta P / \Delta Z)_{SP_F}$$

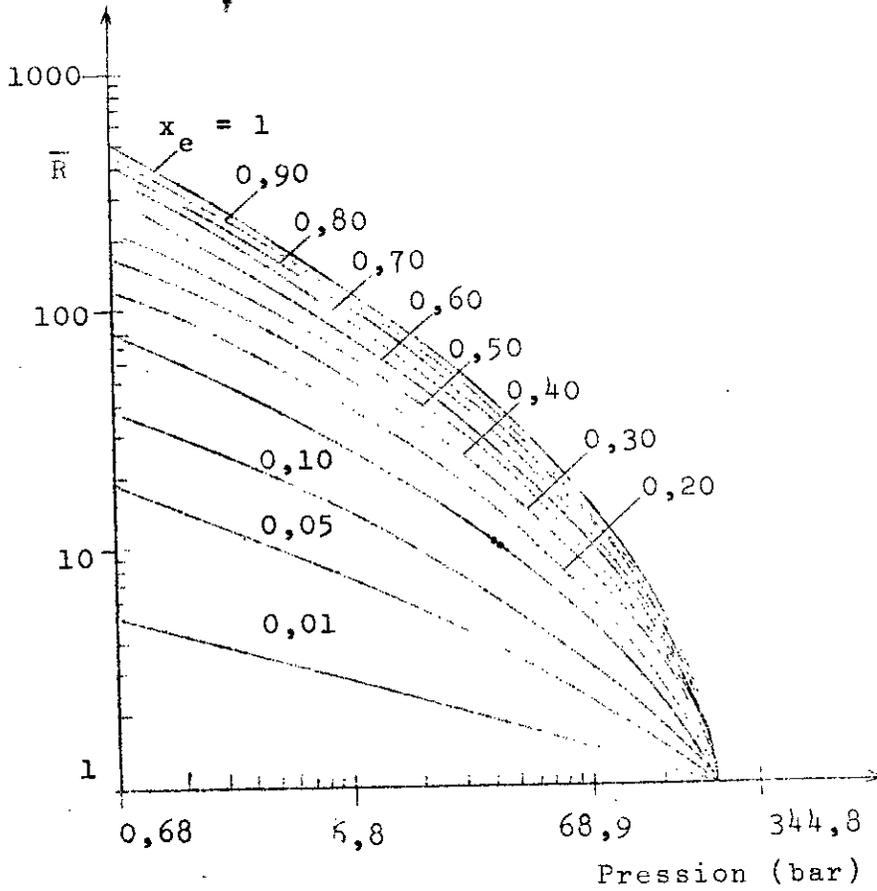


Fig.5-11

Multiplicateur de frottement de Martinelli et Nelson.

3 - Chute de pression en écoulement monophasique (voir 3.c)

L'équation (3-20) appliquée entre i et e donne :

$$\int_i^e dP_t + \int_i^e dP_h + \int_i^e dP_F + \int_i^e dP_{acc} = 0$$

$$\int_i^e dP_t = \int_i^f dP_t + \int_f^e dP_t \quad (5-40)$$

i : entrée de la conduite

f : point de saturation

e : sortie de la conduite

$\int_i^f dP_t$: chute de pression en écoulement monophasique

On prendra :

pour densité : $\bar{\rho} = \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_f)$ (5-41)

pour vitesse : $\bar{V} = \frac{1}{2}(V_i + V_f)$ (5-42)

L'équation de continuité (3-6) appliquée entre i et f :

$$\rho_i V_i A_i = \rho_f V_f A_f \quad \text{alors : } \frac{V_f}{V_i} = \frac{\rho_i}{\rho_f} \quad (5-43)$$

puisque $A_i = A_f$

$$\text{D'où : } \bar{V} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\rho_i}{\rho_f} \right) V_i \quad (5-44)$$

$\int_f^e dP_t$: chute de pression en écoulement monophasique

Remarques :

a) Il convient d'écrire la chute de pression due au frotte

$$\int_1^2 dP_F = f \rho \frac{V^2}{2D} L_{12}$$

Par définition : $G = \rho V$

D'où :

$$\int_1^2 dP_F = f \frac{G^2 L_{12}}{2\rho D}$$

b) Le terme $(\Delta P / \Delta Z)_L$ représente une chute de pression par unité de longueur de conduite où circule seulement un liquide.

4 - Hauteurs d'Ébullition et de non ébullition :

Parmi les différents cas que nous rencontrons en écoulement de fluides, deux cas retiennent notre attention.

1° cas : l'écoulement monophasique (liquide) passe en écoulement diphasique (liquide-vapeur)

2° cas : l'écoulement diphasique passe à l'écoulement diphasique (pas de changement de phase).

Le premier cas a été étudié (voir Fig. 5-2). On chauffe le liquide jusqu'à atteindre le point de saturation f . À partir de ce point, les paramètres de l'écoulement α , x , τ , varient le long de cet écoulement.

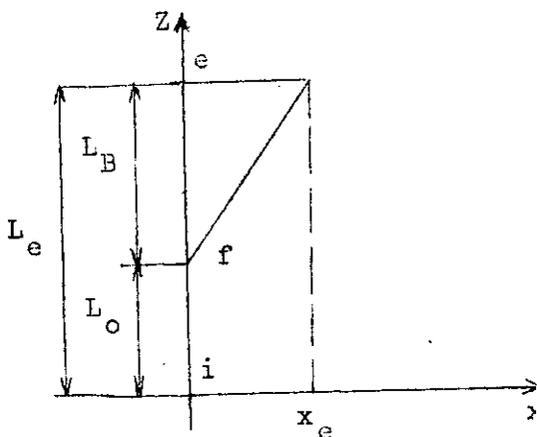


Fig. (5-12)

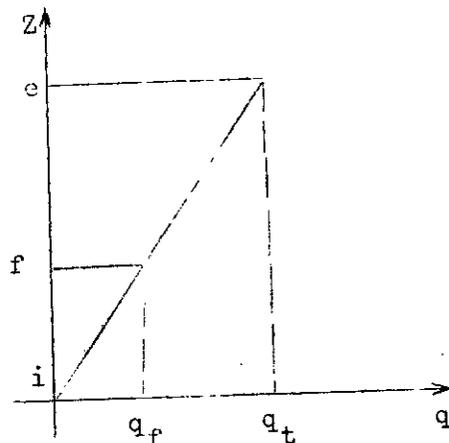


Fig. 5-13)

Variation de la qualité x avec la hauteur dans un canal uniformément surchauffé.

La hauteur L_0 correspond à la zone où de la chaleur est fournie sans qu'il y ait ébullition.

L'apport de chaleur est supposé linéaire (Fig.5-13)

On pourrait écrire :

$$\frac{q_f}{q_t} = \frac{W_t \Delta h_{if}}{W_t \Delta h_{ie}} = \frac{\Delta h_{if}}{\Delta h_{ie}}$$

q_t : chaleur totale fournie au liquide.

q_f : chaleur sensible nécessaire pour élever la température du liquide à la température de saturation.

W_t : débit massique du liquide.

$$\frac{q_f}{q_t} = \frac{\Delta h_{if}}{\Delta h_{ie}} = \frac{h_f - h_i}{h_f + x_e h_{fg} - h_i} \quad (5-45)$$

h_{fg} : chaleur nécessaire pour vaporiser le liquide

x_e : qualité de vapeur à la hauteur L_e

h_i : enthalpie à l'entrée du canal

h_f : enthalpie de saturation.

Dans le cas d'un apport de chaleur linéaire

$$\boxed{\frac{q_f}{q_t} = \frac{L_0}{L_e}} \quad (5-46)$$

Remarque -

Si on considère qu'il n'y a pas d'échange de travail ($dW = 0$) et que l'énergie cinétique et l'énergie potentielle sont négligeables, alors l'équation (3-28) devient :

$$\frac{dQ}{dt} = \int_S h \rho \vec{V} \cdot d\vec{S} = h_2 W_2 - h_1 W_1$$

$$\text{Si } W_2 = W_1 \text{ alors : } \boxed{\frac{dQ}{dt} = W \Delta h} \quad (5-47)$$

On note h : enthalpie aux points 1 et 2.

5 - Détermination de \bar{R} pour de faibles valeurs de la qualité x :

x_z très faible alors $1 - x_z \approx 1$
de l'équation (3-7), on écrit :

$$W_\ell(z) = (1 - x_z) W_t$$

$$W_\ell(z) = \rho_\ell (1 - \alpha_z) A_t V_\ell(z)$$

$$W_\ell = W_t = \rho_\ell A_t V_{\ell 0}$$

D'où :

$$\boxed{\frac{V_\ell(z)}{V_{\ell 0}} = \frac{1 - x_z}{1 - \alpha_z}} \quad (5-48)$$

x_z : qualité de la vapeur à la hauteur z

$V_\ell(z)$: vitesse du liquide à la hauteur z

$V_{\ell 0}$: vitesse du liquide à la hauteur $z = L_0$

La chute de pression due au frottement peut être déterminé d'une autre manière.

Une théorie consiste à considérer que l'augmentation de la chute de pression due au frottement provient de la diminution de la section de l'écoulement liquide, donc une augmentation de la vitesse du liquide:

$$dP_{TP_F} = f_B \frac{\rho_\ell dz}{D_e} \frac{V_\ell^2(z)}{2} \quad (5-49)$$

$V_\ell(z)$: vitesse du liquide à l'altitude z

D_e : diamètre équivalent de la conduite

f_B : coefficient de frottement dans la conduite de longueur L_B

En utilisant la relation (5-18)

$$\Delta P_{TP_F} = f_B \frac{\rho \ell}{2D_e} \int_f^e v^2(z) dz = f_B \frac{\rho \ell v \ell^2}{2D_o} \int_f^e \frac{1}{(1-\alpha_z)^2} dz \quad (5-50)$$

Dans le cas d'un flux de chaleur uniforme, la qualité x est une fonction linéaire de z (Fig.5-14)

$$\frac{x_e}{x_z} = \frac{L_B}{z - L_o}$$

$$x_z = x_e \frac{z - L_o}{L_B}$$

De l'équation (5-16), on déduit :

$$x_z = \frac{z}{1 - \alpha_z} \psi \quad (5-51.a)$$

au point e :

$$x_e = \frac{\alpha_e}{1 - \alpha_e} \psi \quad (5-51.b)$$

$$z - L_o = \left(\frac{1 - \alpha_e}{\alpha_e} \right) \left(\frac{\alpha_z}{1 - \alpha_z} \right) L_B$$

D'où :

$$dz = \left(\frac{1 - \alpha_e}{\alpha_e} \right) \left(\frac{1}{1 - \alpha_z} \right)^2 L_B d\alpha_z$$

L'équation (5-50) devient :

$$\Delta P_{TP_F} = f_B \frac{L_B}{D_e} \frac{\rho \ell v \ell^2}{2D_o} \int_f^e \left(\frac{1 - \alpha_e}{\alpha_e} \right) \left(\frac{1}{1 - \alpha_z} \right)^4 d\alpha_z \quad (5-52)$$

Par identification :

$$\bar{R} = \left(\frac{1 - \alpha_e}{\alpha_e} \right) \int_0^{\alpha_e} \left(\frac{1}{1 - \alpha_z} \right)^4 d\alpha_z = \left(\frac{1 - \alpha_e}{\alpha_e} \right) \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{1 - \alpha_z} \right)^3 \right]_0^{\alpha_e}$$

$$\bar{R} = \frac{1}{3} \left[1 + \left(\frac{1}{1 - \alpha_e} \right) + \left(\frac{1}{1 - \alpha_e} \right)^2 \right] \quad (5-53)$$

6 - Calcul de la masse volumique moyenne en double phase

La chute de pression due à l'élévation entre les points f et e est :

$$\int_f^e dP_h = \int_f^e g \rho_t(z) dz$$

$$= g \bar{\rho}_B L_B$$

On note :

$\bar{\rho}_B$: masse volumique moyenne dans la conduite de longueur L_B .

$$\bar{\rho}_B = \frac{1}{L_B} \int_f^e \rho_t(z) dz \quad (5-54)$$

Pour un écoulement diphasique :

$$\rho_t = \rho_g \alpha_z + \rho_l (1 - \alpha_z) \quad (5-55.a)$$

$$\rho_t = \rho_l - \alpha_z (\rho_l - \rho_g) \quad (5-55.b)$$

Remplaçons (5-55.b) dans (5-54)

$$\bar{\rho}_B = \frac{1}{L_B} \int_f^e \left[\rho_l - \alpha_z (\rho_l - \rho_g) \right] dz$$

$$\bar{\rho}_B = \frac{1}{L_B} \int_f^e \rho_l dz - \frac{1}{L_B} \int_f^e \alpha_z (\rho_l - \rho_g) dz$$

$$\bar{\rho}_B = \rho_l - \frac{\rho_l - \rho_g}{L_B} \int_f^e \alpha_z dz \quad (5-56)$$

L'équation (5-15) donne une relation entre α_z et X_z

$$\alpha_z = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - X_z}{X_z}\right) \psi}$$

$$\alpha_z = \frac{X_z}{\psi + (1 - \psi) X_z} \quad (5-57)$$

De même l'équation (5-16) donne :

$$X_z = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - \alpha_z}{\alpha_z}\right) \frac{1}{\psi}} = \frac{\psi \alpha_z}{1 - (1 - \psi) \alpha_z} \quad (5-58)$$

Utilisons la figure (5-13) pour trouver une relation entre X et z dans le cas d'une distribution linéaire de chaleur

Entre les points f et e , on trouve après différentiation

$$dz = \frac{L_B}{X_e} dX_z \quad (5-59)$$

Remplaçons (5-59) et (5-57) dans (5-56)

$$\bar{\rho}_B = \rho_\ell - \frac{(\rho_\ell - \rho_g)}{L_B} \cdot \frac{L_B}{X_e} \int_0^{X_e} \frac{X_z}{\psi + (1 - \psi) X_z} dX_z$$

L'intégration donne :

$$\bar{\rho}_B = \rho_\ell - \frac{\rho_\ell - \rho_g}{X_e} \left\{ \frac{X_z}{1 - \psi} - \frac{\psi}{(1 - \psi)^2} \ln \left[\psi + (1 - \psi) X_z \right] \right\}_0^{X_e}$$

$$\bar{\rho}_B = \rho_\ell - \frac{\rho_\ell - \rho_g}{X_e} \left\{ \frac{X_e}{1 - \psi} - \frac{\psi}{(1 - \psi)^2} \ln \left[\psi + (1 - \psi) X_e \right] \right\} \quad (5-60)$$

De l'équation (5-58), on déduit :

$$X_e = \frac{\psi \alpha_e}{1 - (1-\psi)\alpha_e}$$

En remplaçant dans (5-60), on trouve finalement :

$$\bar{\rho}_B = \rho_\ell - \frac{\rho_\ell - \rho_g}{1 - \psi} \left\{ 1 - \left[\frac{1}{\alpha_e(1-\psi)} - 1 \right] \ln \frac{1}{1 - \alpha_e(1-\psi)} \right\} \quad (5-61)$$

7. Élévation de pression due à une expansion brusque :

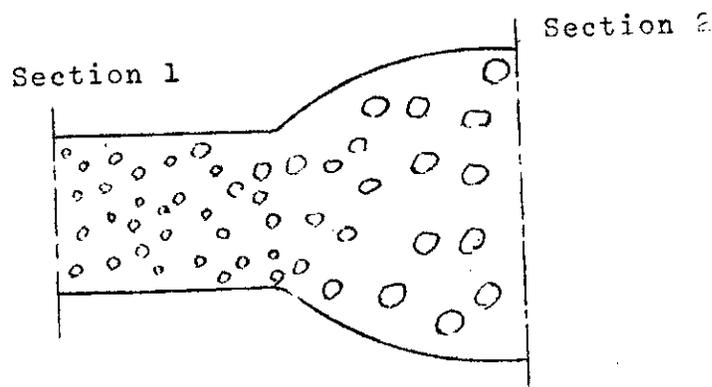


Fig.5-14

On suppose que la pression P_1 s'exerce immédiatement après l'orifice, sur la section A_2 . Utilisant l'équation (3-10), entre les points 1 et 2, on obtient :

$$- \int_1^2 dP = \int_1^2 dP_h + \int_1^2 dP_{acc.} + \int_1^2 dP_F$$

Les termes de pression dûs respectivement à l'altitude et au frottement sont négligeables. Il reste donc :

$$-\int_1^2 dP = \int_1^2 dP_{\text{acc.}}$$

Le terme de pression dû à l'accélération (voir 5-31) peut s'écrire sous la forme :

$$-\int_1^2 dP = \int_1^2 dP_{\text{acc.}} = \frac{1}{A_2} \int_1^2 d(W_g V_g + W_\ell V_\ell)$$

$$P_1 - P_2 = \frac{1}{A_2} (W_g V_g + W_\ell V_\ell)_2 - \frac{1}{A_2} (W_g V_g + W_\ell V_\ell)_1$$

$$P_1 + \frac{1}{A_2} (W_g V_g + W_\ell V_\ell)_1 = P_2 + \frac{1}{A_2} (W_g V_g + W_\ell V_\ell)_2$$

En utilisant les équations (5-12) et (5-13),

on obtient :

$$P_2 - P_1 = W_t^2 \left\{ \frac{(1-x)^2}{\rho_\ell} \left[\frac{1}{(1-\alpha_1) A_1 A_2} - \frac{1}{(1-\alpha_2) A_2^2} \right] + \frac{x^2}{\rho_g} \left(\frac{1}{A_1 A_2} - \frac{1}{A_2^2} \right) \right\}$$

(5-62)

Petrick a déterminé expérimentalement une relation entre α_2 et α_1 pour l'air et l'eau dans une conduite verticale la pression atmosphérique.

$$\alpha_2 = \frac{1}{(P_2/P_1) \left[(1-\alpha_1)/\alpha_1 \right] (A_2/A_1)^{0,2} + 1} \quad (5-63)$$

Pour un rapport de section $A_2/A_1 \geq 2$ et pour un grand taux de vide $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, alors l'équation (5-62) peut s'écrire sous la forme :

$$P_2 - P_1 = W_t^2 \left(\frac{1}{A_1 A_2} - \frac{1}{A_2^2} \right) \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_g \alpha} \right] \quad (5-64)$$

Cette équation est applicable pour un écoulement monophasique si α et x convergent vers 0.

8. Chute de pression due à une contraction brusque :

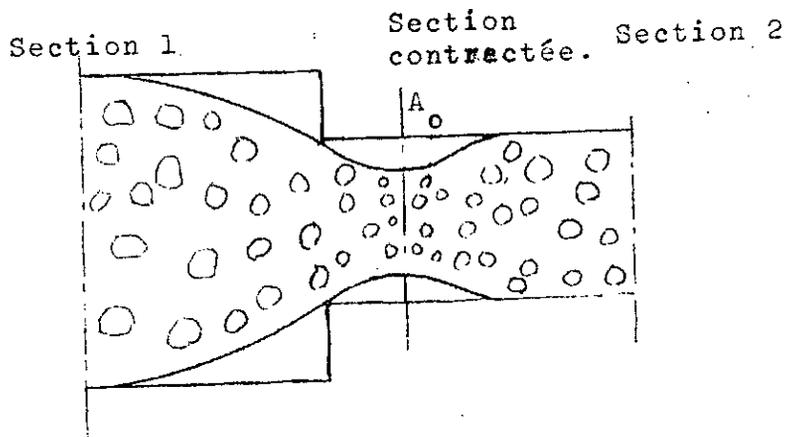


Fig.5-15)

Le fluide passe de la section (1) à la section (2) par une section de contraction A_0 . La chute de pression de la section A_1 à la section A_0 est faible. La chute de pression due à la contraction provient donc de l'expansion de la section contractée A_0 à la section A_2 .

L'équation (3-20) écrite entre les points 1 et 2 donne :

$$\int_1^2 dP = \int_1^2 dP_h + \int_1^2 dP_F + \int_1^2 dP_{acc.}$$

dans laquelle le terme dû à l'élévation est nul.

En substituant au terme de pression dû au frottement l'expression $\rho g h_L$ et au terme de pression dû à l'accélération.

$$\int_1^2 dP_{\text{acc.}} = \int_1^2 \frac{1}{A} d(W_g V_g + W_l V_l)$$

$$- \int_1^2 dP = \int_1^2 \frac{1}{A} d(W_g V_g + W_l V_l) + \rho g h_L \quad (5.65)$$

Dans un écoulement en double phase, Lottes trouve que

$$\rho g h_L = 0,1 \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right] \left(\frac{W_1^2}{\rho A_2^2} \right) \quad (5-66)$$

Du moment que la vapeur peut s'accélérer plus rapidement que le liquide, nous aurons une diminution de α à la section A_0 .

A la section A_2 Lottes assimile :

(1) $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$

(2) $\alpha \rho_g$ peut être ignoré

(3) la perte de pression est due à la phase liquide seulement.

Substituant l'équation (5-12), (5-13) (5-55) dans (5-65), on peut trouver :

$$P_2 - P_1 = \frac{0,6 W_t}{\rho_l} \left(\frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_2^2} \right) \frac{(1 - \alpha^2)}{(1 - \alpha^2)}$$

BIBLIOGRAPHIE

- BRENKERT, K. Elemeraty theoritical fluid mecanics
John Wiley and sons, Inc., 1960
P.P. 77-0226
- COMOLET, R. Mecanique experimentale des fluides
 (tonne 2).
Masson et Cie, édition 1970
- EL-WAKIL, MM Buclear heat transport
 International text book compagny
 P.P. 325 + 355
- GUILLON, M. Etude et determination des systemes hydrauliques
 Dunod PARIS 1971
 P.P 32 +37
 P.P 420 + 435
- LENCASTRE, A. Manuel d'hydraulique generale
 Byrolles.
- MARCHATERRE, J.F and M.Petrick The prédiction of steam volume
 fractions in boiling systems.
 Nuclear Sci. eng. Vol. 7, n° 6
 P. 525
- MARTINELLI, R.C and D.B.Nelson Prediction of pressure drop during
 Forced circulation boiling of water
 Trans. ASME.Vol 70 (1948)
 P.695
- PETRICK, Mo Thermal - hydraulic Design procedures for boiling Water
 reactor.
 ANL - 6663 , 1963
 Section IV.

SALEM, H. Influence of quality and pressure on the void fraction
in two - phase flow in vertical channels.

P.H.D Thesis, I.B.J, POLAND , June 1976

SEMERIA, R. Revue generale de thermique

Mars 1973, Vol.I2, n° 035

P.213

THOM, J.R.S Prediction of pressure drop during forced circulation

Boiling of water

Int. J.Heat mass transfer. 7.

Program Press 1964

P.P 709 + 724

THOMPSON T.J and Beckeley, J.G The technology of nuclear
reactor safety

vol. 2 chapitre I5, fluid flow

P. 275.

U.S Atomic Energy Comm. Nuclear Technol. Ser. Rept

" EBWR " The experimental Boiling water reactor

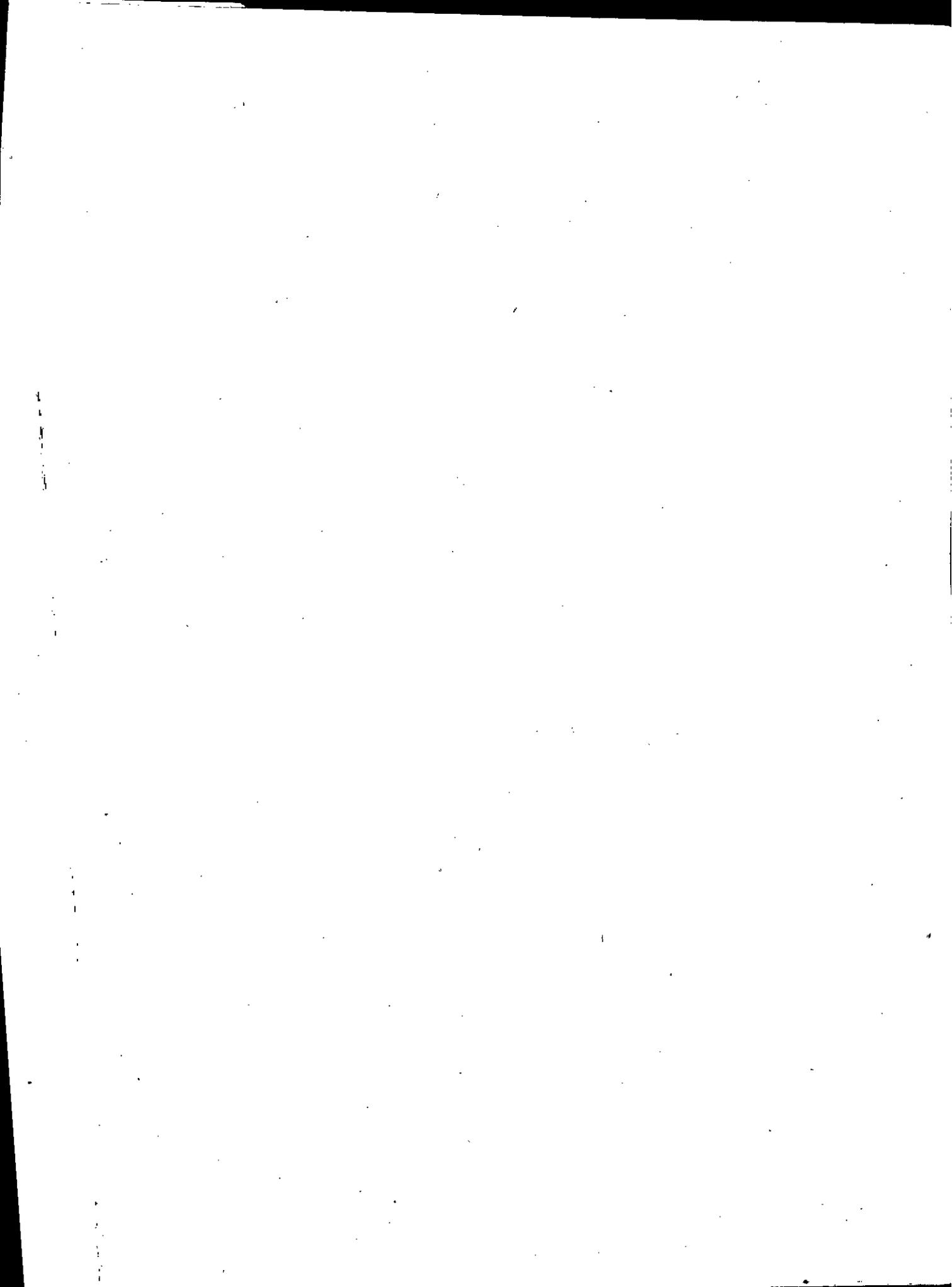
Anl - 5607, May 1957

VON GLAHN, O.H. An Empirical relation for prediction void

fraction with two phase steam water flow

Nalt. Aero and space admin. Tech. Note

D - II89 - Janvier 1962.



UNIVERSITÉ D'ALGER



ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département Génie Mécanique



جامعة الوطنيه للعلوم الهندسية
 — المكتبة —
 PROJET DE FIN D'ETUDES
 — — — DIPLOME D'INGENIEUR
 ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
 BIBLIOTHÈQUE

SIMULATION THERMIQUE D'UN REACTEUR

A

EAU BOUILLANTE



2^{ème} PARTIE ——— CALCULS

Proposé par:

Mr: A. ZAOU

Suivi par:

Mr: H. SALEM

Examineurs:

Mrs: M. BOUHADF

A. ZAOU

M. KACIMI

H. SALEM

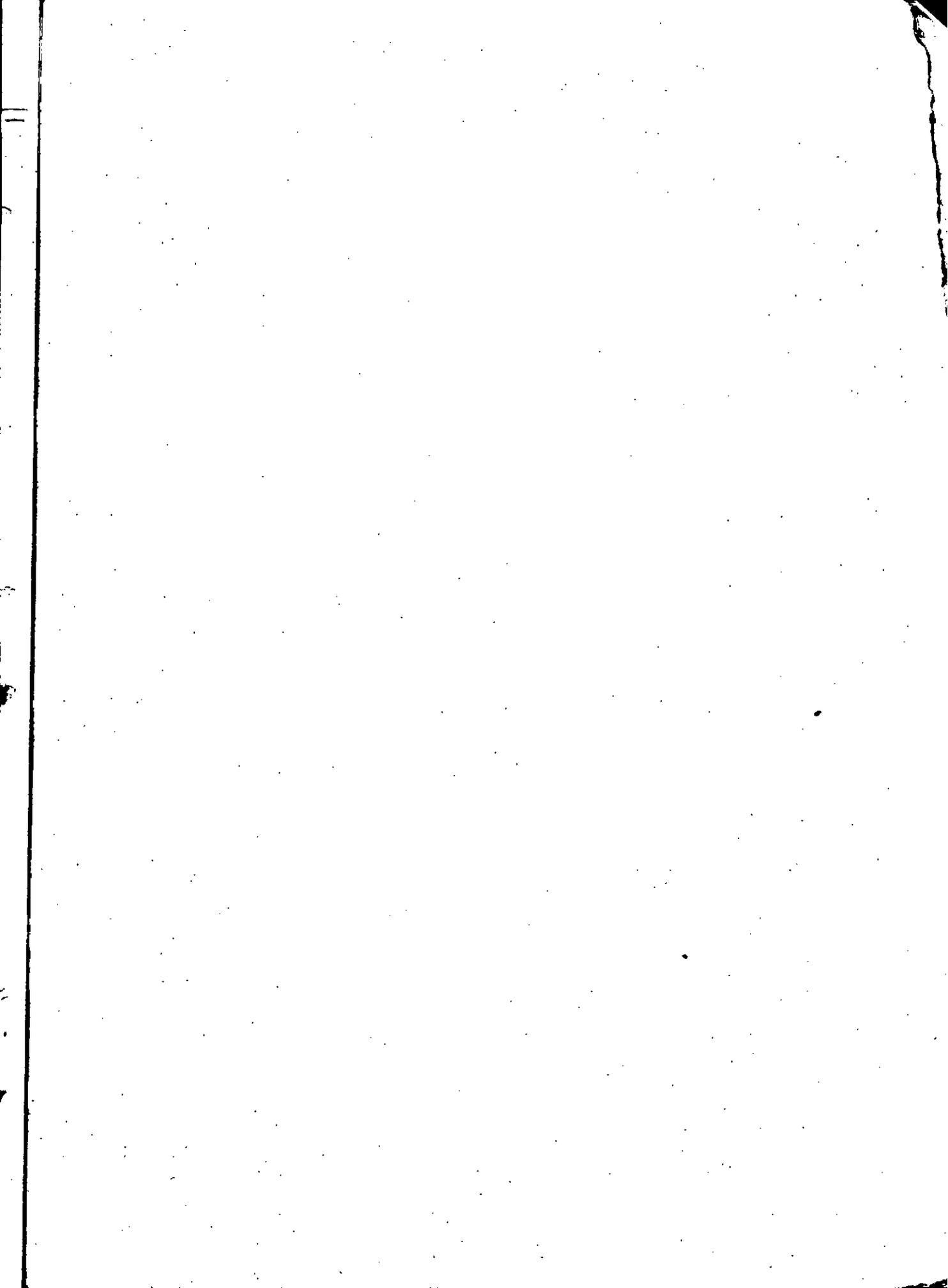
A. CHABANE - SARI

M. BOUKABACHE

Etudé par:

Mrs: BENMANSOUR SAÏD
BOUZZOUNI AMAR

PROMOTION : JUN 1978



UNIVERSITE D'ALGER



ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département Génie Mécanique



PROJET DE FIN D'ETUDES

DIPLOME D'INGENIEUR



SIMULATION THERMIQUE D'UN REACTEUR

A

EAU BOUILLANTE



2eme PARTIE ——— CALCULS



Proposé par:

Mr: A. ZAOU

Suivi par:

Mr: H. SALEM

Examineurs:

Mrs: M. BOUHADEF

A. ZAOU

M. KACIMI

H. SALEM

A. CHABANE - SARI

M. BOUKABACHE

Etudé par:

Mrs: BENMANSOUR SAÏD
BOUZZOUNI AMAR

PROMOTION : JUIN 1978



بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

وَقُلْ رَبِّ زِدْنِي عِلْمًا

سُورَةُ الْأَنْعَامِ آيَةٌ 111

et dis : " Dieu ! accrois - moi en science ! " .

T A B L E D E S M A T I E R E S

-----oOo-----

<u>Introduction</u>	I-1
I-1 Sources d'énergie	I-1
I-2 Utilisation et classification du réacteur nucléaire.....	I-2
<u>Chapitre 1</u> Rappels brefs de physique nucléaire	
1-1 Structure atomique	1-1
1-1-1 L'atome	1-1
1-1-2 Energie de liaison et stabilité	1-2
1-2 Vitesses relatives.....	1-4
1-3 Niveau d'énergie dans un atome	1-5
1-4 Interaction des neutrons	1-8
1-4-1 Définition de la section efficace	1-8
1-4-2 Variation de la section efficace avec l'énergie du neutron.....	1-9
<u>Chapitre 2</u> Neutronique	
2-1 Diffusion et ralentissement des neutrons.....	2-1
2-1-1 Equilibre de neutrons.....	2-1
2-1-2 Equilibre de diffusion.....	2-2
2-1-3 Conditions aux limites de l'équation de diffusion.....	2-5
2-1-4 Longueur de diffusion.....	2-7
2-1-5 Ralentissement de neutrons.....	2-9
2-1-5-1 Diffusion élastique	2-9
2-1-5-2 Diffusion inélastique.....	2-10
2-1-5-3 Ralentissement	2-11
2-1-6 Equation d'age de Fermi	2-12
2-1-7 Facteur de multiplication	2-13
2-2 Equation critique d'un seul groupe.....	2-17
2-3 Equation critique de deux groupes	2-18
2-3-1 Dimensions critiques	2-20
2-3-2 Probabilités de non fuite	2-22
2-3-3 Facteur de multiplication effectif.....	2-22

2-4 Principe des réacteurs	2-24
2-4-1 Réacteurs thermiques	2-24
2-4-2 Réacteurs hétérogènes.....	2-24
2-4-3 Réacteurs rapides.....	2-25
2-4-4 Vie d'un neutron dans un réacteur nucléaire.....	2-26
2-5 Systèmes des réacteurs homogènes et hétérogènes.....	2-27
<u>Chapitre 3</u> Ecoulement monophasique	
Introduction.....	3-1
A- Equations de continuité.....	3-1
1- Dérivation de l'équation de continuité.....	3-2
B- Equations de quantité de Mouvement.....	3-5
1- Dérivation de l'équation de quantité de mouvement.....	3-5
2- Quantité de mouvement dans une direction donnée.....	3-8
3- Frottement	
3-1 Ecoulement dans une conduite.....	3-11
3-2 Tableaux des valeurs de K.....	3-14
3-2-1 Elargissements brusques.....	3-14
3-2-2 " " graduels.....	3-14
3-2-3 Retrecissements brusques.....	3-16
3-2-4 Vannes partiellement ouvertes.....	3-17
C- G. Equations de conservation d'énergie.....	3-19
1- Iere loi de thermodynamique.....	3-19
2- Dérivation de l'équation générale de l'énergie.....	3-19
3- Comparaison de l'équation de l'énergie et de l'équation d' Euler.....	3-23
<u>Chapitre 4</u> Transfert de chaleur Ecoulement fluide de réfrigérants non métalliques.	
4-1 Introduction.....	4-1
4-2 Equation de la conduction.....	4-2
4-2-1 Conduction par une couche solide infiniment mince.....	4-2
4-2-2 Equation générale de la conduction.....	4-4
4-3 Transfert de chaleur à l'extérieur des éléments combustibles solides et cylindriques.	4-7

4-3-1 Effet de la gaine et du réfrigérant.....	4-10
4-4 Généralités sur les coefficients de transfert de chaleur.....	4-12
4-5 Coefficient de transfert de chaleur pour des réfrigérants non métalliques dans les conduites circulaires.....	4-13
4-5-1 Equation de Dittus-Boelter.....	4-13
4-5-2 Analogie de Colburn.....	4-14
4-6 Coefficient de transfert de chaleur dans d'autres géométries.....	4-16
4-6-1 Ecoulement à travers un anneau.....	4-16
4-6-2 Ecoulement entre 2 plaques parallèles...	4-17
4-6-3 Ecoulement dans des ensembles d'éléments combustibles.....	4-17
<u>Chapitre 5</u> Ecoulement diphasique	
Introduction	5-1
A- Types d'écoulement	5-2
1- Ecoulement adiabatique dans un canal vertical.....	5-2
2- Ecoulement non adiabatique	5-3
B- Paramètres de l'écoulement diphasique.....	5-5
1- Débit massique.....	5-5
2- Débit massique/unité de surface.....	5-5
3- Qualité	
3-1 Système immobile(en vase clos).....	5-5
3-2 Système en mouvement.....	5-6
4- Taux de vide	
4-1 Système immobile (en vase clos).....	5-6
4-2 Système en mouvement	5-6
5- Glissement	5-7
6- Titre thermodynamique	5-7
7- Relation entre α et X	
7-1 Système en vase clos.....	5-7
7-2 Système en mouvement.....	5-8
C- Pertes de pression dans un écoulement diphasique.....	5-12
1- Dérivation de l'équation de quantité de mouvement.....	5-13

STREB-1

2- Calcul de la chute de pression totale.....	5-17
2-1 Terme de pression dû à l'accélération...	5-17
2-2 " " " " à l'élévation.....	5-20
2-3 " " " " au frottement.....	5-20
2-3-1 Système adiabatique.....	5-21
2-3-2 Système non adiabatique.....	5-21
3- Chute de pression en écoulement monophasique	5-24
4- Hauteurs d'ébullition et de non ébullition...	5-25
5- Détermination de \bar{R} pour de faibles valeurs de X	5-27
6- Calcul de la masse volumique moyenne.....	5-29
7- Elévation de pression due à une expansion Brusque.....	5-31
8- Chute de pression due à une contraction Brusque.....	5-33
Bibliographie.....	5-35

T A B L E D E S M A T I E R E S

-----oOo-----

<u>Chapitre 1</u>	Description thermohydro-dynamique d'un coeur de réacteur à eau bouillante...	I-I
<u>Chapitre 2</u>	Analyse du système bouillant.....	2-2
A-	Analyse du système à circulation naturelle.....	2-2
I-	Analyse hydrodynamique.....	2-2
I-I	Contraction entre les points I et 2	2-2
I-2	Conduite 2-3 de section constante	2-4
I-3	Expansion entre 3 et 4	2-6
I-4	Elevation de 4 à 5 à section constante	2-8
I-5	Contraction entre 5 et 6	2-9
2-	Conduite chauffante	2-10
2-I	Portion 6-7	2-II
2-2	Zone d'ébullition	2-14
3-	Expansion pour un écoulement ascendant.....	2-16
3-I	Expansion entre 8 et 9	2-16
3-2	Elevation de 9 à 10 à section constante....	2-17
3-3	Expansion entre 10 et 11	2-20
4-	Determination de la vitesse au point de saturation 7	2-21
B-	Analyse du système à circulation forcée	2-23
C-	Analyse thermodynamique.....	2-23
<u>Chapitre 3</u>	Calculs thermohydraulique du cycle du BWR.....	3-I
3-I	Données	3-I
3-2	Procédé de calcul	3-3
3-3	Exemple	3-3
3-4	Interprétation des résultats	3-32
3-5	Remarque	3-37

ConclusionAnnexe

6

- Fig. A-1 et Fig. A-2
- Tables thermodynamiques
- Organigramme de la méthode de calcul
- Programme

Bibliographie

CHAPITRE 1Description thermohydro-dynamique d'un coeur de réacteur à eau bouillante.

Le fonctionnement d'un réacteur à eau bouillante se fait comme suit : l'eau entre par la partie inférieure du coeur. Elle reçoit une chaleur sensible jusqu'à saturation dans la hauteur de non-ébullition de chaque canal, puis une chaleur latente de vaporisation dans la hauteur d'ébullition. Elle quitte cette dernière avec une humidité élevée, ou une qualité faible, en un mélange diphasique de liquide et de vapeur. La vapeur est séparée du liquide pour fournir du travail dans une turbine, puis condensée et repompée dans le réacteur de nouveau (après avoir subi un préchauffage).

L'eau saturée, séparée du mélange au-dessus du coeur, ou dans un séparateur de vapeur, est réintroduite dans le coeur par tuyaux de descente à l'intérieur ou à l'extérieur de la cuve. Elle est mélangée avec l'eau d'alimentation plus froide, formant ainsi le liquide froid qui rentre de nouveau dans le coeur.

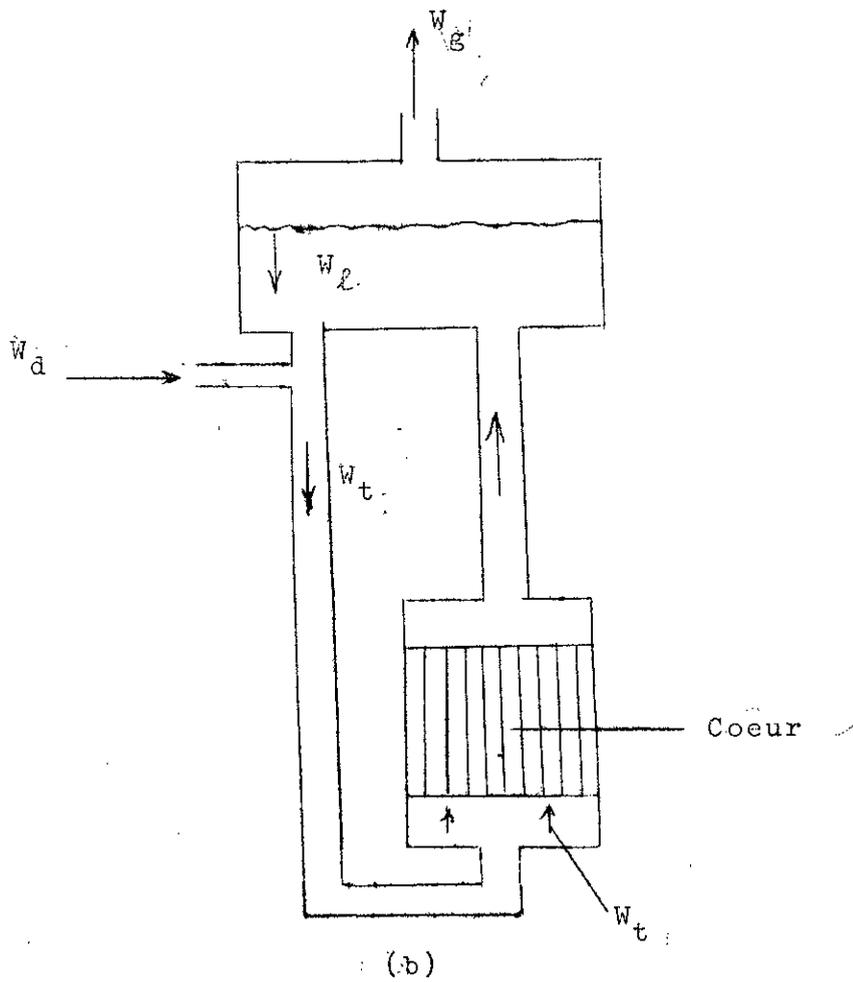
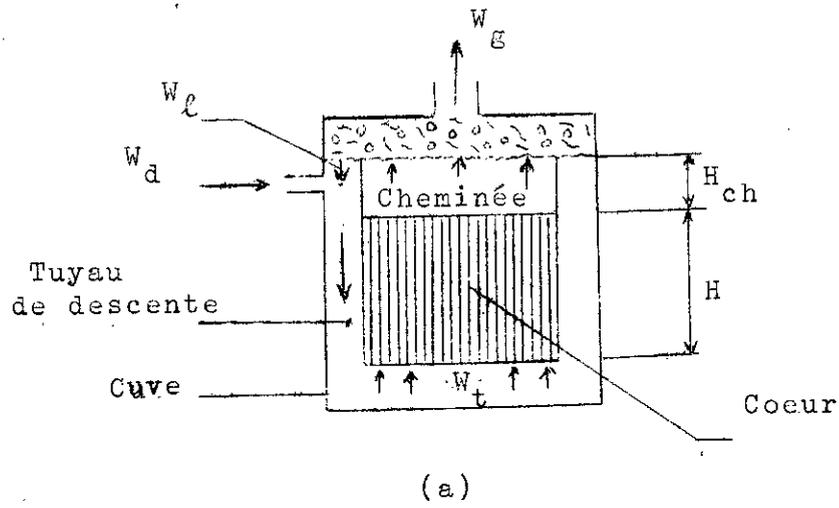


Fig. 1 - 1

On pourrait avoir un écoulement naturel dû à la différence de densité entre l'entrée du coeur et celle du coeur et à l'action de la gravitation. Dans le cas d'un écoulement forcé, on placera une ou plusieurs pompes à la partie inférieure des tuyauteries de retour.

On peut avoir deux circulations différentes suivant la manière dont on alimente le coeur : une interne et l'autre externe

On a une circulation interne lorsqu'on alimente le coeur par la partie supérieure du coeur (Fig.1-1.a).

La circulation sera externe lorsque l'eau pénètre par la partie inférieure du coeur.

Donc nous avons le choix de combiner les écoulements interne, externe, naturel et forcée.

Un écoulement naturel est généralement de type circulation interne à cause des faibles pertes de pression dans le système. Un écoulement forcé est une circulation de type externe.

La combinaison des circulations interne-externe avec un écoulement forcé utilisant des pompes d'injection dans la cuve, est celle qui est utilisée dans le cas des larges réacteurs à eau bouillante (B.W.R General Electric).

Comme le montre la figure.1.1 pour une circulation interne et externe d'un réacteur à eau bouillante, une eau légèrement froide entre dans le coeur à sa partie inférieure avec un débit W_t .

Cette eau circule à travers le coeur et la cheminée, s'il y en a.

La cheminée est une portion non chauffée au-dessus du coeur qui aide à accroître la pression motrice dans la circulation naturelle.

La vapeur se sépare et est véhiculée vers une turbine avec un débit W_g .

L'eau saturée revient à la partie inférieure du noyau avec un débit W_e . Là, elle est mélangée avec l'eau recondensée de débit W_d relativement plus froide de la turbine, pour former un mélange entrant dans le coeur avec un débit W_t .

La chaleur totale produite, Q_t , peut être obtenue en faisant le bilan du système constitué du coeur ou du réacteur tout entier (on néglige les pertes par frottement).

Le coeur est généralement composé de plusieurs canaux. Ces derniers pris séparément, ne génèrent pas la même quantité de chaleur, ont les débits différents, différentes chutes de pression et différentes pressions motrices (notons que la chute de pression doit cependant être la même que pour les autres). Dans cette étude, on évaluera la pression motrice dans un seul canal.

L'eau à l'entrée du réacteur est soit saturée ou légèrement refroidie selon que l'on ajoute l'eau d'alimentation près de la partie inférieure ou au-dessus du coeur. Dans n'importe lequel des cas, la densité à l'entrée est plus grande que la densité moyenne dans le coeur et la cheminée (s'il y en a) ou des vides apparaissent. Du fait de cette différence de densité, une pression motrice s'établit. Elle est donnée dans le cas général, par la somme de la pression hydrostatique à l'entrée diminuée de la pression hydrostatique dans le canal augmentée de l'élévation de pression due au pompage s'il y en lieu.

Dans le cas d'une circulation naturelle et dans le cas d'une circulation forcée, (durant une perte de puissance de la pompe), l'élévation de pression due au pompage est nulle.

Dans le cas d'une circulation forcée, la chute de pression due au pompage doit être plus importante que pour la circulation naturelle (qui peut être ignorée). Dans le cas d'un coeur de réacteur sans cheminée, la hauteur de cheminée est nulle.

La pression motrice doit être égale à la chute de pression totale du système pour un débit donné.

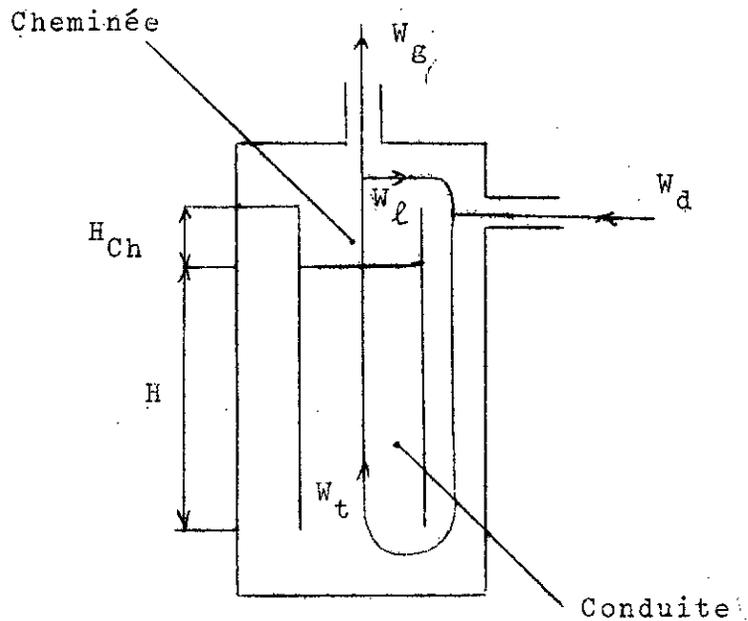


Fig. 1 - 2

La cheminée est occupée par un mélange diphasique. Là, la densité ρ_{ch} , dépend donc du taux de vide. Puisque on n'a pas d'addition de chaleur dans la cheminée, la qualité sera égale à la qualité à la sortie du canal. Si le coefficient de glissement reste constant (il change à l'entrée de la cheminée puis revient à la valeur initiale), alors le taux de vide dans la cheminée sera égal au taux de vide à la sortie du canal.

Parce que la distribution du flux de neutrons dans la direction radiale n'est jamais uniforme, la chaleur produite par le combustible diffère d'un canal à un autre. La vapeur produite à la sortie varie d'un canal à un autre.

Dans un réacteur à circulation naturelle (ou circulation forcée dans le cas d'une panne de courant), la pression motrice est donc différente d'un canal à un autre : elle est plus grande au centre (dûe à un grand flux de neutrons) et plus petite à la périphérie du coeur. Un calcul complet de la configuration de l'écoulement dans un coeur à plusieurs canaux demande une longue itération qui ne peut être faite qu'à l'ordinateur.

Le coeur est divisé en un nombre de régions, chacune renfermant un nombre de canaux de combustible ayant approximativement le même flux de neutrons.

Par exemple la figure (Fig.1.3) montre un coeur contenant 72 canaux de combustibles (ou assemblages); Le coeur peut être divisé en 4 régions : A, B, C et D. Notons que ces régions ne contiendront pas nécessairement le même nombre de canaux.

Ces régions contiennent le nombre suivant de canaux :

<u>Région</u>	<u>Nombre de canaux</u>
A	16
B	20
C	24
D	12

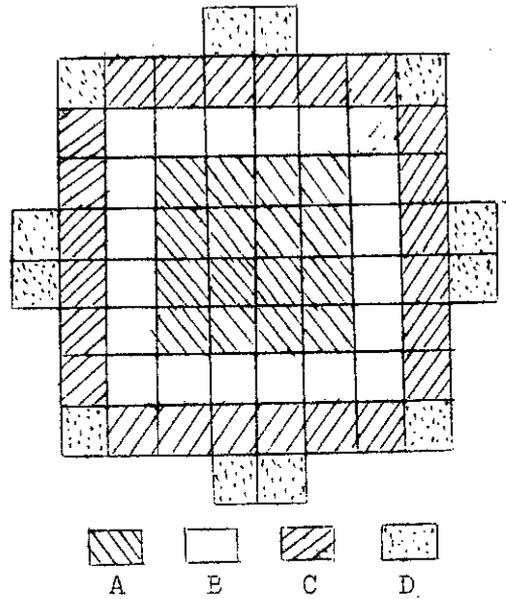


Fig. 1 - 3

Pour plus de précision, le coeur peut être divisé en 11 régions comme le montre la figure 14 ci-dessous :

				11	11				
	10	9	8	6	6	8	9	10	
	9	7	5	4	4	5	7	9	
	8	5	3	2	2	3	5	8	
11	6	4	2	1	1	2	4	6	11
11	6	4	2	1	1	2	4	6	11
	8	5	3	2	2	3	5	8	
	9	7	5	4	4	5	7	9	
	10	9	8	6	6	8	9	10	
				11	11				

Fig. 1 - 4

Chacune de ces régions contient les canaux qui sont symétriques par rapport à l'axe du coeur. De la sorte, on pourrait obtenir facilement une solution à l'aide d'un ordinateur. L'analyse de chacune de ces régions sera faite comme pour la cheminée par le débit massique, la qualité et le taux de vide et leurs distributions.

La puissance électrique de sortie, le rendement thermique donc la puissance thermique du coeur, la pression de service du coeur, l'enthalpie de l'eau d'alimentation ou température, le type de combustible et sa distribution, la forme du coeur, la circulation naturelle sont les facteurs qu'il faudrait étudier. Le taux de vide maximum admissible dans le coeur est choisi aussi par des considérations nucléaires (ses effets sur la modération, etc...).

Les étapes sont les suivantes :

1. la chaleur produite dans chacune des régions sélectionnées est obtenue de la puissance thermique totale du coeur et par la connaissance de la distribution du flux de neutrons à travers le coeur.

2. On prendra premièrement une valeur de qualité moyenne \bar{x} à la sortie du coeur. A partir de celle-ci, on détermine le débit de circulation d'eau dans le coeur, d'où le débit total à l'entrée. Si la pression du système (et donc h_ℓ et h_g) et l'enthalpie de l'eau d'alimentation h_d sont connues, les propriétés de l'eau entrant dans le coeur telles que l'enthalpie h_t , la température t_t , etc... peuvent être déterminées. (Inversement, si h_t est donné, on peut déterminer les autres quantités).

3. On commence par la région où est produite plus de chaleur, par exemple A (Fig.1.3), qu'on appelle la région chaude. Le taux de vide α_{eA} à la sortie du coeur est constamment égal au maximum admissible dans le coeur. On sélectionne une valeur de coefficient de glissement (à partir d'expériences ou de corrélations théoriques). La qualité à la sortie de la région chaude, \bar{x}_{eA} , pourrait

alors être calculée. Celle-ci serait naturellement plus grande que la valeur supposée de la qualité moyenne à la sortie du noyau \bar{x}_e (la différence entre les deux dépend du degré de variation du flux dans la direction radiale. Sinon, on choisit une valeur plus faible et l'on refait les étapes 2 et 3.

4 - Le débit total dans la région chaude est maintenant connu. De h_{t1} la chaleur produite dans cette région et la distribution du flux axial, les longueurs de non-ébullition et d'ébullition dans cette région sont également calculées. (Celles-là ne seront pas les mêmes dans toutes les régions). De même, on pourra calculer les chutes de pression dans cette région.

5 - On choisit une vitesse à l'entrée du coeur. Ce choix sera fait selon deux critères; Le premier est qu'il ne faudrait pas que de la vapeur vienne à l'entrée du coeur; Sinon la densité de l'eau à l'entrée devient plus faible (d'où une diminution de la pression motrice). Donc, la vitesse à l'entrée du noyau sera de préférence faible.

Le second critère est que plus la vitesse à l'entrée est faible, plus grande est la section d'entrée; Donc une large et couteuse cuve. Si l'on veut avoir une circulation naturelle, sans utiliser de séparateur de vapeur, la vitesse d'entrée ne doit pas dépasser 0,5 m/s. Si l'on préfère une grande vitesse, on incorporera un séparateur de vapeur dans le circuit.

6 - La vitesse d'entrée choisie, la section à l'entrée du coeur sera déterminée à partir du débit total (calculé à l'étape 2). On calculera ensuite les pertes de pression.

7 - On déterminera la pression motrice et la hauteur de cheminée.

8 - On étudiera ensuite la région moins chaude B. On se donne une qualité à la sortie pour cette région qui est naturellement plus petite que x_{eA} . Le débit et les pertes de pression (la hauteur de cheminée est déjà connue) seront calculés. De x_{eB} ,

la chaleur produite dans cette région et la distribution du flux axial, le taux de vide à la sortie α_{eB} , on déterminera les hauteurs de non-ébullition et d'ébullition, la densité moyenne et la pression motrice. Cette dernière sera comparée avec les pertes dans la région plus celles de l'entrée (établies à l'étape 6). Si les deux valeurs ne sont pas égales, on prendra une autre valeur pour x_{eB} jusqu'à avoir des résultats satisfaisants.

9 - On refera le même calcul pour les autres régions successivement.

10 - On calculera avec ces valeurs, le débit total et la qualité moyenne \bar{x}_e qu'on comparera avec les valeurs de l'étape 2. Les étapes 2 à 10 seront répétées jusqu'à avoir des valeurs égales.

CHAPITRE 2

Analyse thermo-hydraulique de la boucle.

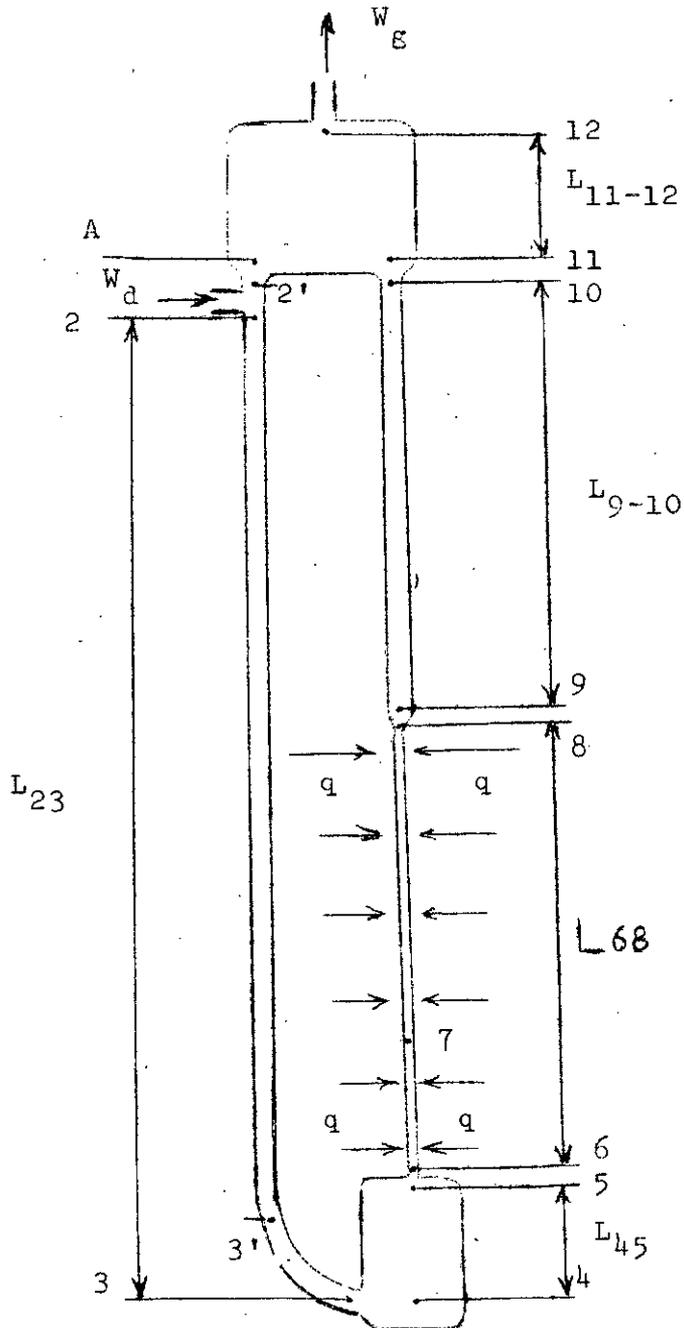


Fig.2-1

Dispositif à l'échelle 1/20

2 - ANALYSE DU SYSTEME BOUILLANT

A - Analyse du système à circulation naturelle

1 - Analyse hydrodynamique.

Entre les points 1 et 6, la densité reste constante (écoulement monophasique).

Alors :

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho_7 = \rho_l$$

$$\rho_3 = \rho_4 = \rho_5 = \rho_6$$

Du point 8 au point 11, l'écoulement est adiabatique. La masse volumique du liquide et de la vapeur; le taux de vide restent constants :

$$\rho_{l_8} = \rho_{l_9} = \rho_{l_{10}} = \rho_{l_{11}} = \rho_l$$

$$\rho_{g_8} = \rho_{g_9} = \rho_{g_{10}} = \rho_{g_{11}} = \rho_g$$

$$\rho_{t_9} = \rho_{t_{10}} = \rho_{t_{11}} = \rho_t$$

Pour les sections, on a :

$$A_2 = A_3$$

$$A_{11} = A_1$$

$$A_4 = A_5$$

$$A_6 = A_7 = A_8$$

$$A_9 = A_{10}$$

1 - 1. Contraction entre 1 et 2

Ecrivons l'équations (3-20) entre les points (1) et (2)

$$\int_1^2 dP_t + \int_1^2 dP_h + \int_1^2 dP_{acc.} + \int_1^2 dP_F = 0$$

ou encore :

$$- \int_1^2 dP_t = \int_1^2 dP_h + \int_1^2 dP_{acc.} + \int_1^2 dP_F = 0$$

Le réservoir étant très large, on peut négliger la vitesse du liquide au point (1) :

$$v_1 \cong 0$$

on a aussi

$$\frac{A_2}{A_1} \geq 6$$

D'autre part les points 1 et 2 sont très rapprochés, de telle sorte que la variation d'altitude $z_2 - z_1$ est également négligeable.

Vues les considérations ci-dessus, l'équation (3-20) intégrée donne :

$$P_1 - P_2 = \rho_1 \frac{v_2^2}{2} + \rho_1 g h_{L12}$$

où :

$$h_L = K_{12} \frac{v_2^2}{2g}$$

Ainsi :

$$P_1 - P_2 = \rho_1 (1 + K_{12}) \frac{v_2^2}{2}$$

L'équation (3 - 7)

$$\int_1^2 dW = 0$$

peut être étendue jusqu'au point (7) et l'on obtiendra la relation

$$W \Big|_2 = W \Big|_7$$

ou encore :

$$\rho VA \Big|_2 = \rho VA \Big|_7$$

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho_7$$

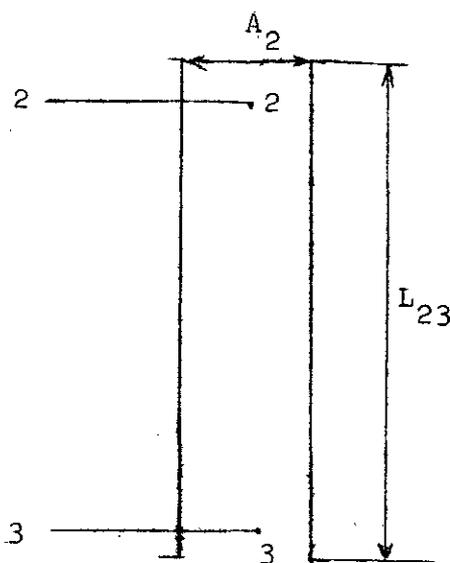
$$V_2 = V_7 \left(\frac{A_7}{A_2} \right)$$

L'expression de la chute totale de pression peut donc être mise sous la forme :

$$P_1 - P_2 = \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \rho_7 \left(\frac{1 + K_{12}}{2} \right) V_7^2$$

$P_1 - P_2 = n_{12} V_7^2$ <p>où</p> $n_{12} = \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \rho_7 \left(\frac{1 + K_{12}}{2} \right)$	(1)
---	-----

1.2 - Conduite 2 - 3



On pose :

$$z_3 - z_2 = -L_{23}$$

L'équation de continuité (3-7) appliquée entre les points 2 et 3 donne :

$$\rho_2 A_2 V_2 = \rho_3 A_3 V_3$$

or :

$$\rho_2 = \rho_3$$

Alors : $A_2 = A_3$

$$V_2 = V_3$$

L'équation (3-20) s'écrit entre les points 2 et 3 :

$$\int_2^3 dP_t + \int_2^3 dP_h + \int_2^3 dP_{acc.} + \int_2^3 dP_F = 0$$

intégration

L'équation donne :

$$(P_3 - P_2) + \rho_3 g(z_3 - z_2) + \rho_3 \frac{V_3^2 - V_2^2}{2} + \rho_3 g h_{L_{23}} = 0$$

où :

$$h_{L_{23}} = + f_{23} \frac{L_{23} V_2^2}{2 D_{23} \epsilon}$$

mais

$$V_2 = V_3$$

Alors : $P_2 - P_3 = -\rho_3 g L_{23} + \rho_3 \frac{f_{23} L_{23} V_2^2}{2 D_{23}}$

D'autre part :

$$\rho VA \Big|_2 = \rho VA \Big|_7$$

$$v_2 = \frac{\rho_7}{\rho_2} \frac{A_7}{A_2} v_7$$

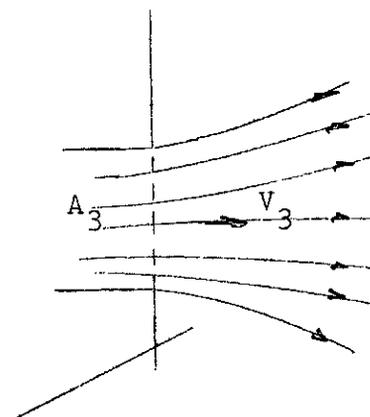
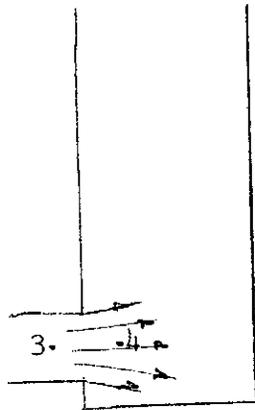
Par conséquent :

$$P_2 - P_3 = -\rho_3 g L_{23} + n_{23} v_7^2$$

où

$$n_{23} = \frac{1}{2} \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \frac{\rho_7^2}{\rho_3} f_{23} \frac{L_{23}}{D_{23}} \quad (2)$$

1.3. Expansion entre 3 et 4



liquide mort

A la sortie du tuyau ^{section} $\sqrt{A_3}$, il se forme un jet, le liquide ne suit pas immédiatement les parois du réservoir. Il y a décollement des lignes de courant et formation d'une zone de liquide mort soumis à un intense mouvement tourbillonnaire.

Entre les points 3 et 4, l'équation (3-20) s'écrit :

$$\int_3^4 dP_t + \int_3^4 dP_h + \int_3^4 dP_{acc.} + \int_3^4 dP_F = 0$$

L'intégration donne :

$$P_4 - P_3 + \rho_3 g(z_4 - z_3) + \rho_3 \frac{v_4^2 - v_3^2}{2} + \rho_3 g h_{L_{34}} = 0$$

où :

$$h_{L_{34}} = K_{34} \frac{v_3^2}{2g}$$

Or :

$$z_3 = z_4$$

$$v_3 \gg v_4$$

$$\text{Alors : } P_3 - P_4 = \rho_3 (K_{34} - 1) \frac{v_3^2}{2}$$

Comme :

$$\rho v A \Big|_3 = \rho v A \Big|_7$$

$$v_3 = \frac{A_7}{A_3} \frac{\rho_7}{\rho_3} v_7$$

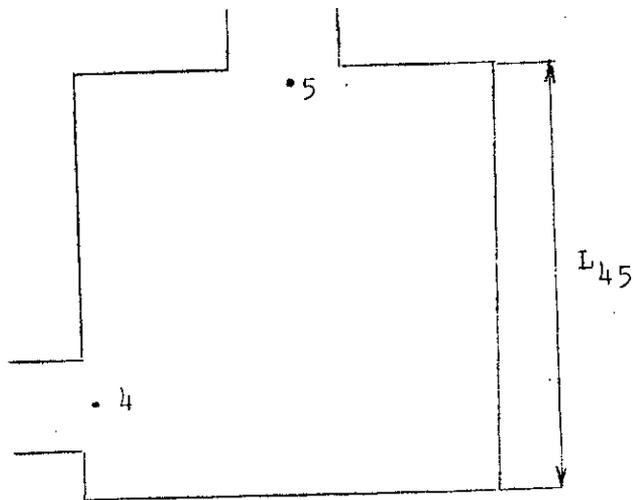
$$P_3 - P_4 = \frac{(K_{34} - 1)}{2} \left(\frac{A_7}{A_3} \right)^2 \frac{\rho_7}{\rho_3} v_7^2$$

Par conséquent :

$$P_3 - P_4 = n_{34} V_7^2$$

$$\text{où } n_{34} = \left(\frac{K_{34} - 1}{2} \right) \left(\frac{A_7}{A_3} \right)^2 \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \quad (3)$$

1 - 4. Elévation de 4 à 5 à section constante



$$z_5 - z_4 = L_{45}$$

L'équation de continuité (3-7) entre 4 et 5 donne :

$$\rho_5 V_5 A_5 = \rho_4 V_4 A_4$$

Or :

$$A_5 = A_4 \quad \text{et} \quad \rho_5 = \rho_4$$

alors :

$$V_5 = V_4$$

Comme le réservoir est très large, le terme de pression dû au frottement est nul :

$$h_{L_{45}} = f_{45} \frac{L_{45}}{D_{45}} \frac{V_4^2}{2g} \equiv 0$$

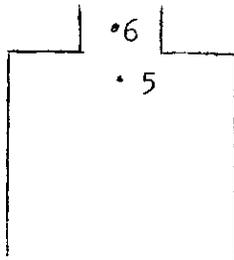
L'équation (3-20), intégrée entre les points 4.- 5 donne :

$$P_5 - P_4 + \rho_4 g(z_5 - z_4) + \rho_4 \frac{V_5^2 - V_4^2}{2} + \rho_4 g h_{L_{45}} = 0$$

$$P_5 - P_4 + \rho_4 g L_{45} + 0 + 0 = 0$$

$P_4 - P_5 = \rho_4 g L_{45}$	(4)
-------------------------------	-----

1 - 5. Contraction entre 5 et 6



Comme on a procédé entre 1 et 2, l'équation (3-20) intégrée entre 5 et 6 donne :

$$P_6 - P_5 + \rho_6 g(z_6 - z_5) + \rho_6 \frac{V_6^2 - V_5^2}{2} + \rho_6 g h_{L_{56}} = 0$$

Du fait que :

$$z_6 - z_5 \approx 0$$

$$V_6 \gg V_5$$

Alors :

$$P_5 - P_6 = \rho_6 \frac{V_6^2}{2} + \rho_6 g h_{L56}$$

où :

$$h_{L56} = K_{56} \frac{V_6^2}{2}$$

Mais :

$$\rho V A \Big|_6 = \rho V A \Big|_7$$

$$A_6 = A_7$$

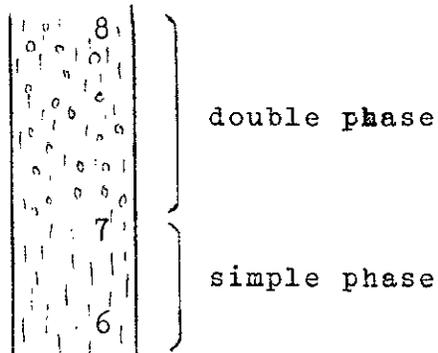
$$V_6 = \frac{\rho_7}{\rho_6} V_7$$

Ainsi :

$$P_5 - P_6 = \frac{1 + K_{56}}{2} \frac{\rho_7^2}{\rho_6} V_7^2$$

$P_5 - P_6 = n_{56} V_7^2$ $n_{65} = \frac{1 + K_{56}}{2} \frac{\rho_7^2}{\rho_6}$	(5)
--	-----

2. Conduite chauffante



2.1. Portion 6 - 7

L'équation (3.20) donne entre les points 6 et 7 :

$$\int_6^7 dP_t + \int_6^7 dP_h + \int_6^7 dP_{acc.} + \int_6^7 dP_F = 0$$

L'apport de chaleur étant linéaire, les caractéristiques du fluide sont fonction de l'élévation z :

$$T = T(z); \rho = \rho(z); V = V(z); \mu = \mu(z); f = f(z)$$

Ecrivons l'équation de continuité (3-7) dans ce cas :

$$W = \rho AV \Big|_6 = \rho AV \Big|_7$$

Or : $A_6 = A_7$

Alors : $\rho V \Big|_6 = \rho V \Big|_7 = G_t = cte$

i) Chute de pression due à l'élévation :

entre les points 6 et 7 on écrit :

$$\int_6^7 dP_h = \int_6^7 \rho(z) g dz = g \int_6^7 \rho(z) dz = g \bar{\rho} L_{67}$$

où $\bar{\rho} = \frac{1}{L_{67}} \int_6^7 \rho(z) dz = \frac{1}{2} (\rho_6 + \rho_7)$

ii) Chute de pression due à l'accélération :

On a :

$$G_t = \rho V = \text{cte}$$

en différentiant : $dG_t = \rho dV + V d\rho = 0$

$$dV = - \frac{V d\rho}{\rho} = - G_t \frac{d\rho}{\rho^2}$$

Alors :

$$dP_{\text{acc.}} = - \rho V \frac{G_t d\rho}{\rho^2}$$

$$dP_{\text{acc.}} = - G_t^2 \frac{d\rho}{\rho^2}$$

En intégrant entre les points 6 et 7 :

$$\int_6^7 dP_{\text{acc.}} = - \int_6^7 G_t^2 \frac{d\rho}{\rho^2} = G_t^2 \left(\frac{1}{\rho} \right)_6^7$$

$$\int_6^7 dP_{\text{acc.}} = G_t^2 \left(\frac{1}{\rho_7} - \frac{1}{\rho_6} \right)$$

On peut écrire :

$$G_t = \rho_7 V_7$$

D'où

$$\int_6^7 dP_{\text{acc.}} = V_7^2 \rho_7 \left(\frac{\rho_6 - \rho_7}{\rho_6} \right)$$

iii) Chute de pression due au frottement :

$$dP_F = f(z) \cdot \frac{\rho(z) v^2}{2} \frac{dz}{D_{67}} = f(z) \frac{G_t^2 v(z)}{2 D_{67}} dz$$

On a :

$$G_t = \text{cte}$$

$$D = \text{cte} = D_{67}$$

v = volume spécifique

En intégrant entre les points 6 et 7 :

$$\begin{aligned} \int_6^7 dP_F &= \int_6^7 f(z) \frac{\rho(z) v^2}{2 D_{67}} dz \\ &= \int_6^7 f(z) \frac{G_t^2 v(z)}{2 D_{67}} \end{aligned}$$

$$\int_6^7 dP_F = \frac{G_t^2}{2 D_{67}} \int_6^7 f(z) \cdot v(z) dz = \frac{G_t^2}{2 D_{67}} \bar{f} \cdot \bar{v} L_{67}$$

$$\text{Or } f = f(R_e)$$

$$\bar{f} = \bar{f}(\bar{R}_e)$$

Pour une distribution linéaire de chaleur :

$$\bar{R}_e = \frac{G_t \cdot D_{6.7}}{\bar{\mu}}$$

$$G_t = \text{cte}$$

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2} (\mu_6 + \mu_7)$$

Donc :

$$\int_6^7 dP_F = \frac{G_t^2}{2 D_{67}} \bar{f} \bar{v} L_{67} = \frac{v_7^2 \rho_7}{2 D_{67}} \bar{f} L_{67}$$

La chute totale de pression est donc :

$$P_6 - P_7 = g \bar{\rho} L_{67} + \left[\rho_7 \frac{\rho_6 - \rho_7}{\rho_6} + \frac{\rho_7 \bar{f} L_{67}}{2 D_{67}} \right] v_7^2$$

avec :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2} (\rho_6 + \rho_7)$$

$$\bar{f} = f (\bar{R}_e)$$

ou encore :

$$\begin{aligned} P_6 - P_7 &= \bar{\rho} g L_{67} + n_{67} v_7^2 \\ n_{67} &= \rho_7 \frac{(\rho_6 - \rho_7)}{\rho_6} + \frac{\rho_7 \bar{f} L_{67}}{2 D_{67}} \end{aligned} \quad (6)$$

2-2. Zone d'ébullition 7 - 8

L'équation (3-20) donne entre les points 7 et 8 :

$$- \int_7^8 dP_t = \int_7^8 dP_h + \int_7^8 dP_{acc.} + \int_7^8 dP_F$$

i) Chute de pression due à l'élévation :

$$\int_7^8 dP_h = \int_7^8 \rho_t g dz = g \int_7^8 \rho_t dz$$

$$= \bar{\rho}_8 g L_{78}$$

On note par $\bar{\rho}_8$ la masse volumique moyenne au point 8

De l'équation (5-61) on tire :

$$\bar{\rho}_8 = \rho_l - \frac{\rho_l - \rho_g}{1 - \psi} \left\{ 1 - \left[\frac{1}{\alpha_8(1-\psi)} - 1 \right] \ln \frac{1}{1 - \alpha_8(1-\psi)} \right\}$$

ii) Chute de pression due à l'accélération :

Des équations (5-42.b) et (5-42.d) on déduit :

$$\int_7^8 dP_{acc} = \frac{1}{A} \left[(W_l^V)_8 + (W_g^V)_8 - (W_l^V)_7 \right] = r G_t^2$$

où

$$r = \left[\frac{(1 - x_8)^2}{\rho_l (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} - \frac{1}{\rho_l} \right]$$

iii) Chute de pression due au frottement

De l'équation (5-45.b) on écrit :

$$\int_7^8 dP_{TP_F} = \frac{f_{78} G_t^2 L_{78}}{2 \rho_l D_{78}} \int_7^8 Rdz = \frac{f_{78} G_t^2 L_{78} \bar{R}}{2 \rho_l D_{78}}$$

avec :

$$\left. \begin{array}{l} G_t = \rho_7 V_7 \\ R_{dz} = \bar{R} \end{array} \right\} \begin{array}{l} 8 \\ 7 \end{array}$$

La chute totale de pression est donc :

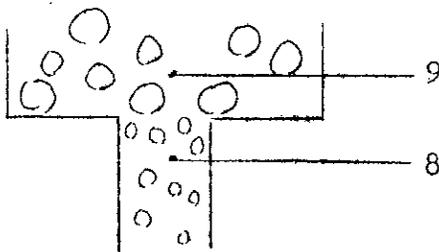
$$P_7 - P_8 = \bar{\rho}_8 g L_{78} + \frac{f_{78} L_{78} \rho_7 \bar{R} V_7^2}{2 D_{78}} + r \rho_7^2 V_7^2$$

ou encore :

$$\boxed{\begin{array}{l} P_7 - P_8 = \rho_8 g L_{78} + n_{78} V_7^2 \\ n_{78} = r \rho_7^2 + \frac{f_{78} L_{78} \rho_7 \bar{R}}{2 D_{78}} \end{array}} \quad (7)$$

3 - Expansion entre 8 et 9 pour un écoulement ascendant :

3 - 1. Portion 8 - 9



La variation d'altitude étant négligeable, ainsi que le frottement. L'équation (5-64) appliquée entre les points 8 et 9 donne :

$$P_8 - P_9 = -W_t^2 \left(\frac{1}{A_8 A_9} - \frac{1}{A_9^2} \right) \left[\frac{(1 - x_8)^2}{\rho_l (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right]$$

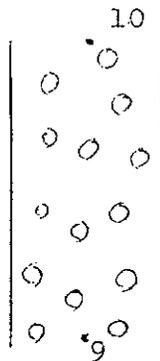
où

$$W_t = \rho_7 A_7 V_7$$

Par conséquent :

$$\begin{aligned}
 P_8 - P_9 &= n_{89} V_7^2 \\
 n_{89} &= \rho_7 A_7 \left(\frac{1}{A_9^2} - \frac{1}{A_8 A_9} \right) \left[\frac{(1 - x_8)^2}{\rho_l (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right] \quad (8)
 \end{aligned}$$

3 - 2. Elévation de 9 à 10 à section constante :



On a :

$$z_{10} - z_9 = L_9 - 10$$

L'écoulement est adiabatique, il n'y a pas d'échange de chaleur ;
 Les caractéristiques de l'écoulement : α , x , ρ restent constantes
 le long de cette portion 9 - 10

Or :

$$A_9 = A_{10} = A = \text{cte}$$

L'équation (3-41) appliquée entre les points 9 et 10 s'écrit :

$$- \int_9^{10} dP = \int_9^{10} \left[\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \right] g dz + \frac{1}{A} \int_9^{10} d(W_l V_l + W_g V_g) + \int_9^{10} dP_{TPF}$$

Calculons séparément chacun de ces termes :

i) Chute de pression due à l'élévation :

$$\int_9^{10} dP_h = \int_9^{10} \rho_t g dz = g \int_9^{10} \rho_t dz$$

$$= \rho_t g L_{9-10}$$

où :

$$\rho_t = \alpha_g \rho_g + (1 - \alpha_g) \rho_l$$

ii) Chute de pression due à l'accélération :

$$\int_9^{10} dP_{acc} = \frac{1}{A} \int_9^{10} d(W_l V_l + W_g V_g) = \frac{1}{A} \left[W_l V_l + W_g V_g \right]_9^{10}$$

L'équation de continuité (3-7) donne pour le liquide :

$$\rho_l V_l A_l \Big|_{10} = \rho_l V_l A_l \Big|_9$$

ou encore :

$$W_l \Big|_{10} = W_l \Big|_9$$

Or :

$$A_{\ell}|_{10} = A_{\ell}|_9$$

$$\rho_{\ell}|_{10} = \rho_{\ell}|_9 = \rho_{\ell}$$

Alors :

$$v_{\ell}|_9 = v_{\ell}|_{10}$$

On trouvera de même :

$$W_g|_9 = W_g|_{10}$$

$$v_g|_9 = v_g|_{10}$$

Par conséquent :

$$\int_9^{10} dP_{acc.} = 0$$

iii) Chute de pression due au frottement

L'équation (5-39.a) appliquée entre les points 9 et 10 pour un écoulement adiabatique s'écrit :

$$\int_9^{10} dP_{TPF} = \frac{R f_{9-10} G^2 L_{9-10}}{2 \rho_{\ell} D_{9-10}}$$

où

$$\rho_{\ell} = \rho_{\ell}|_9 = \rho_{\ell}|_{10}$$

$$G_9 = \frac{W_t}{A_9} = \rho_7 v_7 \frac{A_7}{A_9}$$

La chute totale de pression est donc :

$$P_9 - P_{10} = \rho_{tg} L_{9-10} + 0 + \frac{R f_{9-10} \rho_7 L_{9-10}}{2 D_{9-10}} \left(\frac{A_7}{A_9}\right)^2 v_7^2$$

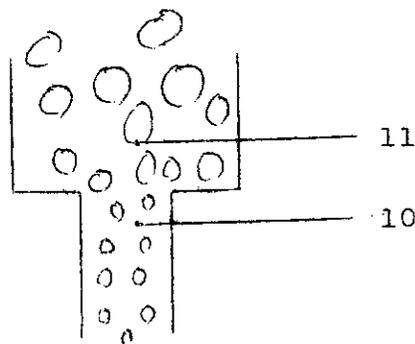
où

$$\rho_t = \alpha_9 \rho_g + (1 - \alpha_9) \rho_l$$

$$P_9 - P_{10} = \rho_t g L_{9-10} + n_{9-10} v_7^2 \quad (9)$$

$$n_{9-10} = \rho_7 \frac{R f_{9-10} A_7^2 L_{9-10}}{2 A_9^2 \cdot D_{9-10}}$$

3 - 3. Expansion entre 10 et 11



Ecrivons l'équation (5-64) pour les points 10 et 11 sachant que :

$$W_t = \rho_7 v_7 A_7$$

$$P_{10} - P_{11} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_{11}^2} - \frac{1}{A_{10} A_{11}} \right) \left[\frac{(1-x_{10})^2}{\rho_l (1-x_{10})} + \frac{x_{10}^2}{\rho_g \alpha_{10}} \right] v_7^2$$

$$P_{10} - P_{11} = n_{10-11} v_7^2$$

$$n_{10-11} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_{11}^2} - \frac{1}{A_{10} A_{11}} \right) \left[\frac{(1-x_{10})^2}{\rho_l (1-x_{10})} + \frac{x_{10}^2}{\rho_g \alpha_{10}} \right]$$

(10)

4 - Détermination de la vitesse au point de saturation 7

En ajoutant membre à membre les équations déterminant les variations de pression pour les différentes portions de circuit, on trouve:

$$\sum_{i=1}^{10} P_i - P_{i+1} = V_7^2 \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1} - \rho_3 g L_{23} + \rho_4 g L_{45} + \bar{\rho}_g L_{67} + \bar{\rho}_8 g L_{78} + \rho_t g L_{9-10}$$

Or :

$$P_1 = P_{11}$$

alors :

$$\sum_{i=1}^{10} P_i - P_{i+1} = 0$$

On déduit du deuxième membre de l'égalité l'expression de V_7^2

$$V_7^2 = \frac{\rho_3 g L_{23} - \rho_4 g L_{45} - \bar{\rho}_g L_{67} - \bar{\rho}_8 g L_{78} - \rho_t g L_{9-10}}{\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1}}$$

Du fait que :

$$L_{23} = L_{45} + L_{67} + L_{78} + L_{9-10}$$

et

$$\rho_3 = \rho_4$$

alors :

$$V_7^2 = g \frac{L_{67}(\rho_3 - \bar{\rho}) + L_{78}(\rho_3 - \bar{\rho}_8) + L_{9-10}(\rho_3 - \rho_t)}{\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1}} \quad (11)$$

$$\text{où } \bar{\rho} = \frac{1}{2} (\rho_6 + \rho_7)$$

$$\bar{\rho}_8 = \rho_\ell - \frac{\rho_\ell - \rho_g}{1 - \psi} \left\{ 1 - \left[\frac{1}{\alpha_8(1-\psi)} - 1 \right] \ln \frac{1}{1 - \alpha_8(1-\psi)} \right\}$$

$$n_{12} = \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \rho_7 \left(\frac{1 + K_{12}}{2} \right)$$

$$n_{23} = \frac{1}{2} \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \frac{\rho_7^2}{\rho_3} f_{23} \frac{L_{23}}{D_{23}}$$

$$n_{34} = \frac{K_{34} - 1}{2} \left(\frac{A_7}{A_3} \right)^2 \frac{\rho_7^2}{\rho_3}$$

$$n_{56} = \frac{1 + K_{56}}{2} \frac{\rho_7^2}{\rho_6}$$

$$n_{67} = \rho_7 \frac{(\rho_6 - \rho_7)}{\rho_6} + \frac{\rho_7 \bar{F} L_{67}}{2 D_{67}}$$

$$n_{78} = r \rho_7^2 + \frac{f_{78} L_{78} \rho_7 \bar{R}}{2 D_{78}}$$

$$r = \frac{(1 - x_8)^2}{\rho_\ell(1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} - \frac{1}{\rho_\ell}$$

$$n_{89} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_9^2} - \frac{1}{A_9 \cdot A_8} \right) \left[\frac{(1 - \alpha_8)^2}{\rho_\ell (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right]$$

$$n_{9-10} = \rho_7 \frac{R f_{9-10}}{2} \left(\frac{A_7}{A_9} \right)^2 \frac{L_{9-10}}{D_{9-10}}$$

$$n_{10-11} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_{11}^2} - \frac{1}{A_{10} A_{11}} \right) \left[\frac{(1 - x_{10})^2}{\rho_\ell (1 - \alpha_{10})} + \frac{x_{10}^2}{\rho_g \alpha_{10}} \right]$$

R et \bar{R} sont données respectivement par la fig(5-12) et Fig(5-13)

Les valeurs de K sont données par les Fig(3-8) et Fig(3-10).

B. analyse du système à circulation forcée

Dans le circuit, la chute totale de pression dans le cas d'une circulation forcée se trouve accrue de la chute de pression ΔP_p de la pompe si elle est insérée dans celui-ci.

$$\Sigma \Delta P + \Delta P_p = 0$$

Le premier terme de la somme représente la somme des chutes de pression dues respectivement à l'accélération, au frottement, à l'élévation (voir les chapitres 3 et 5).

C. Analyse thermodynamique

On constatera que le débit massique de l'eau recondensée W_d est également celui de la vapeur produite dans la conduite chauffée (6-8)

$$W_{\ell} = W_d$$

$$W_t = W_{\ell} + W_d$$

La qualité moyenne x_8 qui est la qualité de tout le mélange vapeur-liquide à la sortie de la conduite chauffée est donnée par :

$$x_8 = \frac{W_g}{W_g + W_\ell} = \frac{W_d}{W_g + W_\ell} = \frac{W_d}{W_t}$$

Du point 8, au point 11, on ne fournit pas de la chaleur, alors :

$$W_g|_8 = W_g|_9 = W_g|_{10} = W_g|_{11}$$

$$W_\ell|_8 = W_\ell|_9 = W_\ell|_{10} = W_\ell|_{11}$$

Le taux de circulation est donné par :

$$\frac{W_\ell}{W_g} = \frac{1 - x_8}{x_8}$$

On considère qu'on n'a pas de travail échangé, ni pertes de chaleur, ni variations d'énergie potentielle et d'énergie cinétique.

Au point 2, le bilan thermique s'écrit :

$$W_t h|_2 = W_\ell h_\ell|_2 + W_d h_d|_2$$

$$W_t h|_2 = W_t h|_6$$

Or :

$$W_\ell = (1 - x_8) W_t$$

$$W_g = x_8 W_t$$

$$W_d = W_g$$

alors :

$$W_t h \Big|_2 = (1-x_8) W_t h_\ell \Big|_2 + x_8 W_t h_d \Big|_2$$

$$\begin{cases} h_2 = (1-x_8) h_\ell \Big|_2 + x_8 h_d \Big|_2 \\ h_2 = h_6 \end{cases}$$

$$h_6 = (1-x_8) h_\ell \Big|_2 + x_8 h_d \Big|_2$$

De même, au point 8

$$W_t h \Big|_8 = W_\ell h_\ell \Big|_8 + W_g h_g \Big|_8$$

$$= (1-x_8) W_t h_\ell \Big|_8 + x_8 W_t h_g \Big|_8$$

$$h_8 = (1-x_8) h_\ell \Big|_8 + x_8 h_g \Big|_8$$

La chaleur reçue est donnée par :

$$Q = W_t (h_8 - h_6)$$

en remplaçant h_6 et h_8 par les expressions trouvées ci-dessus on aura :

$$Q = W_t \left[(1-x_8) h_\ell \Big|_8 + x_8 h_g \Big|_8 - (1-x_8) h_\ell \Big|_2 - x_8 h_d \Big|_2 \right]$$

Puisqu'on considère qu'il n'y a pas de pertes de chaleur alors :

$$h_l|_8 = h_l|_9 = h_l|_{10} = h_l|_{11} = h_l|_1 = h_l|_2 = h_l|$$

$$h_g|_8 = h_g|_9 = h_g|_{10} = h_g$$

$$h_d|_2 = h_d$$

Il reste donc :

$$Q = W_t (x_8 h_g - x_8 h_d)$$

$$Q = x_8 W_t (h_g - h_d)$$

CHAPITRE 3CALCULS THERMO-HYDRAULIQUES DU CYCLE DU REACTEURàEAU BOUILLANTE

3-I. Données

a - Paramètres géométriques

$$L_{2-3} = 3000 \text{ mm}$$

$$L_{2-3}' = 2800 \text{ mm}$$

$$L_{4-5} = 400 \text{ mm}$$

$$L_{6-8} = 1200 \text{ mm}$$

$$L_{9-10} = 1200 \text{ mm}$$

$$L_{1-10} = 400 \text{ mm}$$

$$D_{2-3} = 40 \text{ mm}$$

$$D_{4-5} = 250 \text{ mm}$$

$$D_{6-8} = 20 \text{ mm}$$

$$D_{9-10} = 40 \text{ mm}$$

$$D_{12-13} = 20 \text{ mm}$$

$$D_h = 10 \text{ mm}$$

b - Paramètres thermodynamiques

$$P = 1 \text{ bar}$$

$$t_d = 30^\circ\text{C}$$

$$\Psi = 0,0041$$

$$x_8 = 0,00125 ; 0,0025 ; 0,0050 ; 0,0100$$

Sur les tables de la vapeur de K.RAZNJEVIC, on relève les valeurs de

$h_l, h_g, h_{lg}, h_d, \rho_l, \rho_g, \rho_d$ correspondantes :

pour 1 bar :

$$\rho_l = 958,5864 \text{ kg/m}^3$$

$$h_l = 417,5354 \text{ kJ/kg}$$

$$\rho_g = 0,5904 \text{ kg/m}^3$$

$$h_g = 2675,1583 \text{ kJ/kg}$$

$$h_{lg} = 2257,623 \text{ kJ/kg}$$

$$t_g = 99,6265 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\mu_g = 278,3114 \cdot 10^{-6} \text{ N.S/m}^2$$

pour $t_d = 30 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\rho_d = 995,62 \text{ kg/m}^3$$

$$h_d = 125,688 \text{ kJ/kg}$$

On relève les valeurs de coefficient de perte de pression :

$$K_{1-2} = 0,36$$

$$K_{3-3} = 0,12$$

$$K_{3-4} = 0,705$$

$$K_{5-6} = 0,36$$

On utilise une tension de courant de 220 volts.

3.2 PROCEDE DE CALCUL

Ce procédé suppose que le taux de vide α est indépendant du débit massique. On notera aussi que c'est un procédé approximatif pour le calcul thermohydraulique du LWR (Réfer. SALEM).

3.2.1 On prend une valeur de x_8

3.2.2 Calcul de α_8

$$\alpha_8 = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - x_8}{x_8}\right) \Psi}$$

3.2.3 A partir des tables de Martinelli et Nelson, on relève la valeur de $R = R(x, p)$.

$$3.2.4 \quad \bar{R} = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{1}{(1 - \alpha_8)} + \frac{1}{(1 - \alpha_8)^2} \right]$$

$$3.2.5 \quad r = \frac{(1 - x_8)^2}{\rho_l (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} - \frac{1}{\rho_l}$$

$$3.2.6 \quad h_6 = x_8 h_d + (1 - x_8) h_l$$

$$3.2.7 \quad \frac{L_{67}}{L_{68}} = \frac{h_7 - h_6}{(h_7 - h_6) + x_8 h_{lg}}$$

3.2.8. A partir des tables de la vapeur (RAZNJEVIC), on obtient les valeurs des paramètres physiques : t_6 , ρ_6 , μ_6

$$3.2.9. \quad \rho_{67} = \frac{1}{2} (\rho_6 + \rho_7)$$

$$3.2.10 \quad \mu_{67} = \frac{1}{2} (\mu_6 + \mu_7)$$

$$3.2.11 \quad \rho_t = \alpha_8 \rho_g + (1 - \alpha_8) \rho_l$$

$$3.2.12 \quad \bar{\rho}_8 = \rho_l - \frac{\rho_l - \rho_g}{1 - \psi} \left[1 - \left\{ \frac{1}{\alpha_8(1-\psi)} - 1 \right\} \ln \frac{1}{1 - \alpha_8(1-\psi)} \right]$$

3.2.13 On considère que $V_{7,1} = 1,0$ m/s.

$$3.2.(14)_1 \quad W_t = \rho_7 A_7 V_{7,j}$$

3.2.(15)_j On calcule les débits surfaciques G_3 , G_7 et G_9 à partir de l'équation :

$$G_i = \frac{W_t}{A_i}$$

où $i = 3, 7$ et 9

3.2. (16)_j A partir de l'équation :

$$R_{e_i} = \frac{G_i D_i}{\mu_i}$$

où $i = 5, 7$ et 9 et $\mu_{67} = \bar{\mu}_{67}$

On calcule R_{e_3} , $R_{e_{67}}$, $R_{e_{78}}$ et $R_{e_{9-10}}$

3.2.(17)_j On calcule les coefficients de frottement F_{23} , F_{67} , f_{78}

et F_{9-10} à l'aide de l'une des relations suivantes :

$$f_{1, i+1} = 0,3146 R_{e_{i, i+1}}^{-0,25} \quad \text{si } R_e < 0,5 \cdot 10^5$$

$$f_{1, i+1} = 0,0054 + 0,396 R_{e_{i, i+1}}^{-0,30} \quad \text{si } R_e \geq 0,5 \cdot 10^5$$

$$3.2.18 \quad n_{1-2} = \rho_7 \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \left(\frac{1 + K_{12}}{2} \right)$$

$$\Rightarrow 3.2.(19)_j \quad n_{2-3} \left\{ \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \frac{L_{2-3}}{2 D_{2-3}} \right\} F_{2-3}$$

$$3.2.20 \quad n_{3-4} = \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \frac{K_{3-4} - 1}{2}$$

$$3-2.21 \quad n_{5-6} = \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \left(\frac{1 + K_{5-6}}{2} \right)$$

$$\Rightarrow 3.2.(22)_j \quad n_{6-7} = \rho_7 \left(\frac{\rho_3 - \rho_7}{\rho_3} \right) + \left\{ \rho_7 \frac{L_{6-7}}{2 D_{6-7}} \right\} F_{6-7}$$

$$\Rightarrow 3.2.(23)_j \quad n_{7-8} = r \rho_7^2 + \left\{ \rho_7 \bar{R} \frac{L_{7-8}}{2 D_{7-8}} \right\} F_{7-8}$$

$$3.2.24 \quad n_{8-9} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_9^2} - \frac{1}{A_7 A_9} \right) \left[\frac{(1 - x_8)^2}{\rho_l (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right]$$

$$\Rightarrow 3.2.(25)_j \quad n_{9-10} \left\{ \rho_7 \left(\frac{A_7}{A_9} \right)^2 R \frac{L_{9-10}}{2 D_{9-10}} \right\} F_{9-10}$$

$$3.2.26 \quad n_{10-11} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_{11}^2} - \frac{1}{A_{10} A_{11}} \right) \left[\frac{(1 - x_8)^2}{\rho_l (1 - \alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right]$$

$$\Rightarrow 3.2.(27)_j \quad \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i, i+1}$$

$$\Rightarrow 3.2.(28)_j \quad v_{7,j+1} = \left[g \frac{L_{67}(\rho_3 - \bar{\rho}_{67}) + L_{78}(\rho_3 - \bar{\rho}_8) + L_{9-10}(\rho_3 - \rho_t)}{10 \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}} n_{i,i+1}} \right]^{1/2}$$

$$3.2.29 \quad \text{si } |v_{7,j+1} - v_{7,j}| < \epsilon$$

où ϵ peut être choisi égal à 10^{-2}

$$\text{et : } v_{7,0} = 0$$

Alors : 1) retourner à l'étape (3.2.14)

2) calculer les étapes (3.2.15), (3.2.16), (3.2.17), (3.2.19), (3.2.22), (3.2.23), (3.2.24) et ensuite aller à l'étape (3.2.30)

$$\text{Si } |v_{7,j+1} - v_{7,j}| > \epsilon$$

Alors 1) aller à l'étape 3.2.14

2) calculer les étapes (3.2.15), (3.2.16), (3.2.17), (3.2.19), (3.2.22), (3.2.23), (3.2.25), (3.2.27), (3.2.28) respectivement.

$$3.2.30 \quad Q = x_8 W_t (h_g - h_d)$$

en kwatt

$$3.2.31 \quad I = \frac{10^3 Q}{220}$$

en Ampere

$$3.2.32 \quad R = \frac{220}{I}$$

en Ω

$$3.2.33 \quad d_n = \sqrt{\frac{4 \rho_{\text{res.}} L_n}{\Pi R}}$$

où

$$\rho_{\text{res.}} = 10^{-6} \Omega.m$$

$$L_n = n L_{6-7}$$

$$d_n = \sqrt{n} d_1$$

$$n = 3, 4, 5, 6$$

$$3.2.34 \quad P_1 - P_2 = n_{12} v_7^2$$

$$3.2.35 \quad P_2 - P_3 = n_{23} v_7^2 - \rho_3 g (L_{45} + L_{68} + L_{9-10})$$

$$3.2.36 \quad P_3 - P_4 = n_{34} v_7^2$$

$$3.2.37 \quad P_4 - P_5 = \rho_3 g L_{45}$$

$$3.2.38 \quad P_5 - P_6 = n_{56} v_7^2$$

$$3.2.39 \quad P_6 - P_7 = n_{67} v_7^2 + \bar{\rho}_{67} g L_{6-7}$$

$$3.2.40 \quad P_7 - P_8 = n_{78} v_7^2 + \bar{\rho}_8 g L_{7-8}$$

$$3.2.41 \quad P_8 - P_9 = n_{89} v_7^2$$

$$3.2.42 \quad P_9 - P_{10} = n_{9-10} v_7^2 + \rho_t g L_{9-10}$$

$$3.2.43 \quad P_{10} - P_{11} = n_{10-11} v_7^2$$

$$3.2.44 \quad \Sigma P = (P_1 - P_2) + (P_2 - P_3) + (P_3 - P_4) + (P_4 - P_5) + (P_5 - P_6) + (P_6 - P_7) + \\ (P_7 - P_8) + (P_8 - P_9) + (P_9 - P_{10}) + (P_{10} - P_{11}).$$

3.3 Exemple

Données :

$$\begin{aligned}x_8 &= 0,0050 \\ \psi &= 0,0041 \\ P &= 1,0 \text{ bar}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}3.3.1 \quad \alpha_8 &= \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x_8}{x_8}\right) \psi} \\ &= \frac{1}{1 + \left(\frac{1-0,005}{0,005}\right) 0,0041} \\ &= 0,55069\end{aligned}$$

3.3.2 Des graphes de Martinelli et Nelson $R(x,P)$, on obtient :

$$R(0,0050;10) = 3,25$$

$$\begin{aligned}3.3.3 \quad \bar{R} &= \frac{1}{3} \left[1 + \frac{1}{(1-\alpha_8)} + \frac{1}{(1-\alpha_8)^2} \right] \\ &= \frac{1}{3} \left[1 + \frac{1}{(1-0,55069)} + \frac{1}{(1-0,55069)^2} \right] \\ &= 2,7264\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}3.3.4 \quad r &= \frac{(1-x_8)^2}{\rho_\ell(1-\alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} - \frac{1}{\rho_\ell} \\ &= \frac{(1-0,005)^2}{(958,5864)(1-0,55069)} + \frac{(0,005)^2}{(0,59034)(0,55069)} - \frac{1}{958,5864} \\ &= 1,3323 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}3.3.5 \quad h_6 &= x_8 h_d + (1-x_8) h_\ell \\ &= (0,005)(125,688) + (1-0,005)(417,5354) \\ &= 416,0761 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3.3.6 \quad \frac{L_{67}}{L_{68}} &= \frac{h_7 - h_6}{(h_7 - h_6) + x_8 h_{lg}} \\
 &= \frac{417,5354 - 416,0761}{(417,5354 - 416,0761) + (0,005)(2257,6231)} \\
 &= 0,1145
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_{67} &= 0,1145 L_{68} \\
 &= (0,1145)(1,2) \\
 &= 0,1374 \text{ m}
 \end{aligned}$$

3.3.7 A partir des tables de la vapeur (K. RAZNJEVIC), on obtient les valeurs des paramètres physiques suivants :

$$\begin{aligned}
 t_6 &= 99,27803 \text{ }^\circ\text{C} \\
 \rho_6 &= 958,8442 \text{ kg/m}^3 \\
 \mu_6 &= 2,7965 \cdot 10^{-4} \frac{\text{N}\cdot\text{s}}{\text{m}^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3.3.8 \quad \rho_{67} &= \frac{1}{2} (\rho_6 + \rho_7) \\
 &= \frac{1}{2} (958,8442 + 958,5864) \\
 &= 958,7153 \text{ kg/m}^3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3.3.9 \quad \mu_{6-7} &= \frac{1}{2} (\mu_6 + \mu_7) \\
 &= \frac{1}{2} (2,7965 \cdot 10^{-4} + 2,7863 \cdot 10^{-4}) \\
 &= 2,7914 \cdot 10^{-4} \frac{\text{N}\cdot\text{sec}}{\text{m}^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3.3.10 \quad \rho_t &= \alpha_8 \rho_g + (1 - \alpha_8) \rho_l \\
 &= (0,55069)(0,59034) + (1 - 0,55069)(958,5864) \\
 &= 431,027 \text{ kg/m}^3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3-3-11 \quad \bar{p}_8 &= \rho_\ell - \frac{\rho_\ell - \rho_g}{1 - \psi} \left[1 - \left(\frac{1}{\alpha_8 (1 - \psi)} - 1 \right) \ln \frac{1}{1 - \alpha_8 (1 - \psi)} \right] \\
 &= 958,5864 - \frac{958,5864 - 0,5903}{1 - 0,0041} \left[1 - \left(\frac{1}{0,55069 (1 - 0,0041)} - 1 \right) \times \right. \\
 &\quad \left. \ln \frac{1}{1 - (0,55069) (1 - 0,0041)} \right] \\
 &= 626,342 \text{ Kg}
 \end{aligned}$$

$$3-3-12 \quad \text{on prend } v_{7,1} = 1,0 \text{ m/s}$$

$$3-3-(13)_1 \quad W_t = \rho_7 A_7 v_{7,1}$$

$$= (958,5864) (2,3562 \cdot 10^{-4}) (1,0)$$

$$= 0,22586 \text{ kg/s}$$

$$3-3-(14)_1 \quad G_i = \frac{W_t}{A_i}$$

$$G_{23} = \frac{0,22586}{1,2566 \cdot 10^{-3}} = 179,7350 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$G_{67} = \frac{0,22586}{2,3562 \times 10^{-4}} = 958,5864 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$G_{9-10} = \frac{0,22586}{1,2566 \times 10^{-3}} = 179,7350 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$$

$$3-3 (15)_1 \quad Re_i = \frac{G_i D_{i,i+i}}{\mu_i}$$

$$Re_{23} = \frac{(179,7350) (0,04)}{279,6519 \cdot 10^{-6}} = 2,5709 \cdot 10^4$$

$$Re_{67} = \frac{(958,5864) (0,01)}{279,1392 \cdot 10^{-6}} = 3,4341 \cdot 10^4$$

$$Re_{78} = \frac{(958,5864) (0,01)}{278,6265 \cdot 10^{-6}} = 3,4404 \cdot 10^4$$

$$Re_{9-10} = \frac{(179,7350) (0,04)}{278,6256 \cdot 10^{-6}} = 2,5756 \cdot 10^4$$

$$3-3-(16)_1 f_{23} = 0,3146 (2,5709 \cdot 10^4)^{-0,25}$$

$$= 2,48451 \cdot 10^{-2}$$

$$f_{67} = 0,3146 (3,4341 \cdot 10^4)^{-0,25}$$

$$= 2,31104 \cdot 10^{-2}$$

$$f_{78} = 0,3146 (3,4341 \cdot 10^4)^{-0,25}$$

$$= 2,30998 \cdot 10^{-2}$$

$$f_{9-10} = 0,3146 (2,5756 \cdot 10^4)^{-0,25}$$

$$= 2,48223 \cdot 10^{-2}$$

$$3-3-17 n_{12} = \rho_7 \left(\frac{A_7}{A_2} \right)^2 \left(\frac{1 + K_{12}}{2} \right)$$

$$= (958,5864) \left(\frac{2,3562 \cdot 10^{-4}}{1,2566 \cdot 10^{-3}} \right)^2 \left(\frac{1+0,36}{2} \right)$$

$$= 22,9164 \text{ kg/m}^3$$

$$\Rightarrow 3-3/(18)_1 n_{23} = \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \left(\frac{A_7}{A_2}\right)^2 \left(\frac{L_{23}}{2D_{23}}\right) f_{23}$$

$$= \frac{(958,5864)^2}{958,8442} \left\{ \frac{2,3562 \cdot 10^{-4}}{1,2566 \cdot 10^{-3}} \right\}^2 \frac{2}{(2) (0,04)} (2,4845 \cdot 10^{-2})$$

$$= 1263,5018 (2,4845 \cdot 10^{-2})$$

$$= 31,3897 \text{ kg/m}^3$$

$$3-3-19 \quad n_{3.4} = \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \left(\frac{A_7}{A_2}\right)^2 \left(\frac{K_{34} - 1}{2}\right)$$

$$= \frac{(958,5864)^2}{958,8442} \left(\frac{2,3562 \cdot 10^{-4}}{1,2566 \cdot 10^{-3}}\right)^2 \left(\frac{0,705-1}{2}\right)$$

$$= -4,9696 \text{ kg/m}^3$$

$$3-3-20 \quad n_{5.6} = \frac{\rho_7^2}{\rho_3} \left(\frac{1+K_{56}}{2}\right)$$

$$= \frac{(958,5864)^2}{958,8442} \left(\frac{1+0,36}{2}\right)$$

$$= 651,6634 \text{ kg/m}^3$$

$$\Rightarrow 3-3.(21)_1 n_{67} = \rho_7 \left(\frac{\rho_3 - \rho_7}{\rho_3}\right) = \rho_7 \left(\frac{L_{67}}{2D_{67}}\right) f_{67}$$

$$= 958,5864 \left(\frac{958,8442 - 958,5864}{958,8442}\right)$$

$$+ \left[958,5864 \left(\frac{0,1376}{2 \cdot (0,01)}\right) \right] (2,3110 \cdot 10^{-2})$$

$$= 2,5783 \cdot 10^{-1} + (6,59511 \cdot 10^3) (2,3110 \cdot 10^{-2})$$

$$= 152,3930 \text{ kg/m}^3$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow 3-3.(22)_1 n_{78} &= r \rho_7^2 + \left[\rho_7 \bar{R} \frac{L_{78}}{2D_{78}} \right] f_{78} \\
&= (1,3323 \cdot 10^3) (958,5864)^2 + \\
&+ \left[(958,5864) (2,7264) \left(\frac{1,0626}{(2) \cdot (0,01)} \right) \right] (2,30998 \cdot 10^{-2}) \\
&= 1224,2343 + \left[1,38855 \cdot 10^5 \right] (2,30998 \cdot 10^{-2}) \\
&= 4431,89 \text{ kg/m}^3
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
3-3.(23)_1 n_{89} &= \frac{\rho_7^2}{A_7^2} \left(\frac{1}{A_9^2} - \frac{1}{A_8 A_9} \right) \left[\frac{(1-x_8)^2}{\rho_L (1-\alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right] \\
&= (958,5864)^2 (2,3562 \cdot 10^{-4})^2 \left(\frac{1}{(1,2566 \cdot 10^{-3})^2} - \frac{1}{(2,3562 \cdot 10^{-4}) (1,2566 \cdot 10^{-3})} \right)
\end{aligned}$$

$$\left[\frac{(1-0,005)^2}{(958,5864) (1-0,55069)} + \frac{(0,005)^2}{(0,59034) (0,55069)} \right]$$

$$= 332,543 \text{ kg/m}^3$$

$$\begin{aligned}
3-3.(24)_1 n_{9-10} &= \rho_7 \left(\frac{A_7}{A_9} \right)^2 R \frac{L_{9-10}}{2 D_{9-10}} f_{9-10} \\
&= \left[(958,5864) \left(\frac{2,3562 \cdot 10^{-4}}{1,2566 \cdot 10^{-3}} \right)^2 (3,25) \left(\frac{1,20}{(2) (0,04)} \right) \right] (2,4822 \cdot 10^{-2}) \\
&= \left[1642,9943 \right] (2,4822 \cdot 10^{-2}) = 40,7803 \text{ kg/m}^3
\end{aligned}$$

$$3-3.25 \quad n_{10-11} = \rho_7^2 A_7^2 \left(\frac{1}{A_{11}^2} - \frac{1}{A_{10} A_{11}} \right) \left[\frac{(1-x_8)^2}{\rho_l (1-\alpha_8)} + \frac{x_8^2}{\rho_g \alpha_8} \right]$$

$$= (958,5864)^2 (2,3562 \cdot 10^{-4})^2 \left(\frac{1}{(0,19635)^2} - \frac{1}{(1,2566 \cdot 10^{-3}) (0,19635)} \right)$$

$$\left[\frac{(1 - 0,005)^2}{(958,5864) (1 - 0,55069)} + \frac{(0,005)^2}{(0,59034) (0,55069)} \right]$$

$$= - 0,49114 \text{ kg/m}^3$$

$$\Rightarrow 3-3.(26)_1 \quad \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1} = 336,51 + 4656,42$$

$$= 4993,03 \text{ kg/m}^3$$

$$\Rightarrow 3-3.(27)_1 \quad v_{7,2} = \left[\frac{L_{67} (\rho_3 - \rho_{67}) + L_{78} (\rho_3 - \bar{\rho}_8) + L_{9-10} (\rho_3 - \rho_t)}{\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1}} \right]$$

$$= \left[\frac{9,81}{4993,03} \left((0,1374) (958,8442 - 958,7153) \right. \right.$$

$$\left. + (1,0626) (958,8442 - 626,342) \right.$$

$$\left. + (1,2000) (958,8442 - 431,027) \right]^{1/2}$$

$$= \left[\frac{9676,55}{4993,03} \right]^{1/2}$$

$$= 1,39214 \text{ m/s}$$

$$V_{7,2} = 1,39214 \text{ m/s}$$

$$V_{7,2} - V_{7,1} = 1,39214 - 1,0 = 0,39214 \text{ m/s}$$

La méthode sera répétée avec la vitesse suivante (ici $V_{7,2}$)

$$\text{jusqu'à } (V_{7,1+1} - V_{7,i}) = \epsilon = 10^{-2}$$

Le programme STREB utilisé a été fait jusqu'à $\epsilon < 10^{-7}$ pour avoir une meilleure précision - Les résultats trouvés sont :

$$V_{7,10} = 1,435396 \text{ m/s}$$

$$W_t = 0,324201 \text{ kg/s.}$$

$$G_3 = 257,991 \text{ kg/m}^2 \text{ s.}$$

$$G_7 = 1375,95 \text{ kg/m}^2 \text{ s.}$$

$$G_9 = 257,991 \text{ kg/m}^2 \text{ s.}$$

$$R_{e3} = 3,69026 \cdot 10^4$$

$$R_{e6} = 4,92923 \cdot 10^4$$

$$R_{e7} = 4,93827 \cdot 10^4$$

$$R_{e9} = 3,70370 \cdot 10^4$$

$$f_{23} = 2,26985 \cdot 10^{-2}$$

$$f_{67} = 2,11137 \cdot 10^{-2}$$

$$f_{78} = 2,11040 \cdot 10^{-2}$$

$$f_{9-10} = 2,26777 \cdot 10^{-2}$$

$$n_{12} = 22,9162$$

$$n_{23} = 28,6777$$

$$n_{34} = - 4,96945$$

$$n_{5-6} = 651,663$$

$$n_{67} = 139,248$$

$$n_{78} = 4154,76$$

$$n_{99} = - 332,543$$

$$n_{9-10} = 37,2569$$

$$n_{10-11} = - 0,49114$$

$$\sum_{i=1}^{10} n_{i,i+1} = 4696,52$$

$$V_{7,10} = 1,435396 \text{ m/sec}$$

$$3-3-29 \quad Q = x_8 W_t (h_g - h_d)$$

$$= (0,005) (0,3242) (2675,1505 - 125,688)$$

$$= 4,1327 \text{ kWatt}$$

$$3-3-30 \quad I = \frac{10^3 Q}{220} =$$

$$= \frac{10^3 4,1327}{220}$$

$$= 18,7850 \text{ A}$$

$$3-3-31 \quad R = \frac{220}{I}$$

$$= 11,7115 \Omega$$

$$3-3-32 \quad d_n = \sqrt{\frac{4 \rho_{res} \ln}{\pi R}}$$

$$\rho_{res} = 10^{-6} \Omega.m$$

$$d_1 = \left[\frac{4 (10^{-6}) (1,20)}{\pi (11,7115)} \right]^{1/2}$$

$$= 0,36119 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$L_1 = L_{6-8} = 1,2 \text{ m}$$

$$L_n = n L \quad n = 1, 3, 5, 7, 9, \dots$$

$$d_n = \sqrt{n} d_1$$

Table 1

n	1	3	5	7	9
d (mm)	0,36119	0,625605	0,807653	0,955628	1,08358
L (m)	1,20	3,6	6,0	8,4	10,8

$$3-3-33 \quad P_1 - P_2 = n_{12} v_7^2$$

$$= (22,9162) (1,4353)^2$$

$$= 47,2156 P_a$$

$$3-3-34 \quad P_2 - P_3 = n_{23} v_7^2 - \rho g (L_{35} + L_{68} + L_{9-10})$$

$$= 28,6777 (1,4353)^2 - (958,8442) (981) (2,80)$$

$$= - 26 269,4010 P_a$$

$$3-3-35 P_3 - P_4 = n_{34} v_7^2$$

$$= (-4,9694) (1,4353)^2$$

$$= -10,2389 P_a$$

$$3-3-36 P_4 - P_5 = \rho_{3g} L_{45} = (958,8442) (9,81) (0,40)$$

$$= 3762,2200 P_a$$

$$3-3-37 P_5 - P_6 = n_{56} v_7^2$$

$$= (651,6634) (1,4353)^2$$

$$= 1342,6601 P_a$$

$$3-3-38 P_6 - P_7 = n_{67} v_7^2 + \bar{\rho}_{67g} L_{67}$$

$$= (139,2480) (1,4353)^2 + (958,7153) (9,81) (0,1374)$$

$$= 1578,2103 P_a$$

$$3-3-39 P_7 - P_8 = n_{78} v_7^2 + \bar{\rho}_{8g} L_{7-8}$$

$$= (4154,7600) (1,4353)^2 + (626,4137) (9,81) (1,0626)$$

$$= 15107,4011 P_a$$

$$3-3-40 P_8 - P_9 = n_{89} v_7^2 \quad (-332,543) (1,4353)^2$$

$$= -685,1590 P_a$$

$$3-3-41 P_9 - P_{10} = n_{9-10} v_7^2 + \rho_t g L_{9-10}$$

$$= (37,2569) (1,4353)^2 + (431,027) (9,81) (1,2)$$

$$= 5149,0700 P_a$$

$$3-3-42 \quad P_{10} - P_{11} = n_{10-11} v_7^2$$

$$= (-0,491141) (1,4353)^2$$

$$= - 1,0053 P_a$$

$$3-3-43 \quad \Sigma \Delta_p = 19,9412 P_a$$

Cette valeur représente l'effet de la valeur approximée de V_7 sur la pression .

Cela signifie que $\Sigma \Delta_p$ représente l'erreur dans le procédé .

PARAMETRES PHYSIQUES A LA PRESSION DE I BAR.

x_8	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
α_8	0,2338	0,3793	0,65069	0,7113
$\mu \cdot 10^6$ (N.S/m ²)	278,888	279,139	279,651	280,675
$\mu \cdot 10^6$ (N.S/m ²)	278,311	278,311	278,311	278,311
$\bar{\mu} \cdot 10^6$ (N.S/m ²)	278,756	278,888	279,141	279,654
h_1 (KJ/kg)	125,688	125,688	125,688	125,688
h_6 (KJ/kg)	417,170	416,805	416,076	414,617
h_7 (KJ/kg)	417,535	417,535	417,535	417,535
h_g (KJ/kg)	2675,158	2675,158	2675,158	2675,158
ρ_6 (kg/m ²)	958,651	958,715	958,844	959,094
$\bar{\rho}_{67}$ (kg/m ³)	958,618	958,651	958,715	958,840
ρ_7 (kg/m ³)	958,536	958,586	958,586	958,586
$\bar{\rho}_B$ (kg/m ³)	836,686	748,335	626,342	484,639
ρ_t (kg/m ³)	734,541	595,145	431,027	277,176
ρ_g (kg/m ³)	0,5903	0,5903	0,5903	0,5903
ρ_a (kg/m ³)	995,62	995,62	995,62	995,62

TABLE 2 (SUITE)

PARAMETRES PHYSIQUES A LA PRESSION DE 1 BAR

x_8	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
R	1,45	2,00	3,25	5,50
\bar{R}	1,336	1,736	2,726	5,487
$r \cdot 10^3$ m^3/kg	0,3263	0,6572	1,3323	2,7362
$L_{6.7 \text{ mm}}$	137,347	137,347	137,347	137,347
$t_d \text{ } ^\circ\text{C}$	30	30	30	30
$t_6 \text{ } ^\circ\text{C}$	99,539	99,452	99,278	98,930
$t_{\text{sat}} \text{ } ^\circ\text{C}$	99,625	99,625	99,625	99,625

// A B L E 3

Paramètres hydrauliques pour différentes qualités :

X	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
W_t kg/s	0,2852	0,3270	0,3242	0,2700
G_{23}	226,962	260,212	257,991	214,937
G_{67}	1210,47	1387,80	1375,95	1146,33
G_{9-10}	226,962	260,212	257,991	214,937
Re_{23}	32553,0	37287,8	36901,6	30631,2
Re_{67}	43423,8	49762,5	49292,3	40991,1
Re_{9-10}	32582,6	37356,0	37037,0	30856,3
f_{23}	0,02342	0,02264	0,02269	0,02378
f_{67}	0,02179	0,0216	0,02111	0,02210
f_{78}	0,02179	0,02106	0,02110	0,02208
f_{9-10}	0,02342	0,02263	0,02267	0,02373

TABLE 3 (SUITE)

Paramètre hydraulique pour différentes qualités :

x	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
n_{12}	22,9162	22,9162	22,9162	22,9162
n_{23}	29,5969	28,607	28,6777	30,0364
n_{34}	- 4,9704	- 4,9701	- 4,9694	- 4,9681
n_{56}	651,794	651,751	651,663	651,488
n_{67}	143,531	138,790	139,248	146,085
n_{78}	1783,03	2465,71	4154,76	8687,37
n_{89}	- 191,721	- 238,034	- 332,5430	- 529,085
n_{9-10}	17,163	22,878	37,257	65,994
n_{10-11}	- 0,2832	- 0,3516	-0,4911	-0,7814
$\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1}$	2451,05	3087,29	4696,52	9069,05

TABLE - 4

Paramètres électriques pour différentes qualités :

X	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
Q_{KWatt}	0,9089	2,0841	4,1327	6,886
I_{A}	4,131	9,4733	18,7850	31,3000
R_{Ω}	53,250	23,223	11,712	7,029
L_{m}	0,13735	0,13735	0,13734	0,13737
d_{mm}	n = 9 0,50816	n = 9 0,76949	n = 5 0,80760	n = 3 0,80754

TABLE 5

Chutes de pression pour différentes qualités =

X	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
V_7 m/s	1,2627	1,4477	1,4354	1,1958
$P_1 - P_2$	36,541	48,032	47,216	32,772
$P_2 - P_3$	- 26276,0	- 26265,0	- 26269,4	-26292,7
$P_3 - P_4$	- 7,9257	- 10,4174	- 10,2389	- 7,1047
$P_u - P_5$	3760,46	3760,71	3761,22	3762,23
$P_5 - P_6$	1039,33	1366,07	1342,66	931,68
$P_6 - P_7$	1520,05	1582,13	1578,21	1500,59
$P_7 - P_8$	11589,0	12990,4	15107,4	17489,5
$P_8 - P_9$	- 305,71	- 498,92	- 685,16	- 756,63
$P_9 - P_{10}$	8671,43	7051,60	5149,07	3356,17
$P_{10} - P_{11}$	- 0,40	- 0,70	- 0,10	- 0,10
$\Sigma \Delta p$	26,65	23,83	19,94	15,42

Remarqué; Les pressions sont données en pascal : 1 Bar = 10^5 Pa

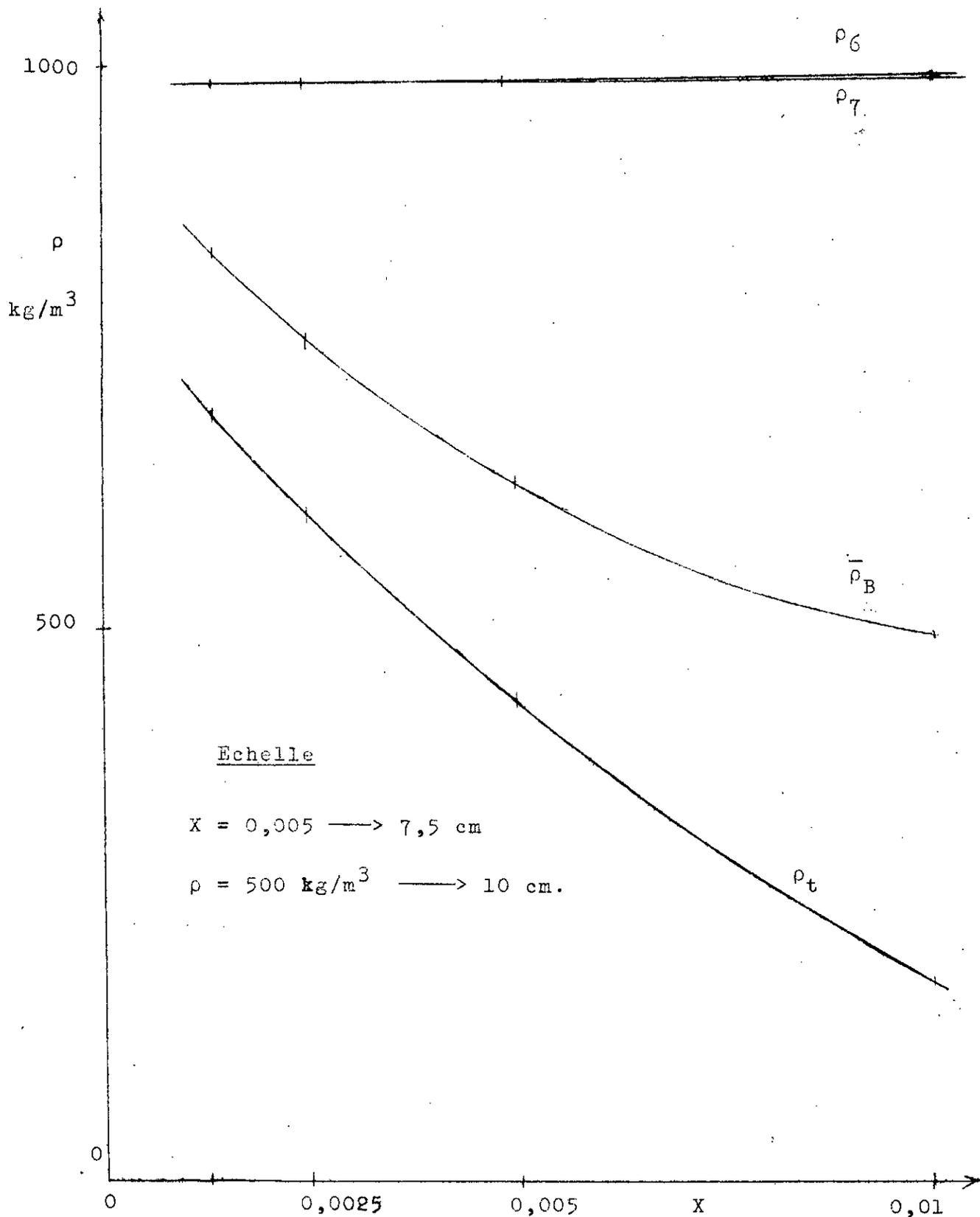


Fig. 3 - 1

Masse volumique en fonction de la qualité X

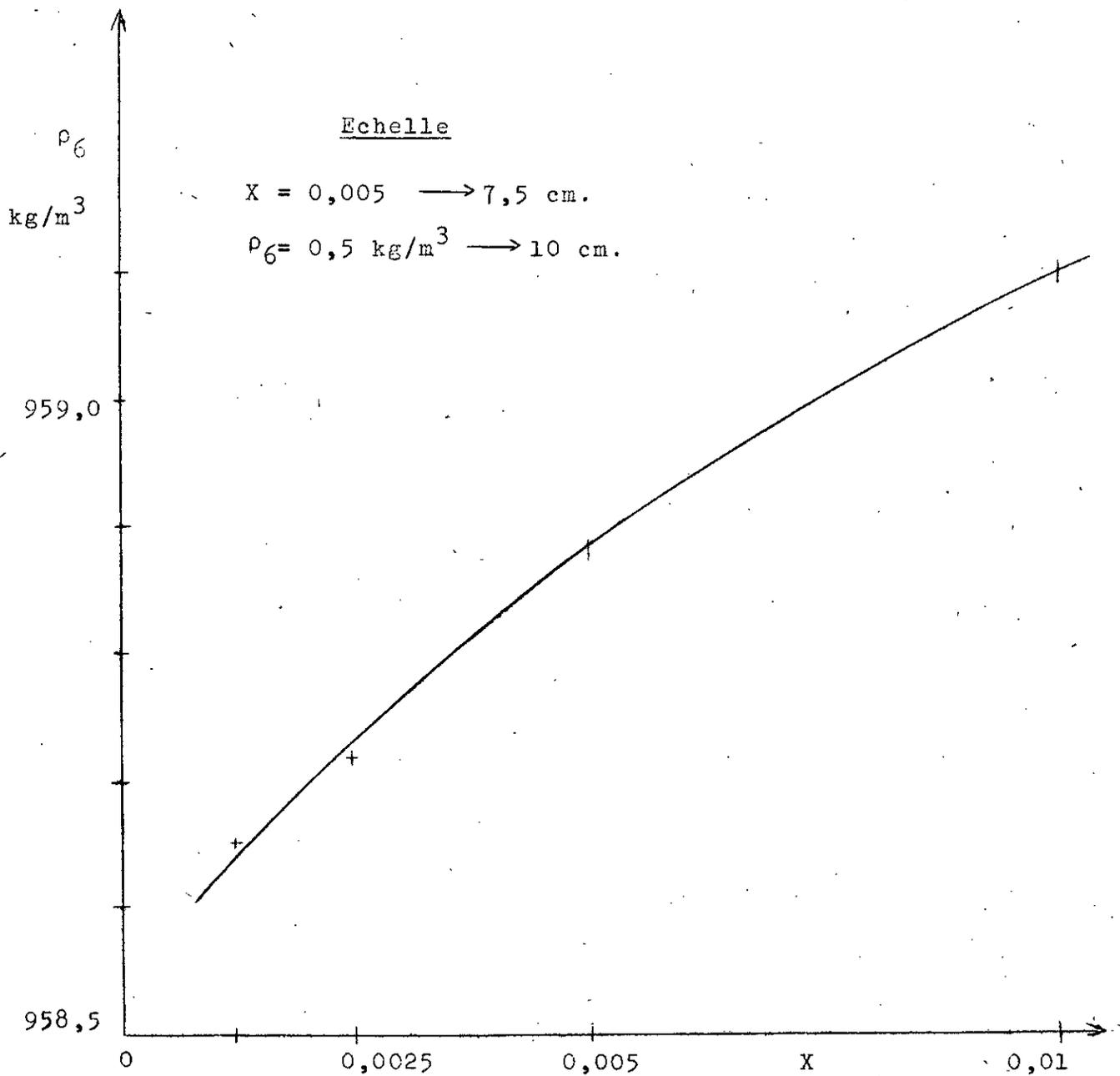


Fig. 3-2

Masse volumique au point de saturation en fonction de la qualité X.

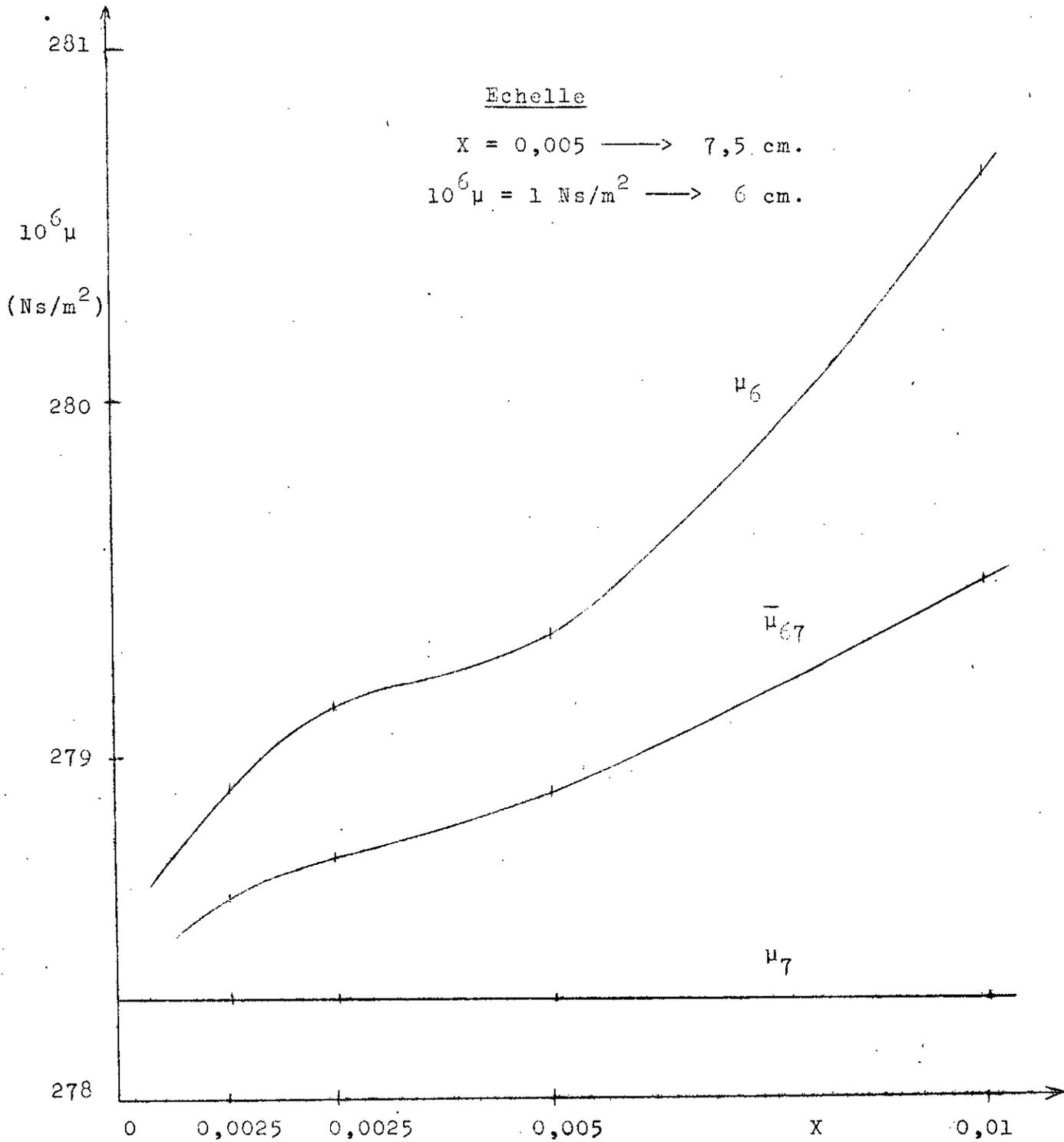


Fig. 3 - 3

Viscosité dynamique en fonction de la qualité X .

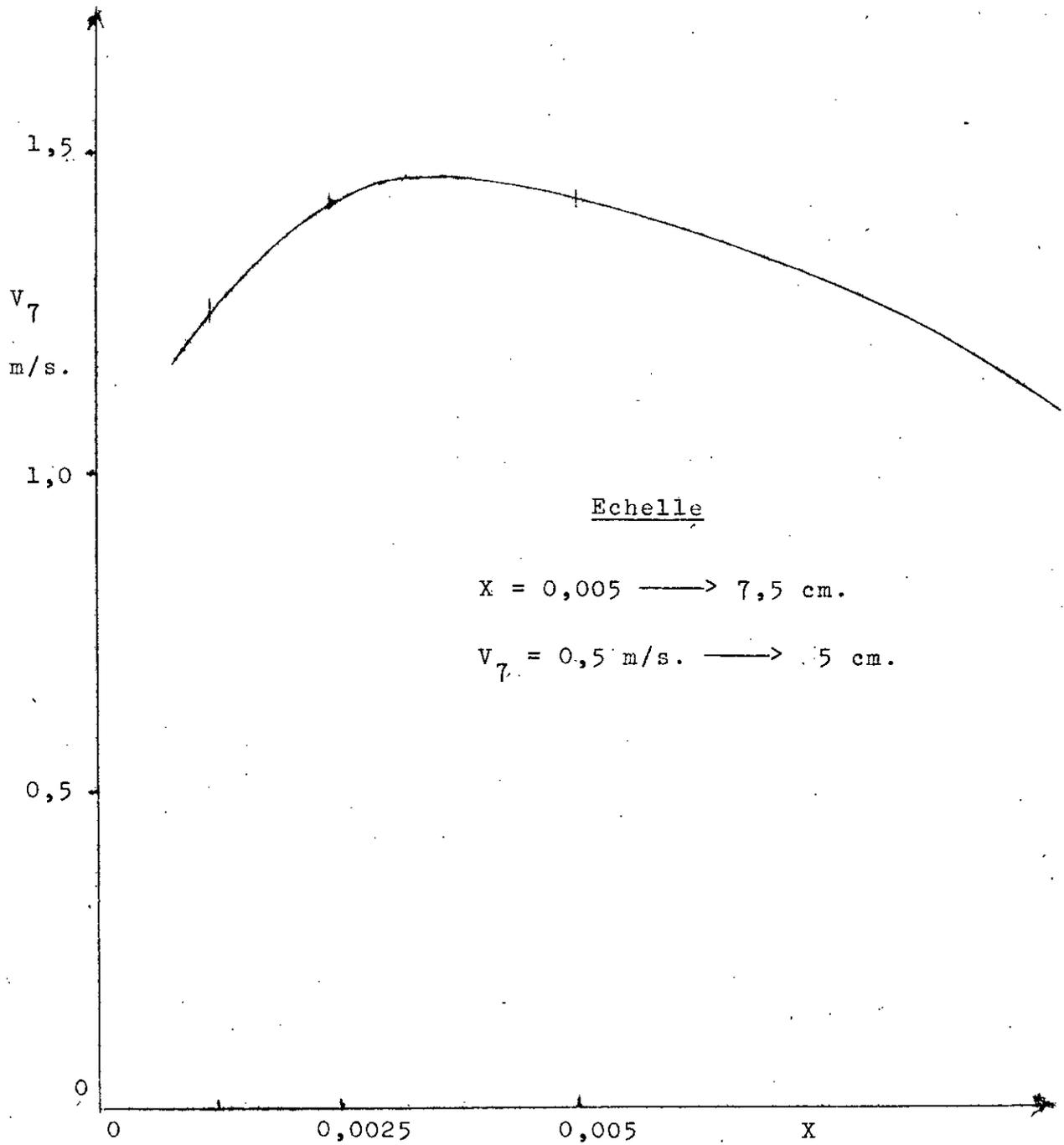


Fig. 3-4

Vitesse au point de saturation V_7 en fonction de la qualité X .

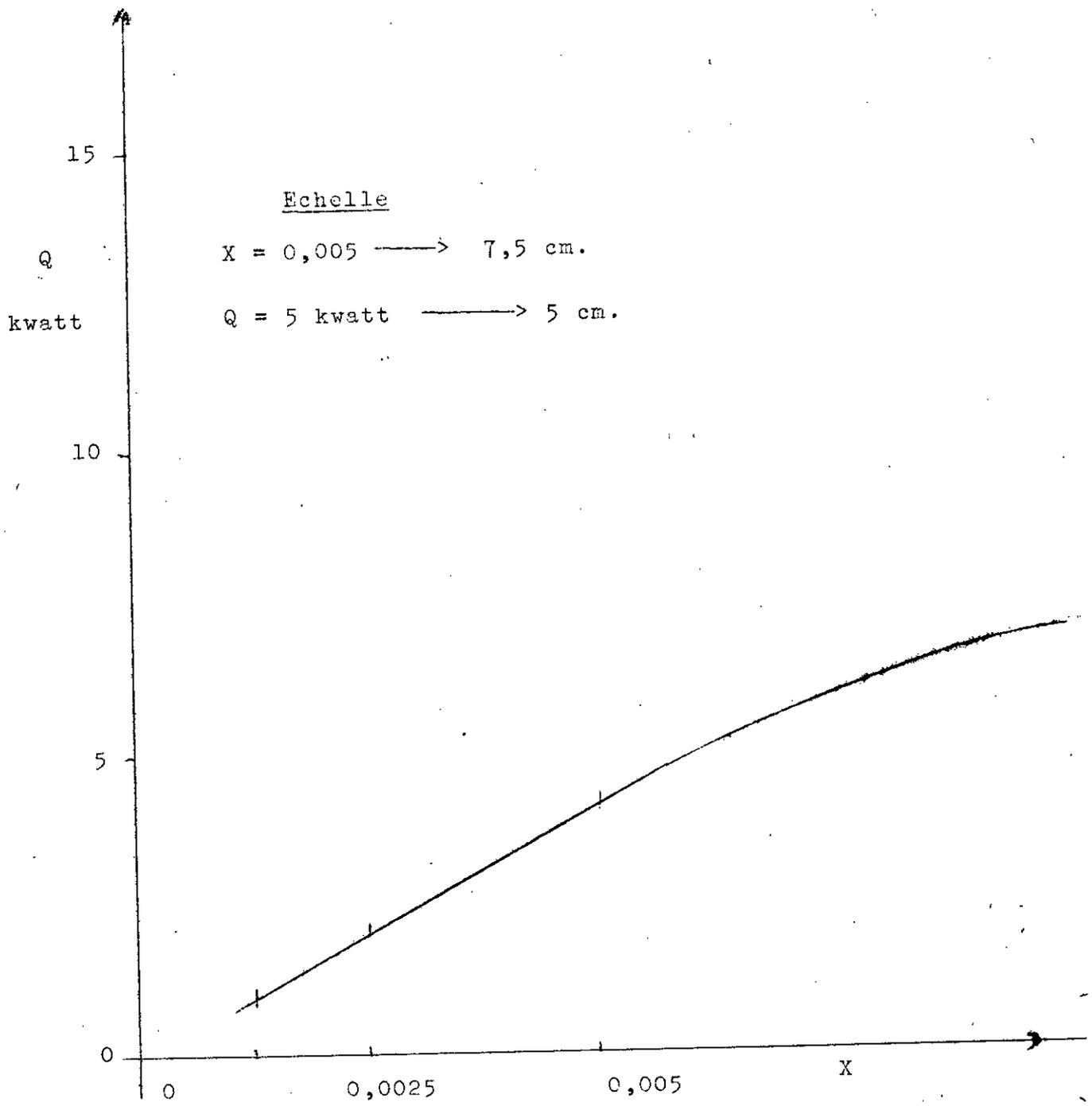


Fig. 3-5

Puissance fournie en fonction de la qualité X.

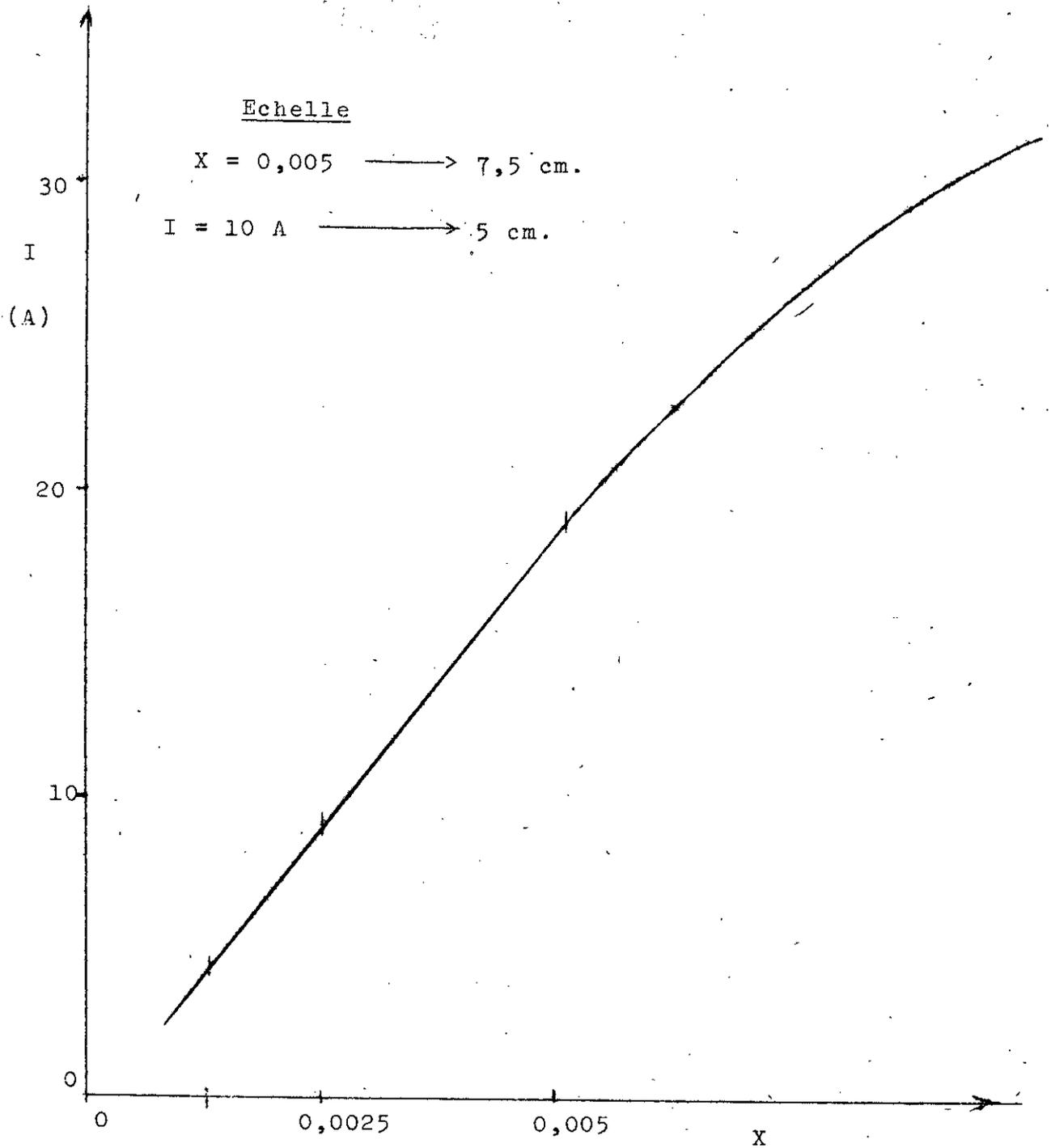


Fig. 3 - 6

Intensité du courant électrique en fonction de la qualité X.

3-4. INTERRACTIONS DES RESULTATS

a) On a supposé dans notre étude que les pertes de chaleur sont négligeables le long de la boucle considérée. Les résultats obtenus sont regroupés sur les tables de 2 à 5 .

Table 2 :

Lorsque X augmente : ρ_t diminue de 734,54 Kg/m³
à 277,18 Kg/m³
 $\bar{\rho}_B$ diminue de 836,68 Kg/m³
à 484,63 Kg/m³

on remarque que $\rho_t < \bar{\rho}_B$

μ_6 augmente de 278,88 Ns/m²
à 280,31 Ns/m²

$\bar{\mu}_{67}$ augmente de 278,59 Ns/m²
à 279,49 Ns/m²

TABLE 7 :

Quand X augmente, la puissance et l'intensité du courant électrique augmentent.

Q passe de 0,90 KWatt
à 6,88 KWatt

I passe de 4,13 A
à 31,30A.

b) On a trouvé la vitesse au point de saturation V_7 sous la forme :

$$V_7^2 = g \frac{L_{67}(\rho_6 - \rho_{67}) + L_{78}(\rho_6 - \bar{\rho}_B) + L_{9-10}(\rho_6 - \rho_t)}{\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1}}$$

on peut faire une analogie électrique $I = \frac{V}{R}$

V : différence de potentielle électrique .

$L_{67}(\rho_6 - \rho_{67}) + L_{78}(\rho_6 - \bar{\rho}_B) + L_{9-10}(\rho_6 - \rho_t)$: différence de densité

ex : dans la section 9-10 ρ_t a une nette diminution, ce qui permet au fluide de circuler donc de réaliser une circulation naturelle sous l'effet de la différence de densité dans les section considérées.

R : résistance électrique

10

$\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 4}}^{10} n_{i,i+1}$: Terme contenant des coefficients de frottement, de contraction, d'expansion.

c) La figure (3-4) donne la variation de V_7 en fonction de X.

on remarque que lorsque X augmente, V_7 croit et ensuite décroît.

En d'autres termes pour une valeur de V_7 on trouve deux valeurs de X.

Pour tenter d'expliquer ce cas portons sur un même graphe les variations en fonction de x du numérateur (N) et du dénominateur (D).

$$v_7 = \frac{L_{67} (\rho_6 - \bar{\rho}_{67}) + L_{78} (\rho_6 - \bar{\rho}_B) + L_{9-10} (\rho_6 - \rho_t)}{g \frac{10}{\sum_{i=1}^{i \neq 4} n_{i,i+1}}} \quad 1/2$$

TABLE 7

x	0,00125	0,0025	0,005	0,010
$\sum n_{i,i+1}$	2451,15	3087,29	4696,52	9069,05
$L_{67}(\rho_6 - \bar{\rho}_{67})$	0,0045	0,0088	0,0177	0,0348
$L_{78}(\rho_6 - \bar{\rho}_B)$	105,21	181,48	286,83	409,28
$L_{9-10}(\rho_6 - \rho_t)$	268,93	436,28	633,28	818,30
g.numérateur	3670,35	5060,31	9026,45	12042,90
v_7	1,23	1,40	1,38	1,15

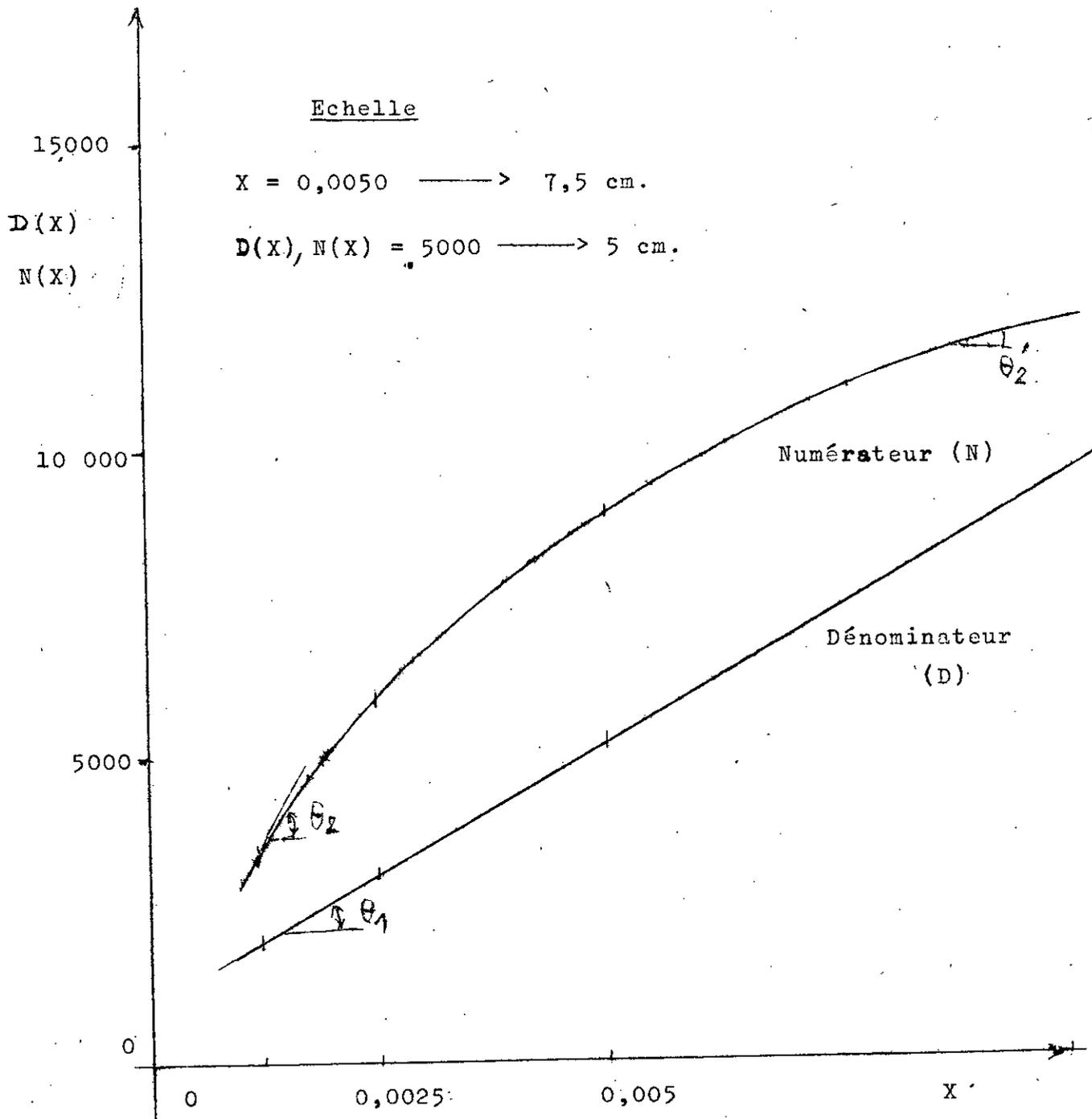


Fig. 3 - 7

Variations de N et D en fonction de X.

$$\text{On a : } \Delta V_7 = \frac{\Delta N}{\Delta D} = \frac{\Delta N / \Delta X}{\Delta D / \Delta X}$$

On constate que sur la figure (3-7)

$$\Delta D / \Delta X = t_g \theta_1 = \text{cte}$$

$$\Delta N / \Delta X = t_g \theta_2 = \text{Variable}$$

$$\text{Donc : } \Delta V_7 = \text{cte. } \Delta N / \Delta X$$

Lorsque X approche 0,01 on voit que θ_2 diminue, ce qui fait que ΔV_7 diminue

Donc V_7 décroît.

Dans notre méthode de calcul on essaie de déterminer V_7 au ~~point~~ point de saturation pour qu'il y ait circulation naturelle.

Puisque pour une valeur de V_7 il existe deux valeurs de X, on choisira la première valeur (Valeur faible de x) qui correspond à une dépense moindre de puissance (fig. 3-5) et d'intensité (fig 3-6).

3.5 REMARQUE :

Dans le calcul de la chute de pression dans chaque section, on a négligé la chute de pression due au coude : Pour se faire une idée de l'ordre de grandeur, calculons pour un cas particulier cette chute de pression.

La figure (3-7) donne la valeur du Coefficient de resistance de l'équation :

$$\Delta P_{\text{Coude}} = K_B \frac{V_3^2}{2} \rho_3'$$

$$\text{où } \rho_3' = \rho_3 = \rho_6$$

L'équation de continuité donne :

$$V_3^2 = \frac{\rho_7^2 A_7^2}{\rho_3^2 A_3^2} V_7^2$$

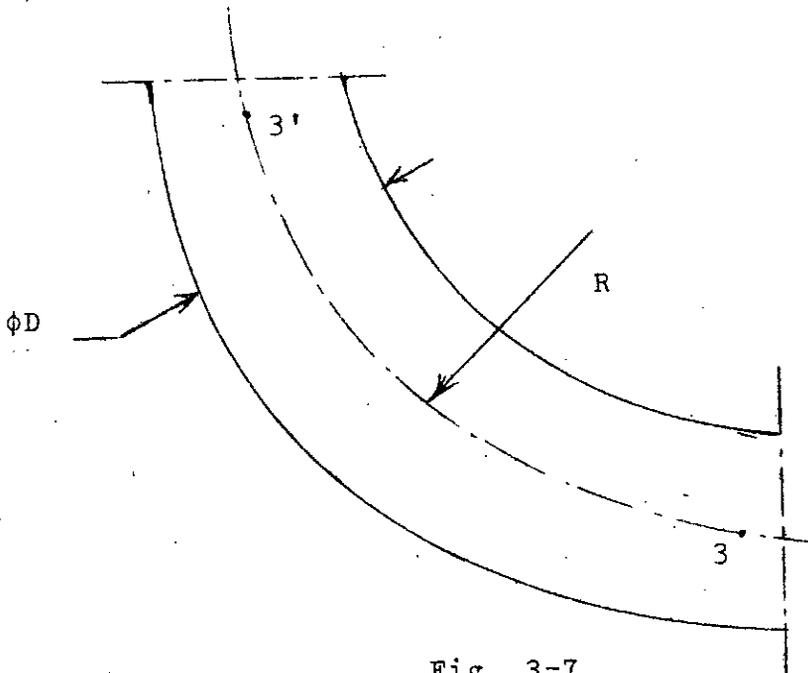


Fig. 3-7

$$\frac{R}{D} = \frac{(0,1)^2 + (0,1)^2}{0,04} = 3,53$$

D'où

$$K_B = 0,11$$

$$\Delta P_c = K_B \frac{\rho_7}{\rho_3} \left(\frac{A_7}{A_3} \right)^2 V_7^2$$

Pour les différentes vitesses V_7 trouvées précédemment on aura

Table 6

V_7 m/s	1,2627	1,4477	1,4354	1,1958
x	0,00125	0,00250	0,00500	0,01000
ρ_6 Kg/m ³	958,651	958,715	958,844	959,094
ΔP_{coude} Bar	0,00059	0,00077	0,00076	0,00052

C O N C L U S I O N

-----000-----

Le dispositif tel que prévu et auquel se rapporte nos calculs, n'est pas réalisable dans l'immédiat .

Le matériel nécessaire n'a pas été entièrement disponible en temps fixé. D'une part la résistance électrique prévue au Nichel-Chrome n'est pas à l'échelle commerciale en Algérie, d'autre part les capacités actuelles du laboratoire (réservoir de plus de 6 l de volume) feront que les résultats obtenus ne concordent pas avec ceux déterminés par les calculs théoriques.

A titre d'essai, le cas du dispositif réalisé (avec les dimensions modifiées) a été traité sur ordinateur.

Le programme de calcul a été établi pour une pression de 1 bar et une température $t_d = 30 \text{ }^\circ\text{C}$.

Au lieu de se limiter à une valeur de pression P et une température t_d , on pourrait prendre d'autres valeurs .

Ceci nous permettra de mieux conclure quant aux aptitudes et utilisations de cette boucle.

Ce programme est la clé de toute étude du phénomène de circulation dans le réacteur.

L'étude faite pour un seul canal pourrait être étendue à plusieurs canaux.

Il restera alors à la parfaire dès que possible.

STREB - 2

3 - 5 ANNEXE

- Figures (A-1) , (A-2), (A-3)
 - Coefficients de Resistance
 - Coefficients de chute de pression.

- Table de la vapeur d'eau K. RAZNJEVIC.

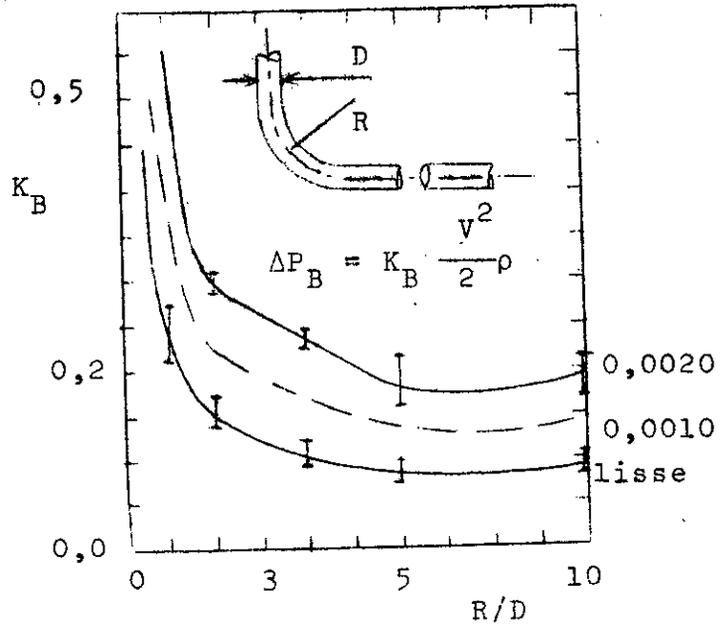


Fig. A - 1

Coefficients de résistance pour des coudes à 90° pour un diamètre uniforme.

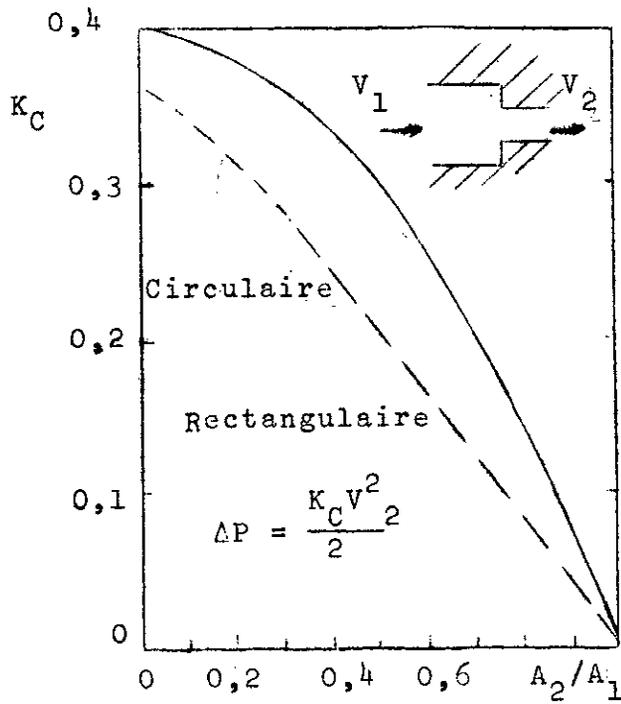


Fig. A - 2

Coefficient de chute de pression pour une brusque contraction.

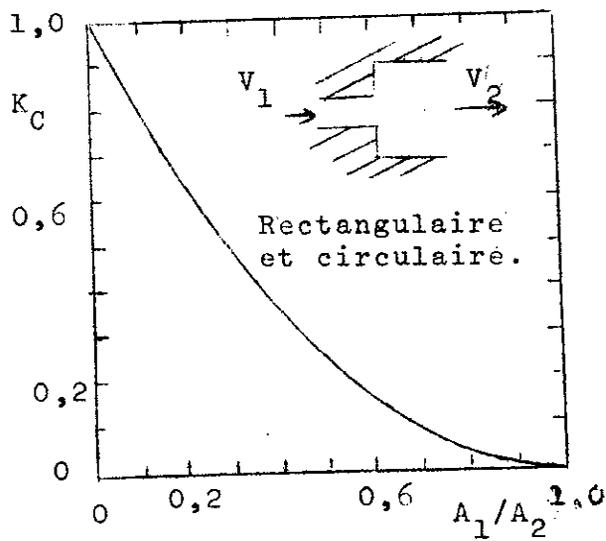


Fig. A - 3

Coefficient de chute de pression pour un brusque élargissement.

Propriétés thermiques de l'eau (H₂O) à la pression de saturation.

Température	Masse volu- -mique	Coefficient cubique de dilatation thermique.	Chaleur spé- -cifique.	Conductibi- -lité thermique.	Coefficient de diffusi- -vité ther- -que.	Viscosité dynamique	Viscosi- -té ci- -nématique	Nombre de Prandtl
t	ρ	$\beta \times 10^4$	c	λ	$\alpha \times 10^6$	$\mu \times 10^6$	$\nu \times 10^6$	Pr
°C	Kg/m ³	1/°K	kJ/kg°K	W/m°K	m ² /s.	Ns/m ²	m ² /s.	
0	999,9	-0,7	4,226	0,558	0,131	1793,636	1,789	13,7
5	1000,0	-	4,206	0,568	0,135	1534,741	1,535	11,4
10	999,7	0,95	4,195	0,577	0,137	1296,439	1,300	9,5
15	999,1	-	4,187	0,587	0,141	1135,610	1,146	8,1
20	998,2	2,1	4,182	0,597	0,143	993,414	1,006	7,0
25	997,1	-	4,178	0,606	0,146	880,637	0,884	6,1
30	995,7	3,0	4,176	0,615	0,149	792,377	0,805	5,4
35	994,1	-	4,175	0,624	0,150	719,308	0,725	4,8
40	992,2	3,9	4,175	0,633	0,151	658,026	0,650	4,3
45	990,2	-	4,176	0,640	0,155	605,070	0,611	3,9
50	988,1	4,6	4,178	0,647	0,157	555,056	0,556	3,55
55	985,7	-	4,179	0,652	0,158	509,946	0,517	3,27
60	983,2	5,3	4,181	0,658	0,159	471,670	0,478	3,00
65	980,6	-	4,184	0,663	0,161	435,415	0,444	2,76
70	977,8	5,8	4,187	0,668	0,163	404,034	0,415	2,55
75	974,9	-	4,190	0,671	0,164	376,575	0,366	2,23
80	971,8	6,3	4,194	0,673	0,165	352,059	0,364	2,25
85	968,7	-	4,198	0,676	0,166	328,523	0,339	2,04
90	965,3	7,0	4,202	0,678	0,167	308,909	0,326	1,95
95	961,9	-	4,206	0,680	0,168	292,238	0,310	1,84

I00	958,4	7,5	4,2II	0,682	0,169	277,528	0,294	I,75
I10	951,0	8,0	4,224	0,684	0,170	254,973	0,268	I,57
I20	943,5	8,5	4,232	0,685	0,171	235,360	0,244	I,43
I30	934,4	9,1	4,250	0,686	0,172	211,824	0,226	I,32
I40	926,3	9,7	4,257	0,684	0,172	201,036	0,212	I,23
I50	916,9	10,3	4,270	0,684	0,173	185,346	0,201	I,17
I60	907,6	10,8	4,285	0,680	0,173	171,616	0,191B	I,10
I70	897,3	11,5	4,396	0,679	0,172	162,290	0,181	I,05
I80	886,6	12,1	4,396	0,673	0,172	152,003	0,173	I,01
I90	876,0	12,8	4,480	0,670	0,171	145,138	0,166	0,97
200	862,8	13,5	4,501	0,665	0,170	139,254	0,160	0,95
210	852,8	14,3	4,560	0,655	0,168	131,409	0,154	0,92
220	837,0	15,2	4,605	0,652	0,167	124,544	0,149	0,90
230	827,3	16,2	4,690	0,637	0,164	119,641	0,145	0,88
240	809,0	17,2	4,731	0,634	0,162	113,757	0,141	0,86
250	799,2	18,6	4,857	0,618	0,160	109,834	0,137	0,86
260	779,0	20,0	4,982	0,613	0,156	104,931	0,135	0,86
270	767,9	21,7	5,030	0,590	0,152	101,989	0,133	0,87
280	750,0	23,8	5,234	0,588	0,147	98,067	0,131	0,89
290	732,3	26,5	5,445	0,558	0,140	94,144	0,129	0,92
300	712,5	29,5	5,694	0,564	0,132	92,182	0,128	0,98
310	690,6	33,5	6,155	0,519	0,122	88,260	0,128	I,05
320	667,1	38,0	6,610	0,494	0,112	85,318	0,128	I,13
325	650,0		6,699	0,471	0,108	83,357	0,127	I,18
330	640,2	42,5	7,245	0,468	0,101	81,395	0,127	I,25
340	609,4	47,5	8,160	0,437	0,088	77,473	0,127	I,45
350	572,0	-	9,295	0,400	0,076	72,569	0,127	I,67
360	524,0	-	9,850	0,356	0,067	66,685	0,127	I,91
370	448,0	-	11,690	0,293	0,058	56,879	0,127	2,18.

Propriétés de la vapeur d'eau (H₂O) saturée
(à différentes températures)

Température	Pression	Masse volumique		Volume spécifique		Enthalpie spécifique	
		Liquide	Vapeur	Liquide	Vapeur	Liquide	Vapeur
<i>t</i>	<i>P</i>	ρ_l	ρ_g	v_l	v_g	h_l	h_g
°C	N/cm ²	Kg/m ³	Kg/m ³	m ³ /Kg	m ³ /Kg	KJ/Kg	KJ/Kg
0	0,061076	999,80	0,004847	0,0010002	206,3	0,000	2500,776
1	0,065656	999,90	0,005192	0,0010001	192,6	4,229	2502,450
2	0,070539	999,90	0,005559	0,0010001	179,9	8,415	2504,544
3	0,075747	999,90	0,005945	0,0010001	168,2	12,644	2506,218
4	0,081287	999,90	0,006357	0,0010001	157,3	16,831	2508,312
5	0,087191	999,90	0,006793	0,0010001	147,2	21,060	2509,987
6	0,093477	999,90	0,007257	0,0010001	137,8	25,246	2511,661
7	0,100126	999,90	0,007746	0,0010001	129,1	29,433	2513,755
8	0,107206	999,80	0,008264	0,0010002	121,0	33,662	2515,429
9	0,114728	999,70	0,008818	0,0010003	113,4	37,849	2517,523
10	0,122711	999,60	0,009398	0,0010004	106,42	42,035	2519,198
11	0,131174	999,50	0,01001	0,0010005	99,91	46,222	2521,291
12	0,140157	999,40	0,01066	0,0010006	93,84	50,409	2522,966
13	0,149669	999,30	0,01134	0,0010007	88,18	54,596	2525,059
14	0,159741	999,20	0,01206	0,0010008	82,90	58,783	2526,734
15	0,170410	999,00	0,01282	0,0010010	77,97	62,969	2528,409
16	0,181698	998,90	0,01363	0,0010011	73,39	67,156	2530,083
17	0,193642	998,70	0,01447	0,0010013	69,10	71,343	2531,758
18	0,206234	998,50	0,01536	0,0010015	65,09	75,530	2533,433
19	0,219571	998,40	0,01630	0,0010016	61,34	79,717	2535,526
20	0,233692	998,20	0,01729	0,0010018	57,94	83,903	2537,201

21	0,248599	997,90	0,01833	0,0010021	54,56	88,090	2538,876
22	0,264289	997,71	0,01942	0,0010023	51,50	92,277	2540,969
23	0,280764	997,51	0,02057	0,0010025	48,62	96,464	2542,644
24	0,298220	997,21	0,02177	0,0010028	45,93	100,609	2544,737
25	0,316657	997,01	0,02304	0,0010030	43,40	104,796	2546,412
26	0,335976	996,71	0,02437	0,0010033	41,04	108,982	2548,086
27	0,356374	996,41	0,02576	0,0010036	38,82	113,169	2550,180
28	0,377850	996,21	0,02723	0,0010038	36,73	117,356	2551,855
29	0,400406	995,92	0,02876	0,0010041	34,77	121,501	2553,948
30	0,424138	995,62	0,03037	0,0010044	32,93	125,688	2555,623
31	0,449145	995,32	0,03205	0,0010047	31,20	129,875	2557,716
32	0,475328	994,93	0,03382	0,0010051	29,57	134,061	2559,391
33	0,502885	994,63	0,03566	0,0010054	28,04	138,284	2561,066
34	0,531815	994,33	0,03759	0,0010057	26,60	142,159	2563,159
35	0,562215	993,94	0,03962	0,0010061	25,24	146,580	2564,834
36	0,593989	993,64	0,04172	0,0010064	23,97	150,767	2566,580
37	0,627429	993,25	0,04392	0,0010068	22,77	154,953	2568,602
38	0,662439	992,95	0,04623	0,0010071	21,63	159,140	2570,277
39	0,699116	992,56	0,04864	0,0010075	20,56	163,327	2571,951
40	0,737460	992,16	0,05115	0,0010079	19,55	167,514	2573,626

Propriétés de la vapeur d'eau (H₂O) saturée
(à différentes températures)

Température	Pression	Masse volumique		Volume spécifique		Enthalpie spécifique	
		Liquide	Vapeur	Liquide	Vapeur	Liquide	Vapeur
t	P	ρ_l	ρ_g	v_l	v_g	h_l	h_g
°C	N/cm ²	Kg/m ³	Kg/m ³	m ³ /Kg	m ³ /Kg	KJ/Kg	KJ/Kg
41	0,777765	991,77	0,05379	0,0010083	18,59	171,659	2575,301
42	0,819836	991,38	0,05653	0,0010087	17,69	175,846	2576,975
43	0,863868	990,98	0,05938	0,0010091	16,84	180,032	2578,650
44	0,909959	990,59	0,06234	0,0010095	16,04	184,219	2580,744
45	0,958208	990,20	0,06544	0,0010099	15,28	188,406	2582,418
46	1,008516	989,81	0,06868	0,0010103	14,56	192,593	2584,512
47	1,061178	989,32	0,07205	0,0010108	13,88	196,780	2586,186
48	1,116193	988,92	0,07559	0,0010112	13,23	200,925	2587,861
49	1,173562	988,53	0,07924	0,0010116	12,62	205,111	2589,954
50	1,233480	988,04	0,08306	0,0010121	12,04	209,298	2591,629
51	1,296047	987,56	0,08696	0,0010126	11,50	213,485	2593,304
52	1,361163	987,17	0,09107	0,0010130	10,98	217,672	2594,979
53	1,429221	986,68	0,09533	0,0010135	10,49	221,859	2597,072
54	1,500123	986,19	0,09980	0,0010140	10,02	226,003	2598,747
55	1,573967	985,71	0,1044	0,0010145	9,578	230,190	2600,421
56	1,650950	985,22	0,1092	0,0010150	9,158	234,377	2602,096
57	1,731168	984,74	0,1142	0,0010155	8,757	238,564	2604,190
58	1,814623	984,25	0,1193	0,0010160	8,380	242,751	2605,864
59	1,901509	983,67	0,1247	0,0010166	8,020	246,937	2607,539
60	1,991731	993,19	0,1302	0,0010171	7,678	251,124	2609,214

61	2,085874	982,61	0,1360	0,0010177	7,353	255,311	2610,888
62	2,183941	982,13	0,1420	0,0010182	7,043	259,498	2612,563
63	2,284949	981,55	0,1842	0,0010188	6,749	263,685	2614,238
64	2,390861	981,07	0,1546	0,0010193	6,468	267,871	2615,913
65	2,500696	980,49	0,1613	0,0010199	6,201	272,058	2617,587
66	2,614453	979,91	0,1681	0,0010205	5,947	276,245	2619,262
67	2,733113	979,43	0,1753	0,0010210	5,705	280,432	2621,355
68	2,855696	978,86	0,1826	0,0010216	5,475	284,619	2623,030
69	2,984164	978,28	0,1903	0,0010222	5,255	288,805	2624,705
70	3,116553	977,71	0,1982	0,0010228	5,045	292,992	2626,380
71	3,253846	977,14	0,2064	0,0010234	4,846	297,179	2628,054
72	3,396043	976,56	0,2148	0,0010240	4,655	301,408	2629,729
73	3,543143	975,99	0,2236	0,0010246	4,473	305,595	2631,404
74	3,696126	975,42	0,2326	0,0010252	4,299	309,781	2633,079
75	3,854994	974,85	0,2420	0,0010258	4,133	313,968	2634,753
76	4,018765	974,28	0,2516	0,0010264	3,975	318,155	2636,428
77	4,018765	974,28	0,2516	0,0010264	3,875	322,342	2638,103
78	4,364940	973,05	0,2718	0,0010277	3,679	326,570	2639,777
79	4,547344	972,48	0,2825	0,0010283	3,540	330,757	2641,452
80	4,735631	971,82	0,2934	0,0010290	3,408	334,944	2643,127
81	4,930784	971,16	0,3047	0,0010297	3,282	339,131	2644,802
82	5,132801	970,50	0,3164	0,0010304	3,161	342,359	2646,476
83	5,341682	969,93	0,3284	0,0010310	3,045	347,546	2648,151
84	5,557429	969,27	0,3408	0,0010317	2,934	351,733	2649,826
85	5,780040	968,62	0,3536	0,0010324	2,828	355,962	2651,500
86	6,010496	967,96	0,3667	0,0010331	2,727	360,149	2653,175
87	6,248797	967,31	0,3804	0,0010338	2,629	364,377	2654,850
88	6,494944	966,65	0,3943	0,0010345	2,536	368,564	2656,106
89	6,748937	966,00	0,4087	0,0010352	2,447	372,751	2657,781
90	7,010774	964,34	0,4235	0,0010359	2,361	376,979	2659,455

91	7,280457	964,69	0,4388	0,0010366	2,279	381,166	2661,130
92	7,560927	964,04	0,4545	0,0010373	2,279	381,166	2661,130
93	7,849243	963,30	0,4708	0,0010381	2,124	389,582	2664,061
94	8,146384	962,65	0,4873	0,0010388	2,052	393,810	2666,154
95	8,452352	961,91	0,5045	0,0010396	1,982	398,829	2667,829
96	8,769106	961,17	0,5222	0,0010404	1,915	402,226	2669,504
97	9,094687	960,43	0,5402	0,0010412	1,851	406,455	2671,178
98	9,430075	959,69	0,5590	0,0010420	1,789	410,683	2672,853
99	9,778211	959,05	0,5780	0,0010427	1,730	414,912	2674,109
100	10,13223	958,31	0,5977	0,0010435	1,673	419,099	2675,784
101	10,49998	957,58	0,6181	0,0010443	1,618	423,327	2677,459
102	10,87754	956,94	0,6386	0,0010450	1,566	427,514	2678,715
103	11,26686	956,21	0,6601	0,0010458	1,515	431,743	2680,389
104	11,66795	955,47	0,6821	0,0010466	1,466	435,971	2681,645
105	12,07983	954,75	0,7047	0,0010474	1,419	440,200	2683,320
106	12,50446	954,02	0,7278	0,0010482	1,374	444,429	2684,995
107	12,94086	953,29	0,7513	0,0010490	1,331	448,657	2686,670
108	13,39000	952,56	0,7758	0,0010498	1,289	452,886	2688,344
109	13,85189	951,75	0,8006	0,0010507	1,249	457,115	2689,600
110	14,32653	951,02	0,8264	0,0010515	1,210	461,343	2691,275
111	14,81393	950,30	0,8525	0,0010523	1,173	465,572	2692,950
112	15,31603	949,49	0,8795	0,0010532	1,137	469,801	2694,206
113	15,83186	948,77	0,9074	0,0010540	1,102	474,029	2695,881
114	16,36141	947,96	0,9354	0,0010549	1,069	478,258	2697,137
115	16,90568	947,15	0,9632	0,0010558	1,036	482,529	2698,811
116	17,46466	946,34	0,9950	0,0010567	1,005	486,757	2700,486
117	18,03835	945,54	1,025	0,0010576	0,9754	490,986	2702,161
118	18,62773	944,73	1,056	0,0010585	0,9465	495,257	2703,417
119	19,23280	943,93	1,189	0,0010594	0,9186	499,485	2704,673
120	19,85356	943,13	1,121	0,0010603	0,8917	503,672	2706,348

Organigramme de la méthode de calcul

$L_{i,i+1} ; D_{i,i+1}$
 $V = 220 \text{ volts}$
 $\psi = 0,0041$
 $X (I)$
 $\epsilon = 10^{-2}$

Calcul de : L_{78}, ρ_B
 $h_6, \mu_6, \rho_t, \rho_6, f_{i,i+1} \dots$

$J = 1$

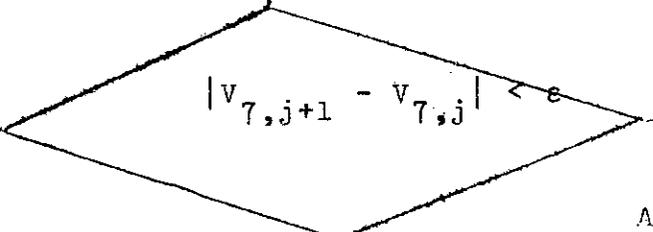
$V_{7,1} = 1$

$n_{i,i+1}$

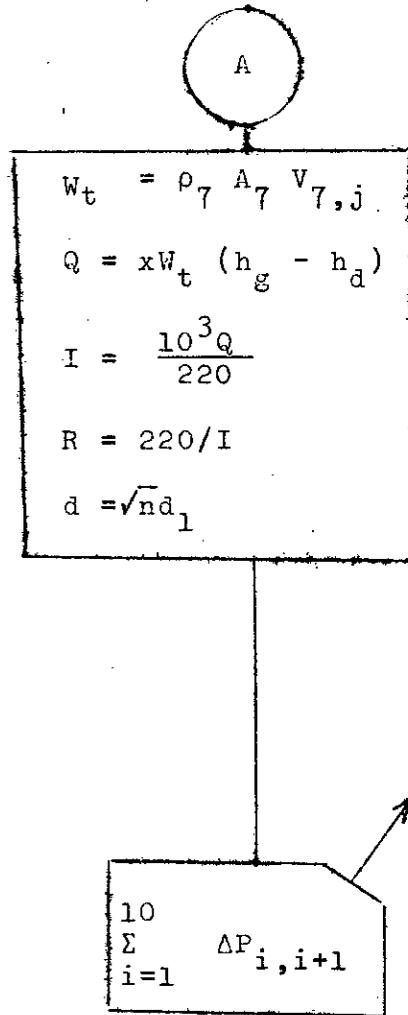
10
 $\sum_{i=1, i \neq 4}^{10} n_{i,i+1}$

$$V_{7,j+1} = + g \frac{L_{67}(\rho_6 - \rho_{67}) + L_{78}(\rho_6 - \bar{\rho}_B) + L_{9-10}(\rho_6 - \rho_t)}{\sum_{i=1, i \neq 4}^{10} n_{i,i+1}}$$

$j = j+1$



A



BIBLIOGRAPHIE

- BRENKERT, K. Elemenraty theoritical fluid mecanics
John Wiley and sons, Inc., 1960
P.P. 77-0226
- COMOLET, R. Mecanique experimentale des fluides
(tonne 2).
Masson et Cie, édition 1970
- EL-WAKIL, MM Buclear heat transport
International text book compagny
P.P. 325 + 355
- GUILLON, M. Etude et determination des systemes hydrauliques
Dunod PARIS 1971
P.P 32 +37
P.P 420 +435
- LENCASTRE, A. Manuel d'hydraulique generale
Eyrolles.
- MARCHATERRE, J.F and M.Petrick The prédiction of steam volume
fractions in boiling systems.
Nuclear Sci. eng. Vol. 7, n° 6
P. 525
- MARTINELLI, R.C and D.B.Nelson Prediction of pressure drop during
Forced circulation boiling of water
Trans. ASME.Vol 70 (1948)
P.695
- PETRICK, Mo Thermal - hydraulic Design procedures for boiling Water
reactor.
ANL - 6663 , 1963
Section IV.

SALEM, H. Influence of quality and pressure on the void fraction
in two - phase flow in vertical channels.

P.H.D Thesis, I.B.J, POLAND , June 1976

SEMERIA, R. Revue generale de thermique

Mars 1973, Vol.I2, n° 035

P.213

THOM, J.R.S Prediction of pressure drop during forced circulation

Boiling of water

Int. J.Heat mass transfer. 7.

Program Press 1964

P.P 709 → 724

THOMPSON T.J and Beckeley, J.G The technology of nuclear

reactor safety

vol. 2 chapitre I5, fluid flow

P. 275.

U.S Atomic Energy Comm. Nuclear Technol. Ser. Rept

" EBWR " The experimental Boiling water reactor

Anl - 5607, May 1957

VON GLAHN, O.H. An Empirical relation for prediction void

fraction with two phase steam water flow

Nalt. Aero and space admin. Tech. Note

D - II89 - Janvier 1962.

