



Université Mouloud Mammeri de Tizi- ouzou
Faculté du génie de la construction
Département de génie mécanique



Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme de fin de cycle en Master
appliquée en génie mécanique

OPTION : Energétique

Thème

Etude du phénomène du coup de bélier



Proposé et dirigé par :

-M^r BOUSSAFEUR. Kaci

présenté par :

- M^r SINI. M'hamed

-M^r BOUDJEMIA MALEK

2013/2014

SOMMAIRE

NOTATIONS	1
INTRODUCTION	3
CHAPITRE I : Notions de la mécanique des fluides	
I.1 Définitions	5
I.1.1 Un fluide	
I.1.2. Fluide parfait	
I.1.3. Fluide réel	6
I.1.4. Fluides incompressibles	
I.1.5. Fluides compressibles	7
I.1.6. Module de compressibilité	
I.1.7. Masse volumique	
I.1.8 Pression P	8
I.1.9. Température	
I.2. Cinématique des fluides	
I.2.1. Description de Lagrange	9
I.2.2. Description d'Euler	
I.3. Dynamique des fluides incompressible	10
I.3.1 Equation de continuité	
I.3.2Théorème d'Euler	12
I.3.3 Théorème de Bernoulli	13
I.4. Hydraulique des écoulements avec pertes d'énergie	14
I.4.1. Régimes d'écoulement	15
I.4.1.a. Régime laminaire	
I.4.2.b. Régime turbulent	16
I.5. pertes de charges	17
I.5.1. Pertes de charges régulières	
I.6. Pertes de charges singulières	
I.7. Ligne de charge et ligne piézométrique	19
 CHAPITRE II : Coup de bélier	
II.1. Définition	21
II.2. Généralité sur les ondes élastique	
II.3. Propagation d'une onde dans un milieu fluide indéfini	22
II.4. Propagation d'une onde plane dans une conduite cylindrique, compte tenu de la déformation de la conduite	24
II.5.Description des équations d'allievi	26
II.5.1.Équation de mouvement des particules	27
II.5.1.a Equation d'Euler	28

II.5.1.b Equation de continuité	
II.6. Coup de bélier dans une conduite alimentée par un bassin à niveau constant	34
II.7. Conséquences importantes de l'existence des coups de béliers	41
II.7.1. Méthode de calcul de la suppression provoqué par la fermeture brusque d'une vanne.	

CHAPITRE III : Solution anti-coup de bélier

III.1. Objectifs d'une étude anti-bélier	44
III.2. Causes fréquentes du coup de bélier	
III.3. Risques et dommages conséquents aux coups de bélier	45
a) Surpressions excessives	
b) Très basses pressions	
c) Inversion de l'écoulement	46
d) Mouvements et vibration des conduites	
III.4. Moyens de prévention	47
III.4.1. Calcul d'une protection anti-bélier	
a. LES BALLONS ANTI-BÉLIER	
b. LES CHEMINÉES D'ÉQUILIBRE	48
c. LES SOUPAPES ANTI-BÉLIER	49
III.5. Exemple pour une étude anti-bélier	
III.5.1 Soupape anti-bélier	50
III.5.2 Constituant d'une soupape anti-bélier	51
III.5.3 Conseil pour l'installation	
III.5.4. Choix de la soupape	52
III.6. Calcul d'une protection avec une soupape anti- bélier	

CHAPITRE VI : Études expérimentale et numérique

IV.1 INSTALLATION.....	55
IV.2 Description de l'appareil d'étude du coup de bélier TE 86	
IV.3 Oscilloscope HAMEG 1507-2	56
IV.4 Résultats expérimentaux	57
IV.4.1. Analyse des courbes	59
IV.5. Interprétation	61
IV.6. Simulation numérique de problème	62
1. Présentation des logiciels	
2. Caracteristiques de l'écoulement	63
a. Géométrie	
b. Fluide en écoulement	
c. Nature de l'écoulement	

3. Différentes étapes de la simulation	
a. Configuration de la géométrie et choix du maillage	
b. Conditions initiales	64
4. Resultats et analyse	
a. Test de convergence	
b. Evolution de la pression le long de la conduite avant la fermeture....	65
c. Evolution de la pression le long de la conduite après la fermeture	
d. Evolution de la pression le long de la conduite	66

Conclusion	69
-------------------------	-----------

BIBLIOGRAPHIE	70
----------------------------	-----------

Notations

Symboles	Désignation	unité
L	Longueur	m
D	Diamètre	m
e	Epaisseur	m
S	Surface	m ²
V	Vitesse	m. s ⁻¹
γ	Accélération	m.s ⁻²
ρ	Masse volumique	kg.m ⁻³
F	Force	N
h	Hauteur	m
P	Pression	N.m ⁻²
Pg	Pression motrice	N.m ⁻²
q	Débit massique	kg.s ⁻¹
ϖ	Poids volumique	N.m ⁻³
E	Module de Young	N.m ⁻²
ϵ	Module d'élasticité	N.m ⁻²
λ	Coefficient de pertes de charge linière	-
a ₀	Célérité des ondes (milieu indéfini)	m.s ⁻¹
a	Célérité des ondes (milieu défini)	m.s ⁻¹
ρ_0	Masse volumique (fluide au repos)	kg.m ⁻³
S ₀	Section de la conduite avant le passage de l'onde	m ²
w	Vitesse relative	m.s ⁻¹

u	Vitesse absolue	$m.s^{-1}$
dm	Masse élémentaire	kg
dV	Volume élémentaire	m^3
Re	Nombre de Reynolds	-
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
χ	Module de compressibilité	$m^2.N^{-1}$
t	Temps	s

INTRODUCTION

Le fonctionnement d'un réseau de conduite, en régime transitoire, est caractérisé par des pressions et vitesses variables dans le temps. Ces dernières sont accompagnées par le phénomène de propagation des ondes de pression qui parcourent le réseau pendant un certain temps jusqu'à leur amortissement et l'établissement d'un nouveau régime permanent. Lors du dimensionnement des conduites d'adduction, travaillant notamment en refoulement, les conduites choisies après optimisation possèdent des pressions de service définies, et qu'on ne doit pas dépasser. C'est justement là où intervient le calcul du réseau, en régime transitoire pour prévoir les pressions susceptibles de se produire. Si la pression de fonctionnement est inférieure à la pression nominale de la conduite, il n'y a évidemment pas de danger. Par contre, si le contraire s'observe, le danger existe, et l'on doit choisir entre les deux solutions suivantes :

- Changer la classe des conduites pour une pression de nominale supérieure.
- Atténuer les pressions transitoires par les moyens de protection (protection anti – béliér).

Dans l'état actuel des choses, l'étude du régime transitoire sert à vérifier la tenue des conduites déjà choisies, mais il n'existe pas de méthode directe permettant le dimensionnement des conduites tout en tenant compte du coup de béliér.

Le présent mémoire est composé de quatre chapitres.

Le premier chapitre est consacré aux définitions et à des notions sur la mécanique des fluides.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté les généralités sur les ondes élastiques, les équations du mouvement des particules et enfin les formules d'Allievi.

Nous avons présenté les solutions anti-béliér existant au troisième chapitre.

Enfin dans le chapitre quatre, Nous avons présenté les essais réalisés et les résultats obtenus pour une conduite cylindrique. Nous avons donné la simulation numérique et déterminé le profil de pression le long de la conduite.

Chapitre I :

Notions de la mécanique des fluides

I.1 Définitions : [1]

La mécanique des fluides est la science des lois de l'écoulement des fluides. Elle est la base du dimensionnement des conduites. C'est une branche de la physique qui étudie les écoulements de fluides c'est-à-dire des liquides et des gaz lorsqu'ils subissent des forces ou des contraintes.

On distingue plusieurs branches liées à la mécanique des fluides l'hydraulique, l'hydrodynamique, l'aérodynamique.... etc.

La mécanique des fluides a de nombreuses applications dans divers domaines comme l'ingénierie navale, l'aéronautique, mais aussi la météorologie, la climatologie ou encore l'océanographie.

I.1.1 Un fluide : [1]

Un fluide peut être considéré comme étant une substance formée d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. C'est donc un milieu matériel continu, déformable, sans rigidité et qui peut s'écouler. Les forces de cohésion entre les particules élémentaires sont très faibles de telle sorte que le fluide soit un corps sans forme propre qui prend la forme du récipient qui le contient. Les fluides peuvent se classer en deux familles relativement par leur viscosité.

- Fluides newtoniens (comme l'eau, l'air et la plupart des gaz).

Ces fluides ont une viscosité constante, qui ne peut varier qu'en fonction de la température.

- Et celle des fluides non newtoniens (quasiment tout le reste... le sang, les gels, les boues, les pâtes, les émulsions...). Les fluides non newtoniens ont la particularité d'avoir leur viscosité qui varie en fonction de la vitesse et des contraintes qu'ils subissent lorsque ceux-ci s'écoulent.

I.1.2. Fluide parfait : [1]

Soit un système fluide, c'est-à-dire un volume délimité par une surface fermée (S) fictive ou réelle.

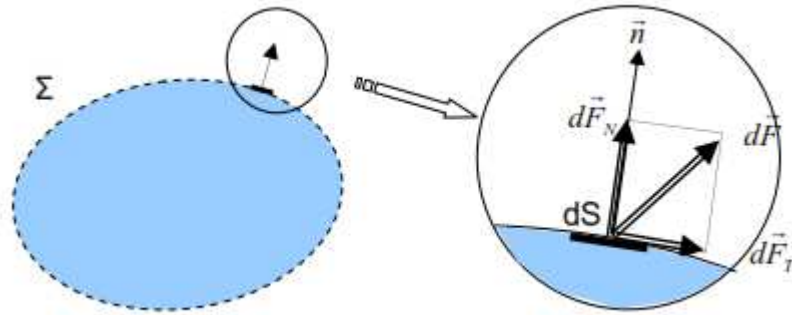


Figure1 : Force de pression s'exerçant sur une surface élémentaire.

Considérons $\vec{dF}$ la force d'interaction au niveau de la surface élémentaire dS de normale $\vec{n}$ entre le fluide et le milieu extérieur.

On décompose $\vec{dF}$ en deux composantes ;

- une composante $\vec{dF}_T$ tangentielle à dS ;
- une composante $\vec{dF}_N$ normale à dS .

En mécanique des fluides, un fluide est dit parfait s'il est possible de décrire son mouvement sans prendre en compte les effets de frottement. C'est à dire quand la composante $\vec{dF}_T$ est nulle. Autrement dit, la force $\vec{dF}$ est normale à l'élément de surface dS .

I.1.3. Fluide réel : [1]

Contrairement à un fluide parfait, qui n'est qu'un modèle pour simplifier les calculs, pratiquement inexistant dans la nature, dans un fluide réel les forces tangentielles de frottement interne qui s'opposent au glissement relatif des couches fluides sont prises en considération. Ce phénomène de frottement visqueux apparaît lors du mouvement du fluide.

C'est uniquement au repos, qu'on admettra que le fluide réel se comporte comme un fluide parfait, et on suppose que les forces de contact sont perpendiculaires aux éléments de surface sur lesquels elles s'exercent. La statique des fluides réels se confond, donc, avec la statique des fluides parfaits.

I.1.4. Fluides incompressibles : [1]

Un fluide est dit incompressible lorsque le volume occupé par une masse donnée ne varie pas en fonction de la pression extérieure. Les liquides peuvent être considérés comme des fluides incompressibles (eau, huile, etc.).

I.1.5. Fluides compressibles : [1]

Un fluide est dit compressible lorsque le volume occupé par une masse donnée varie en fonction de la pression extérieure. Les gaz sont généralement des fluides compressibles.

Par exemple l'air, l'hydrogène, le méthane à l'état gazeux, sont considérés comme des fluides compressibles à faible nombre de Mach.

I.1.6. Module de compressibilité : [1]

Ce paramètre caractérise la compressibilité d'un fluide. Il se définit par la variation relative de volume par rapport à la variation de pression.

$$\chi = -\frac{dv}{v} \cdot \frac{1}{dp} \quad (I.1)$$

- Si $\chi = 0$ est un fluide incompressible
- Si $\chi > 0$ est un fluide compressible.

I.1.7. Masse volumique : [1]

C'est le rapport de la masse d'une quantité de fluide par son volume, elle est mesurée en (kg/m^3).

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (I.2)$$

Où :

ρ : Masse volumique en (kg/m^3),

m : masse en (kg),

V : volume en (m^3).

Fluide	Masse volumique ρ (kg/m^3)	Type de fluide
Benzène	$0,880 \cdot 10^3$	Incompressible
Chloroforme	$1,489 \cdot 10^3$	
Huile d'olive	$0,918 \cdot 10^3$	
Mercure	$13,546 \cdot 10^3$	
Eau	10^3	
Air	$0,001205 \cdot 10^3$	compressible
Hydrogène	$0,000085 \cdot 10^3$	
Méthane	$0,000717 \cdot 10^3$	

Tableau 1 : mase volumique de quelque fluide

I.1.8 Pression P : [1]

La pression est une grandeur scalaire. C'est l'intensité de la composante normale de la force qu'exerce le fluide sur l'unité de surface. Elle est définie en un point A d'un fluide par l'expression suivante :

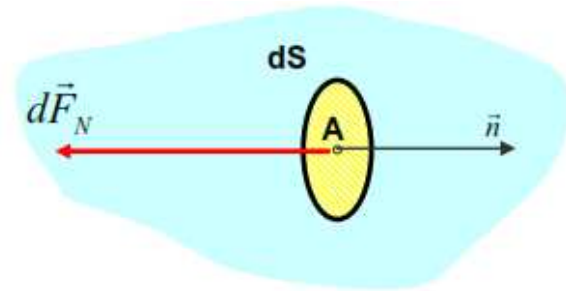


Figure2 : Pression en un point d'un fluide

$$P_A = \frac{\|\vec{dF}_N\|}{dS} \quad (I.3)$$

Où:

dS : Surface élémentaire de la facette de centre A (en mètre carré),

$\vec{n}$: Vecteur unitaire en A de la normale extérieure à la surface,

$\vec{dF}_N$: Composante normale de la force élémentaire de pression qui s'exerce sur la surface (en Newton),

P_A : pression en A (en Pascal), ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$)

I.1.9. Température : [1]

C'est une grandeur physique qui caractérise la chaleur sensible, dans notre cas l'écoulement se fait à une température constante.

I.2. Cinématique des fluides : [2]

Il s'agit d'étudier le mouvement des particules de fluide sans faire intervenir les forces qui entrent en jeu.

Nous ne donnerons que les définitions d'usage sans insister sur les dévantes théories qui sont du ressort du domaine mathématique plus que du domaine physique.

I.2.1. Description de Lagrange :[2]

Cette description de l'écoulement consiste à suivre une particule donnée au cours de son mouvement au sein du fluide. Dans ce cas, c'est l'évolution de la position des particules qui permet la description de l'écoulement. Ainsi, le lieu géométrique des positions successives occupées par une particule constitue ce qu'on appelle la trajectoire de cette particule. C'est une démarche très complexe du fait du nombre important de particules qu'il faut suivre.

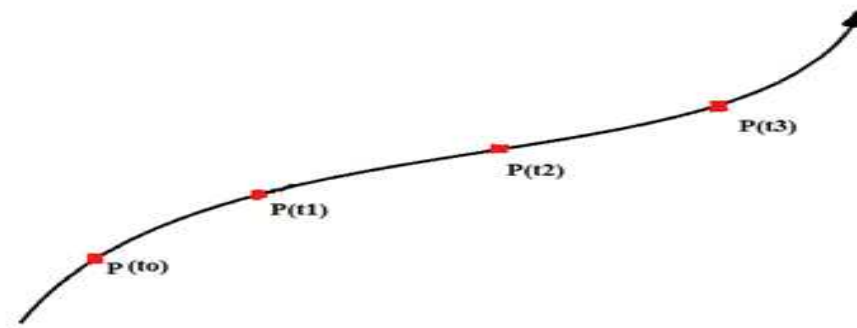


Figure 3 : Trajectoire de la particule P.

I.2.3. Description d'Euler : [2]

Euler suggère une autre description qui ne consiste pas à suivre particule par particule, mais connaissant le champ de vitesse et le champ de pression, on détermine les forces mises en jeu. Cette approche est la plus réaliste.

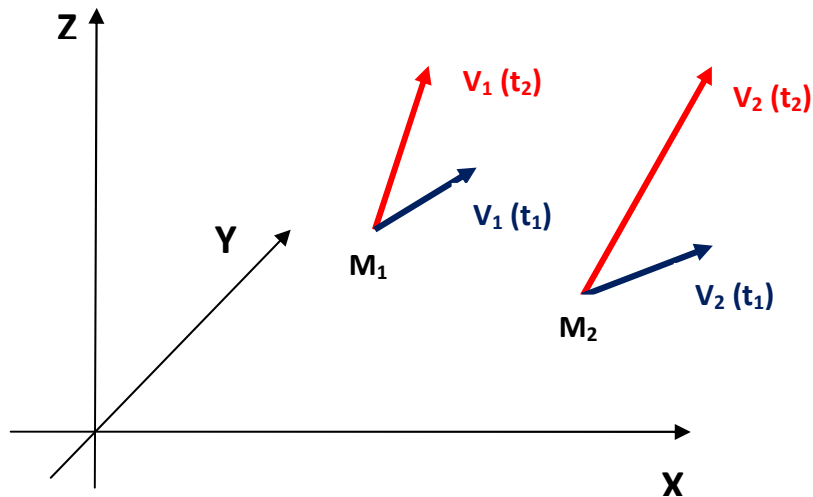


Figure 4 : Ecoulement du fluide est décrit au moyen d'un champ des vecteurs de vitesse.

I.3. Dynamique des fluides incompressible: [1]

Dans ce chapitre, nous allons étudier les fluides en mouvement. Contrairement aux solides, les éléments d'un fluide en mouvement peuvent se déplacer à des vitesses différentes. L'écoulement des fluides est un phénomène complexe.

On s'intéresse aux équations fondamentales qui régissent la dynamique des fluides incompressibles parfaits, en particulier :

- l'équation de continuité (conservation de la masse),
- le théorème de Bernoulli (conservation de l'énergie) et,
- le théorème d'Euler (conservation de la quantité de mouvement) à partir duquel on établit les équations donnant la force dynamique exercée par les fluides en mouvement.

I.3.1 Equation de continuité : [1]

Considérons une veine d'un fluide incompressible de masse volumique ρ animé d'un écoulement permanent.

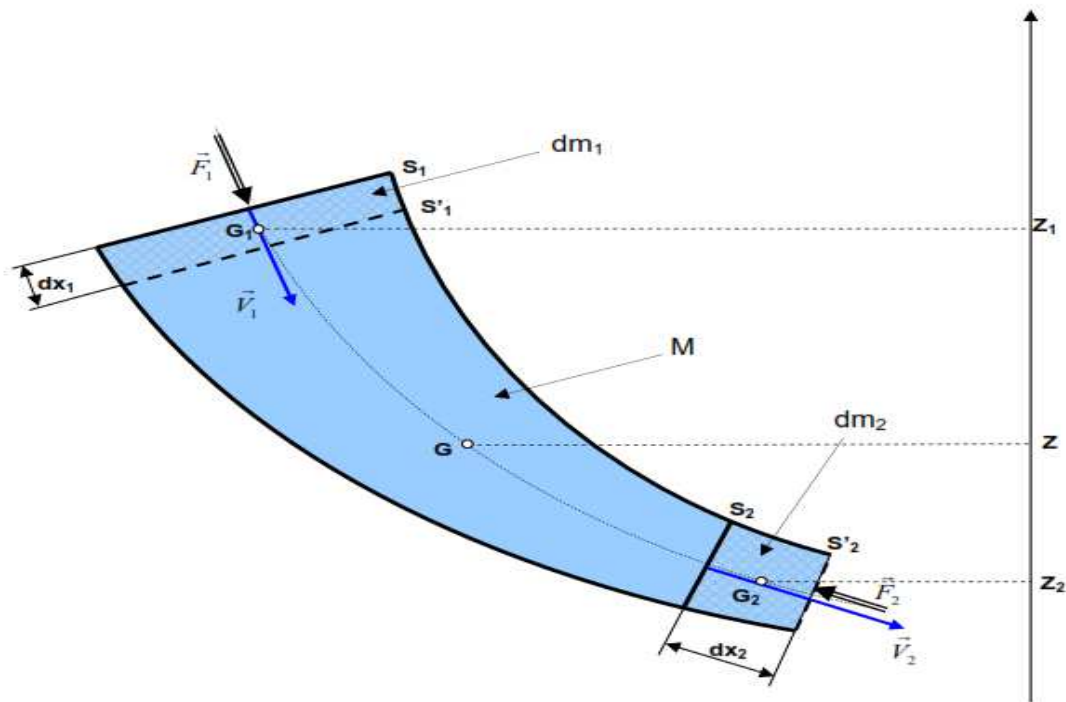


Figure 5 : application de théorème de continuité dans le cas d'un mouvement permanent.

On désigne par :

- S_1 et S_2 respectivement la section d'entrée et la section de sortie du fluide à l'instant t
- S'_1 et S'_2 respectivement les sections d'entrée et de sortie du fluide à l'instant $t' = (t + dt)$
- $\vec{V}_1$ et $\vec{V}_2$ les vecteurs de vitesse d'écoulement respectivement à travers les sections S_1 et S_2

de la veine.

- dx_1 et dx_2 respectivement les déplacements des sections S_1 et S_2 pendant l'intervalle de temps dt ,

- dm_1 : masse élémentaire entrant comprise entre les sections S_1 et S'_1 ,
- dm_2 : masse élémentaire sortant comprise entre les sections S_2 et S'_2
- M : masse comprise entre S_1 et S_2 ,
- dv_1 : volume élémentaire entrant compris entre les sections S_1 et S'_1 ,
- dv_2 : volume élémentaire sortant compris entre les sections S_2 et S'_2 ,

A l'instant t : le fluide compris entre S_1 et S_2 a une masse égale à $(dm_1 + M)$

A l'instant $t+dt$: le fluide compris entre S'_1 et S'_2 a une masse égale à $(M + dm_2)$.

Par conservation de la masse:

$$dm_1 + M = M + dm_2 \quad (I.4)$$

Soit:

$$dm_1 = dm_2$$

Donc :

$$\rho_1 \cdot dv_1 = \rho_2 \cdot dv_2 \quad (\text{I.5})$$

Ou encore:

$$\rho_1 \cdot S_1 \cdot dx_1 = \rho_2 \cdot S_2 \cdot dx_2$$

En divisant par dt on obtient :

$$\rho_1 \cdot S_1 \cdot \frac{dx_1}{dt} = \rho_2 \cdot S_2 \cdot \frac{dx_2}{dt} \Leftrightarrow \rho_1 \cdot S_1 V_1 = \rho_2 \cdot S_2 V_2 \quad (\text{I.6})$$

Puisque le fluide est incompressible : $\rho_1 = \rho_2 = \rho$

Ce qui donne :

$$S_1 \cdot V_1 = S_2 \cdot V_2 \quad (\text{I.7})$$

Cette relation exprime la conservation du débit massique.

I.3.2 Théorème d'Euler : [1]

Le théorème d'Euler résulte de l'application du théorème de la quantité de mouvement à l'écoulement d'un fluide :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}} = m \cdot \vec{\gamma} = d \cdot \frac{m}{dt} \cdot \vec{V} \quad (\text{I.8})$$

Ce théorème permet de déterminer les efforts exercés par le fluide en mouvement sur les objets qu'il environne.

Considérons le volume contenu entre S_1 et S_2 à l'instant t et appliquons la relation (I.8) sous la forme : $\sum \vec{F}_{\text{ext}} dt = d(\sum m \cdot \vec{V})$.

Pendant le temps dt le fluide est venu entre S'_1 et S'_2 et, comme le mouvement est permanent, tout se passe comme si on avait transporté le volume dv_1 où la pression est p_1 , la vitesse V_1 , en dv_2 où la pression est p_2 , la vitesse V_2 .

Ces éléments de volume ont la même masse, à savoir $q \cdot dt$ en appelant q le débit en masse à travers la veine. La variation de quantité de mouvement $d(\sum m \cdot \vec{V})$ qui intéresse pendant le temps dt la masse de fluide envisagée est donc égale à :

$$q dt (\vec{V}_2 - \vec{V}_1)$$

Nous avons donc :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}} = q (\vec{V}_2 - \vec{V}_1) \quad (\text{I.9})$$

$\vec{\Sigma F_{\text{ext}}}$ représente l'ensemble des forces extérieures appliquées au volume contenu entre S_1 et S_2 .

I.3.3 Théorème de Bernoulli : [2]

Reprenons le schéma de la veine fluide de la figure (5) avec les hypothèses suivantes:

- Le fluide est parfait et incompressible.
- L'écoulement est permanent.
- L'écoulement est dans une conduite parfaitement lisse.

On considère un axe Z vertical dirigé du bas vers le haut.

On note Z_1 , Z_2 et Z respectivement les altitudes des centres de gravité des masses dm_1 , dm_2 et M .

On désigne par F_1 et F_2 respectivement les noms des forces de pression du fluide agissant au niveau des sections S_1 et S_2

A l'instant t le fluide de masse $(dm_1 + M)$ est compris entre S_1 et S_2 .

Son énergie mécanique est :

$$E_{\text{mec}} = E_{\text{pot}} + E_{\text{ciné}} = (dm_1 \cdot g \cdot Z_1 + M \cdot g \cdot Z) + \frac{1}{2} dm_1 V_1^2 + \int_{S_1}^{S_2} \frac{dm \cdot V^2}{2}$$

A l'instant $t' = (t + dt)$ le fluide de masse $(M + dm_2)$ est compris entre S_1' et S_2' son énergie mécanique est :

$$E'_{\text{mec}} = E'_{\text{pot}} + E'_{\text{cine}} = (MgZ + dm_2 \cdot g \cdot Z_2) + \int_{S_1'}^{S_2'} \frac{dm \cdot V^2}{2} + \frac{1}{2} dm_2 \cdot V_2^2$$

On applique le théorème de l'énergie mécanique au fluide entre t et t' : « La variation de l'énergie mécanique est égale à la somme des travaux des forces extérieures. »

$$E'_{\text{mec}} - E_{\text{mec}} = W_{\text{Forces de pression}} = F_1 \cdot dx_1 - F_2 \cdot dx_2$$

Ou encore :

$$E'_{\text{mec}} - E_{\text{mec}} = P_1 \cdot S_1 \cdot dx_1 - P_2 \cdot S_2 \cdot dx_2 = P_1 \cdot dV_1 - P_2 \cdot dV_2$$

En simplifiant on obtient :

$$dm_2 \cdot g \cdot Z_2 + \frac{1}{2} dm_2 \cdot V_2^2 - dm_1 \cdot g \cdot Z_1 - \frac{1}{2} dm_1 \cdot V_1^2 = \frac{P_1}{\rho_1} \cdot dm_1 - \frac{P_2}{\rho_2} \cdot dm_2 \quad (\text{I.10})$$

La conservation de la masse:

$$dm_1 = dm_2 = dm$$

Fluide incompressible:

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho$$

On aboutit à l'équation de Bernoulli :

$$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2} + \frac{p_2 - p_1}{\rho} + g(Z_2 - Z_1) = 0 \quad (\text{I.11})$$

L'unité de chaque terme de cette relation est le Joule par kilogramme ($\frac{\text{J}}{\text{kg}}$)

D'après la relation on peut alors écrire :

$$\frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + g \cdot Z_2 = \frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + g \cdot Z_1 \quad (\text{I.12})$$

On exprime les différents termes de la relation de Bernoulli en hauteurs de liquide, on divise pour cela les pressions et les quantités homogènes aux pressions par le poids volumique

$\varpi = \rho g$ de liquide. L'équation de Bernoulli s'écrit sous la forme :

$$\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\varpi} + Z = \text{Cte} \quad (\text{I.13})$$

Avec :

$\frac{v^2}{2g}$: hauteur due à la vitesse.

$\frac{p}{\varpi}$: hauteur due à la pression

Z : cote du point

$\frac{p_g}{\varpi} = \frac{p}{\varpi} + h$: Hauteur piézométrique.

I.4. Hydraulique des écoulements avec pertes d'énergie : [3]

Jusqu'à présent nous avons supposé que le fluide était parfait pour appliquer l'équation de conservation de l'énergie. L'écoulement d'un fluide réel est plus complexe que celui d'un fluide idéal. En effet, il existe des forces de frottement, dues à la viscosité du fluide, qui s'exercent entre les particules de fluide et les parois, ainsi qu'entre les particules elles-mêmes. Pour résoudre un problème d'écoulement d'un fluide réel, on fait appel à des résultats expérimentaux, en particulier ceux de l'ingénieur et physicien britannique Osborne Reynolds.

Une méthode simplifiée de calcul des pertes de charge basée sur ces résultats expérimentaux est proposée. Elle est indispensable pour le dimensionnement des diverses installations hydrauliques.

Pendant le mouvement d'un fluide réel, les forces de contact ne sont pas perpendiculaires aux éléments de surface sur lesquelles elles s'exercent (elles possèdent donc des composantes tangentielles qui s'opposent au glissement des couches fluides les unes sur les autres). Cette résistance est caractérisée par la viscosité.

L'existence des forces de viscosité ne permet plus de parler de conservation d'énergie le long d'un filet puisque les efforts tangentiels développent un travail non nul dans le cours d'une déformation. Le liquide perd donc progressivement de l'énergie mécanique et l'on doit remplacer la formule de Bernoulli :

$$\frac{P_{g1}}{\varpi} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{P_{g2}}{\varpi} + \frac{V_2^2}{2g} \quad (\text{I.14})$$

Par la formule plus générale :

$$\frac{P_{g1}}{\varpi} + \frac{V_1^2}{2g} = \frac{P_{g2}}{\varpi} + \frac{V_2^2}{2g} + \frac{E}{g} \quad (\text{I.15})$$

Où : $\frac{E}{g}$ représente la perte de charge totale.

I.4.1. Régimes d'écoulement – Nombre de Reynolds : [3]

Les expériences réalisées par Reynolds en 1883 lors de l'écoulement d'un liquide dans une conduite cylindrique rectiligne dans laquelle arrive également un filet de liquide coloré, ont montré l'existence de deux régimes d'écoulement : régime laminaire et régime turbulent :

I.4.1.a. Régime laminaire :

Les filets fluides sont des lignes régulières, sensiblement parallèles entre elles.



Figure 6 : Ecoulement laminaire

I.4.2.b. Régime turbulent :

Les lignes de courant ne gardent plus leur individualité mais s'enchainent et s'enroulent sur elles-mêmes.

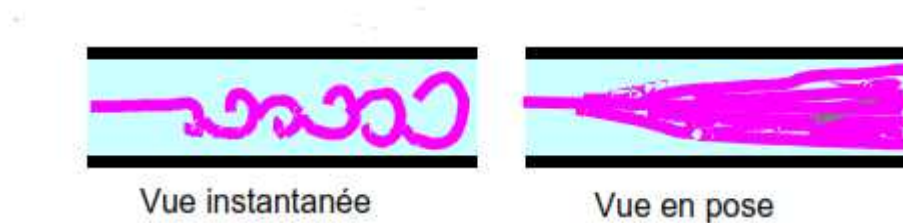


Figure 7 : Ecoulement turbulent

Des études plus fines ont montré qu'il existe encore une subdivision entre :

- les écoulements turbulents lisses.
- les écoulements turbulents rugueux.

En utilisant divers fluides à viscosités différentes, en faisant varier le débit d'écoulement, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds, donné par l'expression suivante:

$$R_e = \frac{V \cdot d}{\vartheta} \quad (\text{I.16})$$

Où :

V : Vitesse moyenne d'écoulement à travers la section considérée en (m/s)

d : Diamètre de la conduite ou largeur de la veine fluide en (m).

ϑ: Viscosité cinématique du fluide (m²/s).

Résultats empiriques à titre indicatif :

Si $R_e < 2000$ l'écoulement est laminaire.

Si $2000 < R_e < 3000$ l'écoulement est instable.

Si $R_e > 3000$ l'écoulement est turbulent :

- Lisse si $3000 < R < 100000$
- Rugueux si $R > 100000$

I.5. pertes de charges :

Quand un écoulement s'effectue avec frottement (fluide réel), on n'a pas le droit d'appliquer en toute rigueur, l'équation de Bernoulli, même le long d'une ligne de courant, car il n'y a pas conservation de l'énergie mécanique. Les frottements font en effet apparaître de l'énergie calorifique aux dépens de l'énergie mécanique. Cette dernière diminue au cours du mouvement, on dit qu'il se produit une perte de charge.

La perte de charge peut être due à une perte de charge linéaire et une perte de charge singulière :

I.5.1. Pertes de charge régulières : [2]

Les pertes de charges linéaires, sont des pertes de charge réparties régulièrement le long des conduites. En chaque point d'un écoulement permanent, les caractéristiques de l'écoulement sont bien définies et ne dépendent pas du temps.

La représentation graphique de l'écoulement prend l'allure ci-dessous :

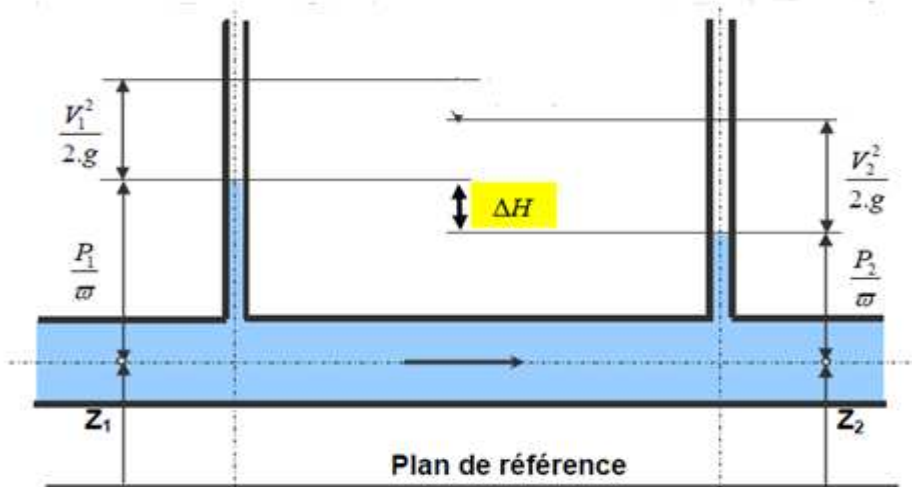


Figure 8 : représentation de la perte de charge linéaire

La vitesse étant constante, la ligne piézométrique et la ligne de charge sont parallèles. La variation de hauteur piézométrique, évaluée en hauteur de liquide est égale à la perte de charge linéaire entre les deux points de mesure.

Les pertes de charge linéaires sont proportionnelles à la longueur L de la conduite, inversement proportionnelles à son diamètre D , proportionnelles au carré de la vitesse débitante U du fluide.

$$\Delta P = \lambda \frac{\rho U^2}{2} \frac{L}{D} \quad (\text{I.17})$$

Ou :

$$\Delta H = \lambda \frac{U^2}{2g} \frac{L}{D} \quad (\text{I.18})$$

Ou :

λ : est un coefficient sans dimension appelé coefficient de pertes de charge linéaire. Il dépend du régime d'écoulement caractérisé par le nombre de Reynolds.

- Dans un régime d'écoulement laminaire : $R_e < 2000$

$$\lambda = \frac{64}{R_e} \text{ (Formule de Poiseuille).}$$

- Dans un régime d'écoulement turbulent : $R_e > 2000$

$$\lambda = 0.316 \cdot R_e^{-0.25} \text{ (Formule de Blasius).}$$

L : la longueur de la conduite.

D : diamètre de la conduite.

U : la vitesse de l'écoulement.

I.6. Pertes de charges singulières : [2]

On appelle pertes de charges singulières les chutes brutales de la ligne d'énergie qui sont le résultat des modifications local des conditions d'écoulement (rétrécissement ; élargissement changement de direction...)

On les représente généralement par l'expression :

$$\Delta H = k \cdot \frac{U^2}{2g} \quad (\text{I.19})$$

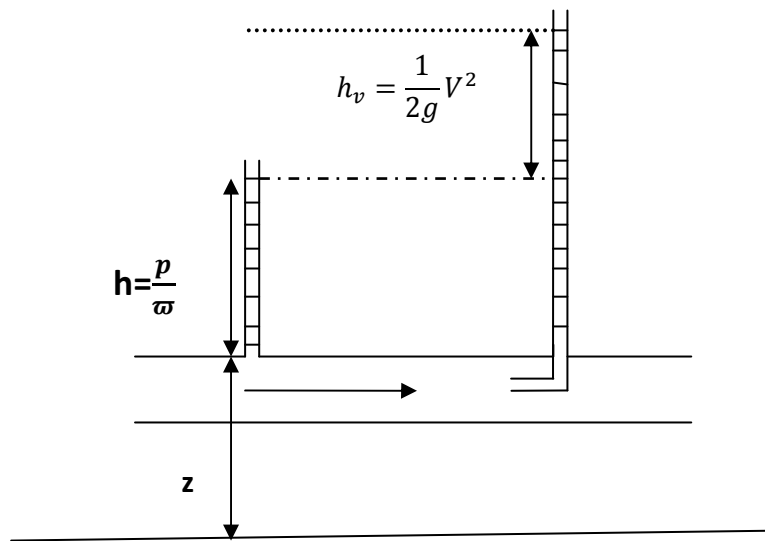
Ou :

$$\Delta P = k \rho \frac{U^2}{2} \quad (\text{I.20})$$

Avec k appelé coefficient de perte de charge singulière (sans dimension), sa détermination est principalement du domaine de l'expérience.

I.7. Ligne de charge et ligne piézométrique : [2]

La ligne de charge et la ligne piézométrique sont des lignes imaginaires qui représentent la hauteur d'un fluide dans un tube piézométrique. La ligne de charge est la hauteur statique plus la hauteur dynamique ($\frac{p}{\rho} + \frac{1}{2g}V^2$), tant que la ligne piézométrique ne représente que la hauteur statique ($\frac{p}{\rho}$).



----- Ligne de piézométrie

..... Ligne de charge

Figure 9 : Ligne de charge et ligne piézométrique.

Z : est la cote ou hauteur de position caractéristique le point considéré.

$h_v = \frac{1}{2g}V^2$: est appelée hauteur cinétique, c'est la hauteur d'où doit tomber une particule de fluide pour atteindre la vitesse $V = \sqrt{2gh}$

La somme $h = \frac{p}{\rho} + z$ est appelée hauteur piézométrique et sa courbe représentative ligne piézométrique.

La somme des trois termes $H = z + h + h_v$ est la hauteur correspondante à la charge totale.

Chapitre II :

Coup de bélier

II.1. Définition : [4]

Un coup de bélier, c'est une augmentation subite de pression qui engendre une onde de choc dans les tuyauteries ou dans les échangeurs de chaleur. Cette surpression dépasse souvent les conditions normales de fonctionnement et peut provoquer une déformation mécanique et même une rupture de matériel. Ce coup se propage dans l'eau à la vitesse du son. Le coup de bélier se reconnaît facilement par le bruit de cognement ou de frappement qu'on entend à la fermeture des vannes. Bien que ce soit une manière facile de reconnaître le problème, le coup de bélier ne se manifeste pas toujours par ces bruits révélateurs. Le coup de bélier survient lorsque le flux d'eau en mouvement est soudainement arrêté par la fermeture d'une vanne. Cet arrêt soudain entraîne une forte poussée de pression derrière la vanne qui agit comme une petite explosion à l'intérieur du tuyau. Cette poussée de pression se réverbère à travers le système, agitant et secouant les tuyaux jusqu'à son absorption.

Lorsqu'on augmente ou on diminue le débit d'une conduite en un point, l'opération perturbe la pression du liquide en ce point. La conduite (dont les parois sont toujours plus ou moins élastiques) change légèrement de diamètre, et par conséquent de volume, sous l'effet de cette variation de pression ; le liquide change également le volume puisqu'il n'est jamais strictement incompressible ; et la surpression, ou la dépression, se propage de part et l'autre de la perturbation initiale sous la forme d'une onde élastique.

II.2. Généralité sur les ondes élastiques : [4]

Les ondes élastiques se propagent sans modification dans un milieu isotrope infini mais sont susceptibles de réflexion et réfraction quand elles rencontrent une surface séparant deux milieux différents. Deux cas importants sont à envisager :

- Quand une onde plane se propageant dans un fluide rencontre une paroi solide rigide, elle se réfléchit sans changement de signe. Aussi une onde de compression se réfléchit en une onde de compression.
- Quand une onde plane se propageant dans un fluide rencontre une surface où la pression reste constante (surface libre d'un liquide par exemple), il y a réflexion avec changement de signe. Ainsi une onde de compression donne naissance à une onde de dépression.

II.3. Propagation d'une onde dans un milieu fluide indéfini:[4]

Dans un fluide parfait indéfini, les seules ondes élastiques susceptibles de se propager sont des ondes longitudinales (c'est-à-dire des ondes provoquant des déplacements des particules normalement aux surfaces d'ondes). Dans le cas d'ébranlements infiniment petits, la célérité des ondes que nous appellerons $\mathbf{a}_0$ est donnée par la relation suivante :

$$\mathbf{a}_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\rho}} \quad (\text{II.1})$$

Où : ε est le module d'élasticité d'un milieu matériel.

$$\varepsilon = \rho \cdot \frac{dp}{d\rho} \quad (\text{II.2})$$

Le module d'élasticité a les dimensions d'une pression.

Soit une onde plane se propageant avec une vitesse $\mathbf{U}$ et soit $\mathbf{V}$ la vitesse d'une particule au passage d'une onde ; considérons une tranche fluide d'épaisseur $\mathbf{dx}$, de section unitaire, (**figure10**) et appliquons-lui les principes de la mécanique.

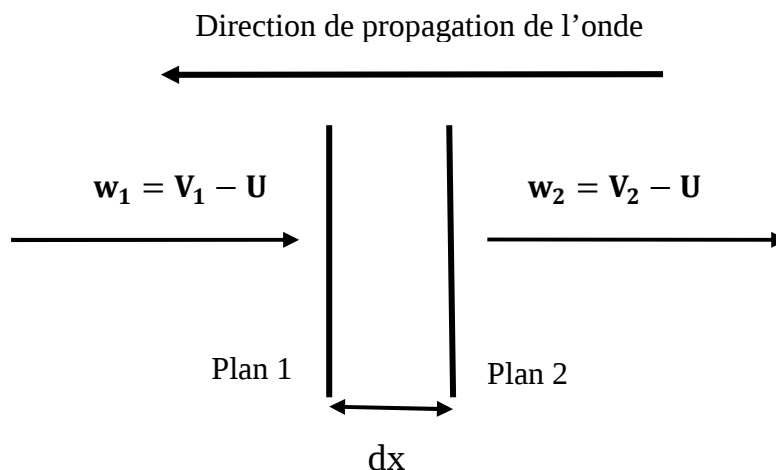


Figure 10 : Propagation d'une onde plane

Par rapport à un système de référence lié à l'onde, la vitesse relative $\mathbf{w}$ est donnée par :

$$\vec{\mathbf{w}} = \vec{\mathbf{V}} - \vec{\mathbf{U}}$$

Tandis que les pressions et les masse volumiques ne sont pas changées.

L'équation de continuité s'écrit :

$$\rho_1 S_1 (\mathbf{V}_1 - \mathbf{U}) = \rho_2 S_2 (\mathbf{V}_2 - \mathbf{U}) = q \quad (\text{II.3})$$

Où :

S_1 et S_2 : respectivement le section d'entrée et de sortie de l'onde.

$\mathbf{V}_1$: La vitesse de la particule de fluide au passage de l'onde au niveau de plan 1

$\mathbf{V}_2$: La vitesse de la particule de fluide au passage de l'onde au niveau de plan 2.

ρ_1 : La masse volumique du fluide au passage de l'onde au niveau de plan 1

ρ_2 : La masse volumique du fluide au passage de l'onde au niveau de plan 2.

Le théorème des quantités de mouvement s'écrit :

$$q [(\mathbf{V}_2 - \mathbf{U}) - (\mathbf{V}_1 - \mathbf{U})] = p_1 - p_2 \quad (\text{II.4})$$

En remplace $\mathbf{V}_2 - \mathbf{U}$ et $\mathbf{V}_1 - \mathbf{U}$ par $\mathbf{w}_2$ et $\mathbf{w}_1$

$$\mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_1 = \frac{p_1 - p_2}{q}$$

En multipliant par $\rho_1 \rho_2$

$$\rho_1 \cdot \rho_2 \cdot \mathbf{w}_2 - \rho_1 \cdot \rho_2 \cdot \mathbf{w}_1 = \frac{p_1 - p_2}{q} \cdot \rho_1 \cdot \rho_2$$

Comme $\rho_1 \mathbf{w}_1 = \rho_2 \mathbf{w}_2 = q$

$$q^2 = \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} \cdot \rho_1 \cdot \rho_2$$

En remplace q par $\rho_1 \cdot \mathbf{w}_1$:

$$\rho_1^2 \cdot \mathbf{w}_1^2 = \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} \cdot \rho_1 \rho_2$$

Nous obtenons alors :

$$\mathbf{w}_1 = (\mathbf{V}_1 - \mathbf{U}) = \pm \sqrt{\frac{\rho_2(p_1 - p_2)}{\rho_1(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (\text{II.5})$$

$$\mathbf{w}_2 = (\mathbf{V}_2 - \mathbf{U}) = \pm \sqrt{\frac{\rho_1(p_1 - p_2)}{\rho_2(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (\text{II.6})$$

La vitesse de propagation $\mathbf{U}$ de l'onde est fonction des variations de pression et de masse volumique qui se produisent à son passage.

S'il s'agit d'un ébranlement fini se propageant dans un fluide au repos pour lequel $\mathbf{V}_1 = \mathbf{0}$, le front de l'onde, se déplace avec une vitesse égale à :

$$\mathbf{U} = \mathbf{w}_1 = \pm \sqrt{\frac{\rho_2 \Delta p}{\rho_1 \Delta \rho}} \quad (\text{II.7})$$

Mais s'il s'agit des ondes acoustiques ordinaires pour lesquelles les perturbations produites sont infiniment petites, les vitesses $\mathbf{V}_1$ et $\mathbf{V}_2$ des particules sont négligeables devant la vitesse des ondes $\mathbf{U}$. Les deux formules (II.5) et (II.6) conduisent à la même expression :

$$|\mathbf{U}| = \mathbf{a}_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\rho}} = \sqrt{\frac{\rho \, dp}{\rho \, d\rho}} = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (\text{II.8})$$

Cette démonstration s'applique également au calcul de la vitesse de propagation d'une onde plane dans un fluide contenu dans une conduite indéformable où $\mathbf{S}$ est la section de la conduite.

II.4. propagation d'une onde plane dans une conduite cylindrique, compte tenu de la déformation de la conduite : [4]

Les ondes élastiques longitudinales peuvent aussi se propager dans un fluide contenu dans une conduite. Faisant abstraction des perturbations provoquées par les frottements sur les parois, on peut admettre que pour une conduite cylindrique, la propagation s'effectue encore par onde plane perpendiculaire à l'axe de la conduite. Mais la célérité « $\mathbf{a}$ » des ondes est différente de la valeur $\mathbf{a}_0$ calculée précédemment. Car l'équation de continuité est modifiée.

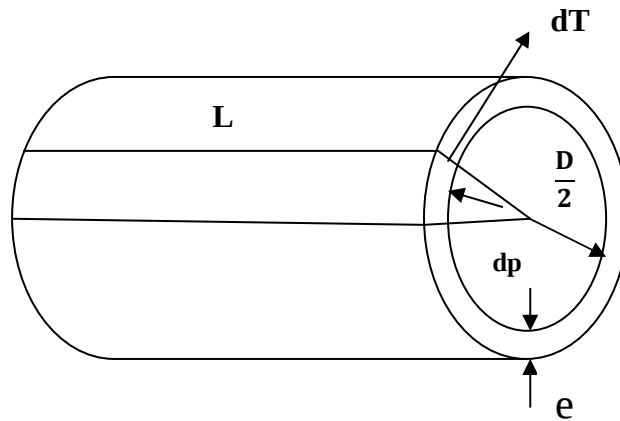


Figure 11 : propagation d'une onde plane dans une conduite cylindrique

Reprenons le raisonnement effectué à propos de propagation dans un milieu indéfini et considérons un ébranlement infiniment petit.

Considérons une tranche de section S se déplaçant avec la célérité de l'onde, l'équation de continuité s'écrit :

$$d(\rho \cdot S \cdot w) = 0 \quad (\text{II.9})$$

La forme différentielle de cette équation :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dS}{S} + \frac{dw}{w} = 0 \quad (\text{II.10})$$

Le théorème des quantités de mouvement s'écrit :

$$dp = -\rho \cdot w \cdot dw \quad (\text{II.11})$$

Sous l'action des variations de pression provoquées par l'onde, les parois de la conduite se déforment.

Par ailleurs, la déformation de la section est liée à la variation de pression par la relation suivante :

$$\frac{dS}{S} = \frac{dp}{E} \cdot \frac{D}{e} \cdot [4] \quad (\text{II.12})$$

Où :

D : le diamètre de la conduite.

e : épaisseur de la conduite.

E : le module de Young.

En adjoignant aux équations (II.11) et (II.12) la relation (II.2) :

Et en remplaçant dans l'équation de continuité (II.10) :

$$\text{On trouve : } \frac{1}{\rho w^2} = \frac{E.e + D.\varepsilon}{\varepsilon.E.e} \Rightarrow \rho w^2 = \frac{\varepsilon.E.e}{E.e + D.\varepsilon}$$

$$w^2 = \frac{\varepsilon}{\rho} \cdot \frac{E.e}{E.e(1 + \frac{D.\varepsilon}{E.e})}$$

$$w = a = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\rho}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varepsilon.D}{E.e}}} \quad (\text{II.13})$$

On constate que la célérité **a** des ondes planes dans la conduite est inférieure à la célérité **a₀** de ces mêmes ondes dans un milieu indéfini.

II.5. Description des équations d'Allievi : [4]

Quand il s'agit des propagations d'ondes dans les liquides, les formules d'Allievi permettant de résoudre beaucoup de problèmes de propagation dans les conduites.

Nous allons étudier spécialement ce qui est relative au coup de bélier. On donne ce nom à des surpressions ou dépressions qui se propagent dans les conduites en charge et qui sont produits par des variations de débit dans une section de conduite. La forme générale de ces formules est donnée par les deux relations suivantes :

$$h = h_0 + A(t - \frac{x}{a}) + B(t + \frac{x}{a})$$

$$u = u_0 + \frac{g}{a} [A(t - \frac{x}{a}) - B(t + \frac{x}{a})]$$

Où :

A et B sont deux fonctions quelconques déterminées par les conditions aux limites et initiales.

a : la célérité des ondes.

h_0 et u_0 sont des constantes, elles représentent respectivement, la cote de la ligne piézométrique et la vitesse de fluide en l'absence de tout ébranlement.

h : est la cote de la ligne piézométrique au moment de passage de l'onde.

II.5.1.Équation de mouvement des particules : [4]

La propagation d'une onde plane dans une conduite cylindrique peut-être imaginée à partir d'un piston situé à une extrémité de la conduite (figure 13). Un rapide déplacement de ce piston provoque une compression dans une tranche de fluide d'épaisseur finie au voisinage de piston. Dans le reste de la conduite, la pression n'a pas changé. Cette tranche se détend, ensuite reprend sa pression primitive mais tout en comprimant la tranche de fluide voisine.

Le phénomène se propage donc de proche en proche, et si on admet que le fluide est parfait, donc sans frottements, on peut considérer que le fluide se comprime par tranches parallèles.

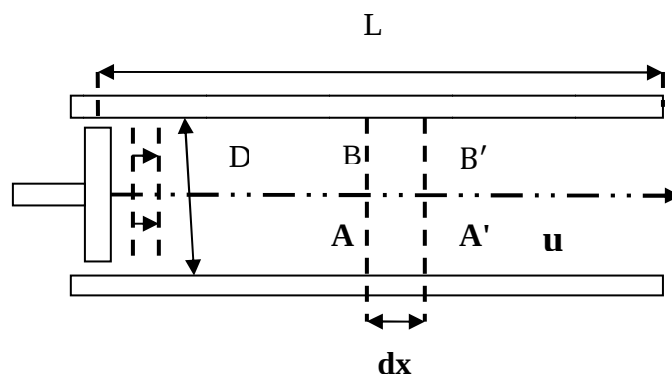


Figure 12 : Propagation d'une onde plane dans une conduite cylindrique provoquée par un piston.

Dans les calculs qui suivent, on va négliger tout déplacement et vitesses des particules qui seront considérés comme infiniment petites devant, respectivement, la longueur de tuyau et

la célérité **a** de l'onde. De même, les dérivées partielles $\frac{\partial y}{\partial t}$ et $\frac{\partial y}{\partial x}$ seront considérées comme infiniment petites du première ordre. Ainsi que les variations $\frac{d\rho}{\rho}$ est $\frac{dS}{S}$ de la masse volumique et de la section. Nous allons tenir compte de ces particularités dans l'application des équations classiques de mouvement des fluides.

II.5.1.a. Equation d'Euler :

Dans un système de référence fixe nous pouvons écrire : [4]

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\text{grad}} p + \rho \vec{F} = -\vec{\text{grad}} p - \rho \vec{\text{grad}} (gz) \quad (\text{II.14})$$

Cette équation représente une autre forme de l'équation d'Euler, qui découle de la somme des forces de pression et des forces de volume ou $\rho \vec{F}$ est en N/m^3 .

Les variations de ρ étant petites autour de la valeur ρ_0 , on pourra dans cette équation remplacer ρ par ρ_0 , ou ρ_0 est la masse volumique de fluide avant le passage de l'onde.

On se ramène donc à l'équation dynamique d'un fluide incompressible, qui dans une même section s'écrit :

$$\rho_0 \frac{du}{dt} + \frac{dp_g}{dx} = 0 \quad (\text{II.15})$$

Ou : **u** est la vitesse absolue des particules.

Et $p_g = p + \rho_0 g z$ c'est la pression motrice.

II.5.1.b Equation de continuité : [4]

Soit une tranche **AB-A'B'** d'épaisseur **dx** (figure 13). Pendant le temps **dt** il entre par la section **AB** une masse de fluide égale à :

$$\rho S u dt$$

Et par la section **A'B'** il entre la masse de fluide

$$- \rho S u dt - \frac{\partial(\rho u S)}{\partial x} dx dt$$

Au total, il est entré dans la tranche **AB-A'B'** la masse :

$$- \frac{\partial(\rho u S)}{\partial x} dx dt \quad (\text{II.16})$$

Comme cette quantité est égale à l'augmentation pendant le temps dt de la masse $\rho S dx$ contenant dans la tranche, on a :

$$\frac{\partial(\rho S dx)}{\partial t} dt = - \frac{\partial(\rho u S)}{\partial x} dx dt \quad (\text{II.17})$$

Où:
$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u S)}{\partial x} = 0$$

Soit :

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho S)}{\partial x} + \rho S \frac{\partial(u)}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.18})$$

Dans cette dernière équation le terme du milieu est infiniment petit du 2^e ordre, les autres étant du 1^{er} ordre. Nous pouvons donc le négliger et écrire :

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \rho_0 S_0 \frac{\partial(u)}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.19})$$

Où l'on a remplacé le facteur ρS par $\rho_0 S_0$ comme les variations de ρ et S étant petites autour de la valeur de ρ_0 et S_0 , ou S_0 est la section de la conduite avant la deformation.

Si dp l'augmentation de pression au passage de l'onde nous pouvons donc écrire :

$$dp = \varepsilon \frac{d\rho}{\rho} \quad (\text{II.20})$$

Mais sous l'action de la suppression dp , la section S varie de : [4]

$$dS = \frac{dp}{E} \cdot \frac{D}{e} S_0 \quad (\text{II.21})$$

Nous avons par la suite :

$$\rho S = (\rho_0 + dp) (S_0 + dS) = \rho_0 S_0 \left(1 + \frac{dp}{\rho}\right) \left(1 + \frac{dS}{S}\right)$$

Soit après simplification :

$$\rho S = \rho_0 S_0 \left[1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{E} \frac{D}{e}\right) dp\right]$$

Donc l'équation de continuité se réduit par conséquence à :

$$\rho_0 S_0 + \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{E} \frac{D}{e} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 S_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

Que nous écrivons:

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.22})$$

En posant:

$$\frac{1}{a^2} = \rho_0 \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{E} \frac{D}{e} \right) \quad (\text{II.23})$$

On trouve les équations du mouvement :

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p_g}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.24})$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial p_g}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.25})$$

Dans la deuxième équation, nous avons remplacé p par p_g car $\rho_0 g z$ ne dépend pas du temps.

Ces équations sont valables sur un tuyau incliné sur l'horizontale ou non, car c'est la pression motrice p_g qui y figure.

Ces équations ne sont valables que si les variations de masse volumique sont faibles (infinitement petites du premier ordre devant ρ_0).

Si la conduite est horizontale, on peut, dans les équations précédentes négliger les variations de $\rho_0 g z$ dans une même section et remplacer p_g par p .

Les équations de mouvement sont identiques à celle qu'on trouve dans la théorie des cordes vibrantes :

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} = C^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} \quad (\text{II.26})$$

On dérive l'équation (II.24) par rapport à x , on trouve :

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 p_g}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{II.27})$$

Et on dérive l'équation (II.25) par rapport à t , on trouve :

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t \partial x} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 p_g}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.28})$$

Et par soustraction de ses deux dernières équations (II.27) et (II.28) on obtient :

$$\frac{\partial^2 p_g}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 p_g}{\partial t^2} \Rightarrow \frac{\partial^2 p_g}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 p_g}{\partial x^2} \quad (\text{II.29})$$

On pourrait vérifier de même que **u** satisfait à la même équation aux dérivées partielles.

La forme générale de ses équations :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \quad (\text{II.30})$$

Pour résoudre cette équation, il faut poser une autre équation **F(X, Y)** qui satisfait aux formes constituant les dérivées partielles. On va introduire les changements de variables suivants :

$$\mathbf{X} = (\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{a}) \text{ et } \mathbf{Y} = (\mathbf{t} + \frac{\mathbf{x}}{a})$$

$$\text{Telle que } \mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \mathbf{F}[(\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{a}); (\mathbf{t} + \frac{\mathbf{x}}{a})]$$

Les formules constituent les dérivées partielles sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial x} = -\frac{1}{a} \frac{\partial F}{\partial X} + \frac{1}{a} \frac{\partial F}{\partial Y} \\ \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial X} + \frac{\partial F}{\partial Y} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial F}{\partial X} + \frac{\partial F}{\partial Y} \right) \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial F}{\partial X} + \frac{\partial F}{\partial Y} \right) \frac{\partial Y}{\partial t} \\ &= \frac{\partial^2 F}{\partial X^2} + 2 \frac{\partial^2 F}{\partial X \partial Y} + \frac{\partial^2 F}{\partial Y^2} \end{aligned}$$

Et de même :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} &= \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 F}{\partial X^2} - 2 \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 F}{\partial X \partial Y} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 F}{\partial Y^2} \\ \frac{\partial^2 F}{\partial X^2} + 2 \frac{\partial^2 F}{\partial X \partial Y} + \frac{\partial^2 F}{\partial Y^2} &= a^2 \left(\frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 F}{\partial X^2} - 2 \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 F}{\partial X \partial Y} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 F}{\partial Y^2} \right) \end{aligned}$$

$$4 \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} = 0, \text{ donc } \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} = 0 \quad (\text{II.31})$$

La solution de l'équation $\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} = 0$ est de la forme :[5]

$F(X, Y) = A(X) + B(Y)$ ainsi $f(x, t)$ est une solution sur $\mathbf{R}^2$ si et seulement si $F(X, Y)$ est une solution sur $\mathbf{R}^2$.

Donc, la solution générale des équations représentant les cordes vibrantes.

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \text{ est de la forme :}$$

$$f(x, t) = A\left(t - \frac{x}{a}\right) + B\left(t + \frac{x}{a}\right) \quad (\text{II.32})$$

Les fonctions **A** et **B** sont deux fonctions quelconques qui, dans un problème donné sont déterminée par les conditions aux limites et initiales. La fonction $f_1 = A\left(t - \frac{x}{a}\right)$ représente un ébranlement se propageant vers les **x** positifs avec la célérité uniforme **a**.

De même, l'expression $f_2 = B\left(t + \frac{x}{a}\right)$ représente un ébranlement se propageant vers les **x** négatifs avec la célérité uniforme **-a**.

Quand il s'agit de propagation d'onde dans les liquides, on introduit en général dans les calculs la côte d'un point **P** de la ligne piézométrique. Désignons par **h** cette côte, nous poserons donc :

$$h = \frac{p_g}{\rho g}$$

Les équations (II.27) ;(II.28) ;(II.29) s'écrivant alors :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.33})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{g}{a^2} \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.34})$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad (\text{II.35})$$

L'intégrale générale de ce dernier est de la forme :

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 + \mathbf{A}\left(\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right) + \mathbf{B}\left(\mathbf{t} + \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right) \quad (\text{II.36})$$

En portant cette valeur dans l'équation (II.34), et on intégrant par rapport à $\mathbf{x}$ en trouve :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \frac{\mathbf{g}}{\mathbf{a}} \left[\mathbf{A}\left(\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right) - \mathbf{B}\left(\mathbf{t} + \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right) \right] \quad (\text{II.37})$$

Ces deux dernières équations (II.36) et (II.37) constituent les formules d'Allievi.

$\mathbf{h}_0$ et $\mathbf{u}_0$ sont des constants, elles représentent, respectivement, la cote de la ligne piézométrique et la vitesse de fluide en l'absence de tout ébranlement.

La quantité $\mathbf{h} - \mathbf{h}_0$ est l'augmentation de pression (il s'agit de la pression motrice exprimée en hauteur de fluide), ou surpression qui règne à l'instant $\mathbf{t}$ dans une section d'abscisse $\mathbf{x}$.

Dans une conduite, il peut exister qu'une seule sorte d'onde, l'onde $\mathbf{A}$, par exemple, nous avons dans ce cas :

$$\mathbf{h} - \mathbf{h}_0 = \mathbf{A}\left(\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right)$$

$$\mathbf{u} - \mathbf{u}_0 = \frac{\mathbf{g}}{\mathbf{a}} \mathbf{A}\left(\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right)$$

De telle sorte qu'en éliminant $\mathbf{A}\left(\mathbf{t} - \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right)$, on trouve :

$$\mathbf{h} - \mathbf{h}_0 = \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{g}} \mathbf{u} - \mathbf{u}_0$$

$$\text{Soit : } \Delta \mathbf{h} = \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{g}} \Delta \mathbf{u} \text{ ou } \Delta \mathbf{p} \mathbf{g} = \rho_0 \mathbf{a} \Delta \mathbf{u} \quad (\text{II.38})$$

Dans ce cas, la variation de la cote $\Delta \mathbf{h}$ de la ligne piézométrique au passage de l'onde dans une section, est liée par cette relation simple à la variation de la vitesse $\Delta \mathbf{u}$ dans une même section. S'il n'existe que la fonction $\mathbf{B}$ en trouve :[5]

$$\Delta h = -\frac{a}{g} \Delta u \quad (\text{II.39})$$

Dans le cas générale en coexistent les ondes **A** et **B** la relation entre Δh et Δu n'est pas aussi simple.

II.6. Coup de béliet dans une conduite alimentée par un bassin à un niveau constant :

Prenons une conduite inclinée ou non par rapport à l'horizontale, à extrémité aval « **D** » se trouve un distributeur qui permet un passage plus ou moins important du fluide, l'extrémité amont « **C** » est connectée directement au fluide contenue dans le réservoir (figure 13). A $t=0$ la cote de la ligne piézométrique de tuyau est h_0 , et la vitesse de fluide dans la conduite est uniforme est égale à u_0 (la vitesse dans le tuyau n'est égale à u_0 si la section de sortie au niveau de distributeur égale a la section de tuyau). Si à partir de l'instant $t=0$ on modifie légèrement l'ouverture de distributeur il se produit dans l'écoulement une perturbation qui remonte la conduite de « **D** » vers « **C** » dans le sens des x positifs.

Si on confond l'axe des x avec ce lui de la conduite et qu'on l'oriente positivement de « **D** » vers « **C** », une onde de surpression **A** qui remonte de « **D** » jusqu'à « **C** ». Arrivée en « **C** », elle subit une réflexion avec un changement de signe (onde de dépression **B**).

En « **C** » nous avons $h = h_0$ quelque soit t , la première équation d'Alliévi s'écrit donc :

$$A \left(t - \frac{L}{a} \right) + B \left(t + \frac{L}{a} \right) = 0$$

Soit :

$$-A \left(t - \frac{L}{a} \right) = B \left(t + \frac{L}{a} \right)$$

Posons : $t + \frac{L}{a} = t'$

On obtient :

$$\mathbf{B}(t') = -\mathbf{A}\left(t - \frac{2L}{a}\right) \quad (\text{II.40})$$

Ce qui signifie que la valeur de la fonction **B** à l'instant **t'** est égale, au signe près, à celle de la fonction **A** à l'instant $\frac{2L}{a}$.

Cette équation nous fournit la forme mathématique de l'onde de retour **B** connaissant celle de l'onde d'arrivée **A**.

Les équations d'Allievi s'écrivent donc :

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 + \left[\mathbf{A}\left(t - \frac{x}{a}\right) - \mathbf{A}\left(t - \frac{2L}{a} - \frac{x}{a}\right) \right] \quad (\text{II.41})$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \frac{g}{a} \left[\mathbf{A}\left(t - \frac{x}{a}\right) - \mathbf{A}\left(t - \frac{2L}{a} + \frac{x}{a}\right) \right] \quad (\text{II.42})$$

Si on appelle $\mathbf{T} = \frac{L}{a}$ le temps mis par l'onde pour parcourir la longueur L de conduite, ces équations ne sont applicables en « **C** » qu'à partir de l'instant $t = 2\mathbf{T}$ où l'onde **B** y arrive à son tour. Si à ce moment la manœuvre de la vanne est terminée donc sa durée est inférieure à $2\mathbf{T}$, on dit que la manœuvre est rapide. Si cette durée est supérieure à $2\mathbf{T}$, la manœuvre est dite lente et l'onde de retour **B** se superpose à l'onde **A** qui continue à prendre naissance en **D**. Ce phénomène se répète plusieurs cycles tant que le mouvement n'est pas uniforme.

Dès que la vanne est fermée ($t > 0$) la ligne piézométrique remonte jusqu'à une cote supérieure à celle de ligne de charge. La dénivellation **bp** est indépendante de la position de la ligne de charge, cette surpression remonte la conduite et arrive au réservoir en laissant, derrière son passage la conduite en surpression. Arrivant en « **C** » l'onde subit une réflexion avec changement de signe, elle se transforme en une onde de dépression descendante. Cette dépression s'ajoute à la surpression laissée par l'onde montant précédente. (Figure 14).

Puis l'onde de dépression arrive en **d**, rencontre la vanne fermée et y subit une réflexion mais ici sans changement de signe, elle se transforme en une onde ascendante de dépression (figure 15).

La figure **16** représente la propagation des ondes élastique d'une manière continue au moment de la fermeture de la vanne.

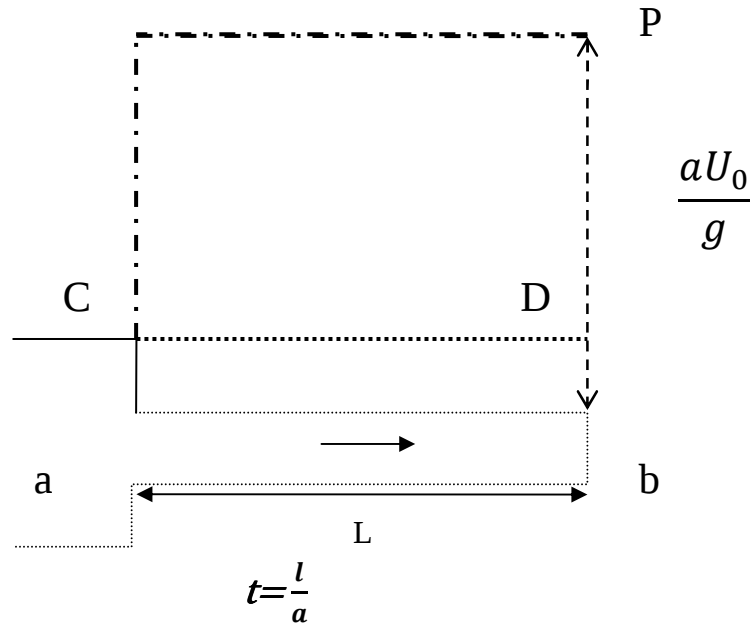


Figure 13

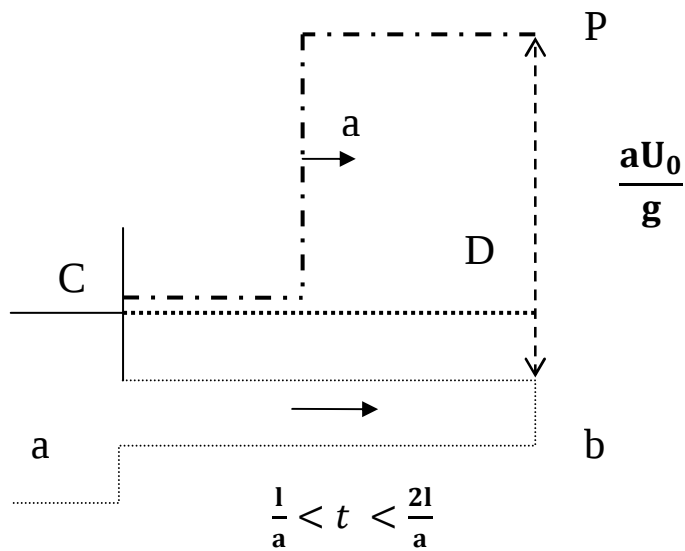


Figure 14

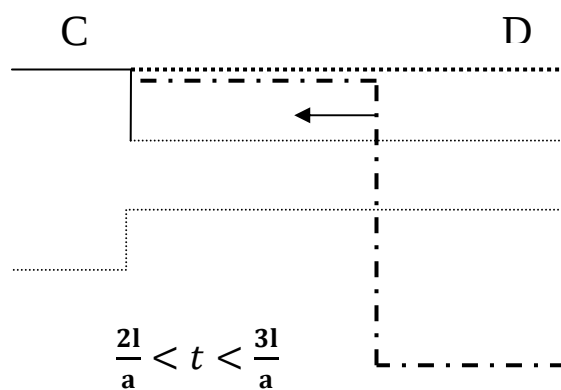


Figure 15

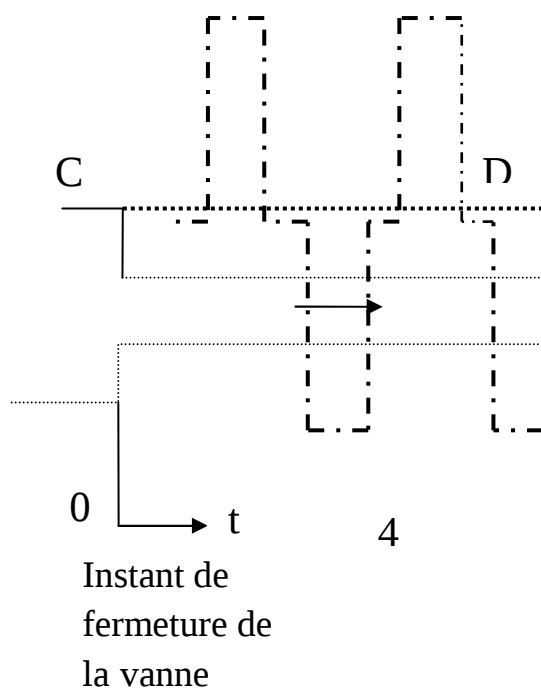


Figure 16

Inversement, si on ouvre brusquement une conduite initialement pleine d'eau au repos et en charge, l'eau se met à s'écouler et la conduite sera parcourue par une onde de dépression jusqu'au réservoir amont, l'onde revient ensuite sous forme de surpression qui se superposera à la dépression existant dans la conduite.

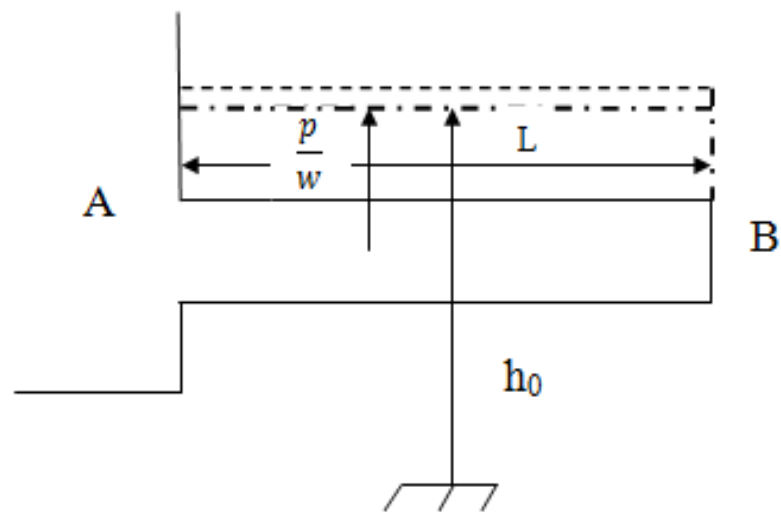


Figure 17 : Liquide au repos vanne fermée $t < 0$

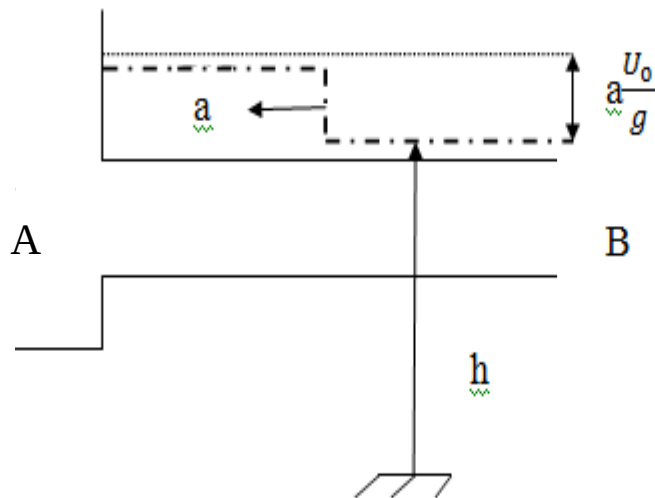


Figure 18 : Onde de dépression ascendante (vanne ouverte) $0 < t < \frac{l}{a}$

Jusqu'à maintenant nous avons supposé que les pertes de charges sont nulles dans la conduite. On peut établir les mêmes graphes en tenant compte d'une perte de charge linéaire. On obtient les figures suivantes dans le cas d'une fermeture brusque de la vanne. (**Figure 19**)

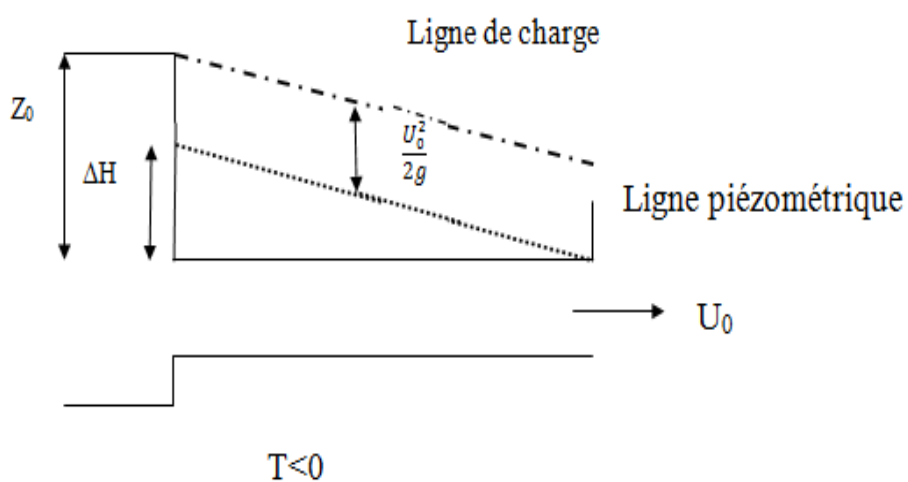


Figure 19 : Représentation de la ligne de charge et la ligne piézométrique avec perte de charge par frottement.

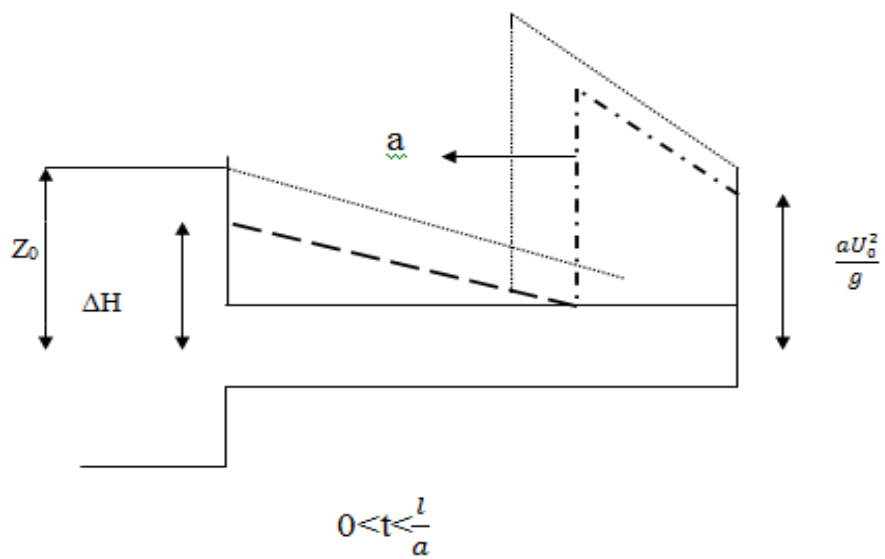


Figure 20

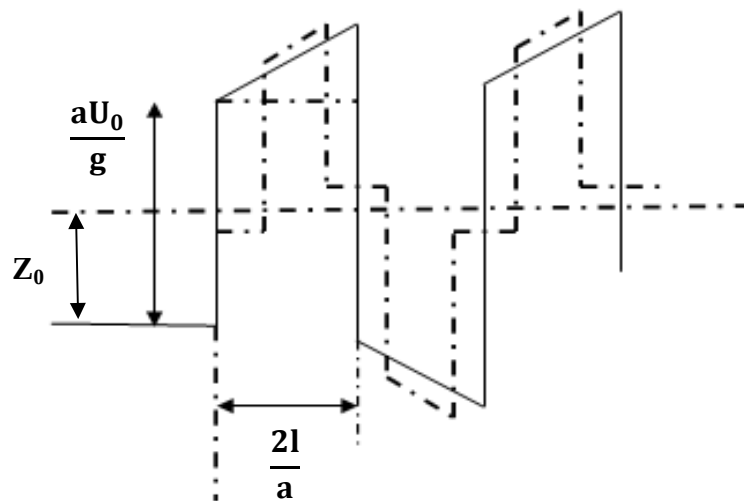


Figure 21 : Coup de bélier dans le cas où l'on tient compte des pertes de

II.7. Conséquences importantes de l'existence des coups de bélier : [4]

L'importance technique des coups de béliers est extrêmement grande. L'amplitude et la soudaineté des surpressions ou dépressions qui sont mises en jeu, peuvent détériorer la conduite ou les organes qui y sont attachés. Il est nécessaire, par conséquent, d'empêcher la production de telles perturbations, ou du moins de les atténuer au moyen de dispositifs convenable, et de calculer largement les coefficients de sécurité dans les constructions.

II.7.1. Méthode de calcul de la suppression provoquée par la fermeture brusque d'une vanne : [4]

Cette méthode est entièrement liée aux formules d'Allievi. Dans le cas instantané (c'est-à-dire qu'il faut prendre en considération une seule onde $\mathbf{A}(t - \frac{x}{a})$ surpression ou $\mathbf{B}(t + \frac{x}{a})$ de dépression)

Cette méthode est donnée par l'expression :

$$\Delta h = \frac{a}{g} \Delta u$$

Ou :

Δh : c'est une pression exprimée en hauteur.

Cette fonction est indépendante de la longueur de la conduite,

Soit par exemple $U_0 = 1 \text{ m/s}$; $a = 1000 \text{ m/s}$.

$$\Delta h = \frac{1000 \times 1}{9,81} = 100 \text{ m (soit environs } 10^6 \text{ pascal)}$$

Dans le cas général, on peut calculer la surpression liée à la fermeture de la vanne, en utilisant la quantité de mouvement de la masse d'eau.

Soit t la durée de la fermeture. Pendant ce temps t , il se produit plusieurs vibrations, la quantité de mouvement de l'eau varie de $\rho \cdot S \cdot l \cdot U_m$ à 0 . La dérivée par rapport au temps de cette quantité de mouvement est égale à la force moyenne F_m exercée sur la vanne par le liquide :

$$\mathbf{F_m} = \frac{\rho.S.l.Um}{t} \quad (\text{II.43})$$

La surpression correspondante à l'extrémité de la conduite est :

$$\Delta p = \frac{F_m}{s} = \frac{\rho.l.Um}{t} \quad (\text{II.44})$$

Chapitre III :

Solution anti-coup de bélier

III.1. Objectifs d'une étude anti-bélier : [5]

L'étude anti-coup de bélier doit être menée soigneusement avec différents paramètres entrant en jeu, par exemple le type de réseau à sécuriser et la nature de fluide qui s'écoule dans la conduite avant tout choix utile de sécurisation. Il faut déterminer les caractéristiques suivantes :

- déterminer les pressions minimales et maximales pouvant survenir sur un réseau d'eau, à la suite d'une manœuvre ou d'un événement exceptionnel (coupure ou rupture de l'alimentation électrique par exemple),
- définir les éléments à mettre en place afin que les pressions restent dans les limites des pressions minimales et maximales admissibles au niveau des canalisations et des différents organes qui composent le réseau.

III.2. Causes fréquentes du coup de bélier :

En ingénierie d'hydraulique, les causes fréquentes occasionnant des coups de bélier sont :

- l'ouverture ou la fermeture des vannes dans les conduites gravitaires en charge ;
- la mise en marche ou l'arrêt des pompes sur des conduites de refoulement ;
- vidange ou remplissage inadéquat de la conduite en charge ;
- implosion des poches d'air suite à une cavitation ;
- modification de la vitesse angulaire d'une pompe ;
- coupure électrique inopinée dans une station de pompage qui est la cause la plus fréquente du coup de bélier en hydraulique urbaine ;
- la mise en marche ou la modification de l'opération d'une turbine ;
- variation d'un plan d'eau relié à un réseau en charge ;
- vibration des accessoires de contrôle comme les vannes.

Cette liste est loin d'être exhaustive, et beaucoup d'autres situations complexes peuvent engendrer ce phénomène.

III.3. Risques et dommages conséquents aux coups de bélier :

Potentiellement, le coup de bélier peut poser de graves conséquences pour les installations hydrauliques. Les risques et avaries causés par ce régime transitoire sont de plusieurs ordres; nous citons :

a) Surpressions excessives :

Ces surpressions conduisent à des déformations permanentes à la rupture des conduites ainsi que ses organes hydrauliques de contrôle, déboîtement de joints, fuites massives et désordres d'infrastructures. Ceci peut arriver si la pression totale, c'est-à-dire la pression en régime permanent majorée de la valeur de surpression due au coup de bélier dépasse la pression maximale admissible des canalisations.

A titre illustratif, les photos ci-après (Figure (22)) représentent une rupture d'une conduite forcée.

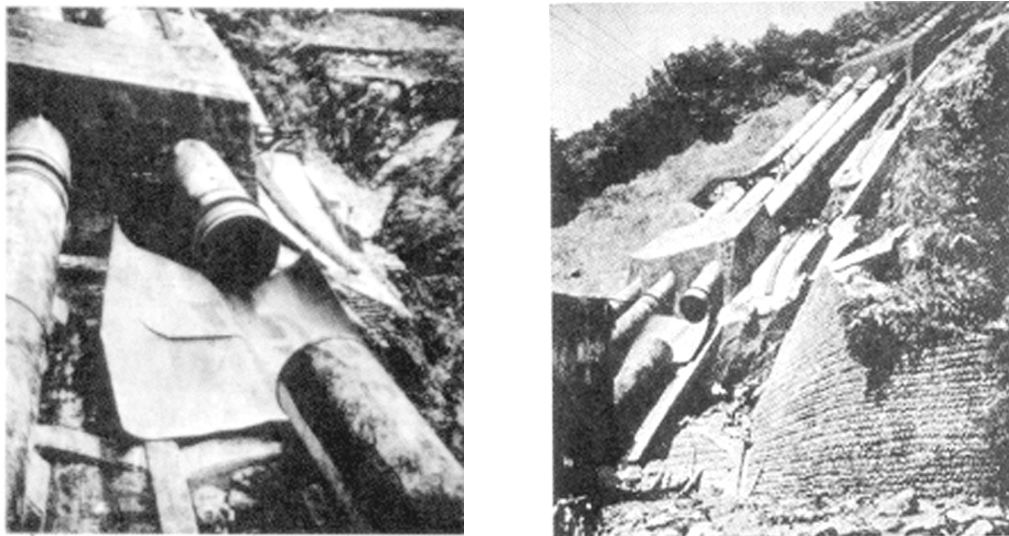


Figure (22) : Vue d'une conduite forcée éclatée de la centrale électrique d'Oigawa, du Japon (d'après Chaudhry, 1979).

b) Très basses pressions :

Elles peuvent causer l'aplatissement des conduites et aspiration des joints, contamination du fluide si en un point de la conduite la pression atteint le vide barométrique (-10 m.c.e), alors une cavitation (libération de gaz dissous + vapeur d'eau) se

produirait, ce qui donne lieu à une séparation de la veine liquide. En ayant un profil en long tourmenté, lors de la phase de surpression, la poche de vapeur se résorbe engendrant une pression atteignant jusqu'à quatre fois la pression de service. Donc, c'est un risque à éviter à tout prix.

Les photos ci-dessous (Figure (23)) illustrent le risque inhérent à ce cas dangereux.

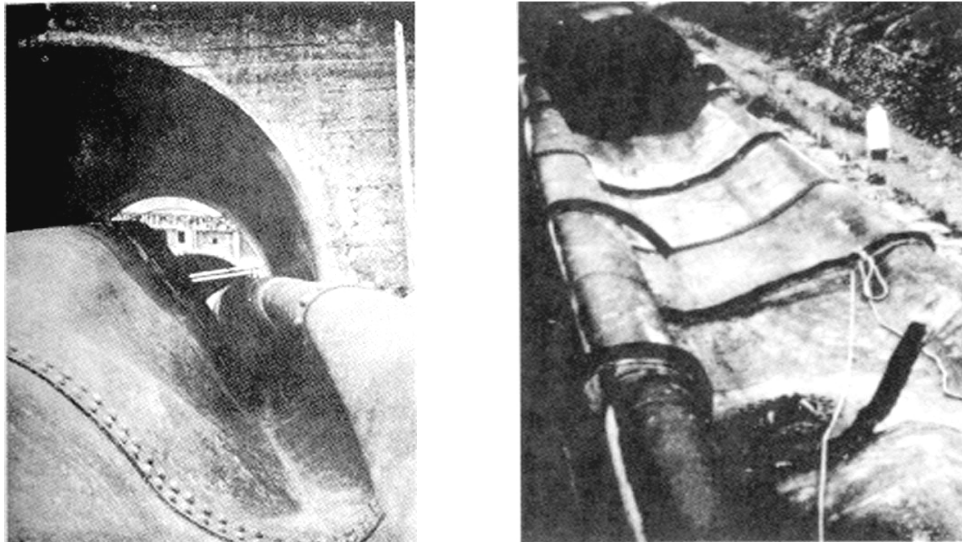


Figure (23) : Vue d'une conduite aplatie due à un vacuum de la centrale électrique d'Oigawa, du Japon (d'après Chaudhry, 1979).

c) Inversion de l'écoulement :

L'inversion du sens d'écoulement conduit à un fonctionnement en dévirage de la pompe, si cette dernière est démunie de clapet de retenue (comme c'est le cas de certaines grandes stations de pompage), causant ainsi des dégâts au groupe motopompe. Notons aussi que cette situation de fonctionnement entraînerait la vidange des réservoirs de stockage et d'accumulation.

d) Mouvements et vibrations des conduites :

Elles ont pour conséquence la surcharge et sollicitation dynamique des supports d'ancrage et butées conduisant par conséquent à la rupture de ces derniers et de la conduite elle-même. Ce phénomène se manifeste généralement quand la conduite entre en état de résonance.

III.4. Moyens de prévention : [5]

Les coups de bélier peuvent être à l'origine d'accident, mais le plus souvent, cela se limite à une rupture de tuyauteries ou du matériel qui y est raccordé. Les lignes transportant des fluides dangereux bénéficiant d'une attention toute particulière lors de la conception de la construction et de l'exploitation.

Toute étude des coups de bélier, doit être tributaire de certaines données principales et d'autres données concernant le cas étudié.

Dans tous les cas, il faut connaître :

- la fonction principale du réseau et la nature du fluide transporté : eau potable (transport ou distribution), eaux brutes, eaux usées...
- les données topologiques du projet.

Dans le cas d'installations existantes, il faut connaître le profil en long précis de la conduite (localisation des points hauts même si ceux-ci ne nécessitaient pas de protection jusqu'alors) ainsi que son diamètre intérieur ;

- la localisation, le type et la valeur des demandes de consommation dans le cas d'un réseau de distribution d'eau potable, d'eaux brutes ou d'irrigation ;
- les pressions maximales et minimales admissibles des conduites. Elles sont déterminées en tenant compte des caractéristiques des canalisations, mais aussi des joints entre ces canalisations (joints mécaniques ou élément soudés)
- la rugosité des différentes canalisations.
- la célérité de propagation des ondes dans chaque canalisation.

III.4.1. Calcul d'une protection anti-bélier : [5]

Concernant les protections anti-bélier, il est nécessaire de définir :

- leur emplacement,
- leur type et leurs dimensions.

Les protections anti-bélier existantes sont :

a. LES BALLONS ANTI-BÉLIER :

Appelé parfois cloche ou réservoir d'air, ces dispositifs anti-bélier ont un vaste champ

d'application et un emploi intensif dans la protection des conduites d'élévation. Par suite des avantages innombrables qu'ils présentent leur performance, les ballons anti-bélier sont devenus d'une utilisation quasi systématique dans les stations de pompage.

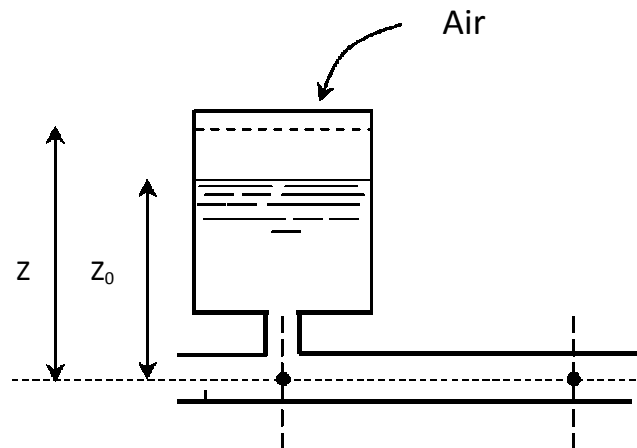


Figure 24 : Schéma d'un ballon d'air.

Le rôle du ballon anti-bélier est d'aspirer l'augmentation de pression au moment de passage de l'onde. Pour les mettre en service, il faut :

- Connaître le volume d'air et le volume total ainsi que les conditions de pré-gonflage.
- Savoir s'il s'agit d'un ballon avec ou sans membrane ou vessie.
- Connaître les conditions de connexion du ballon à la conduite qui définissent les coefficients de perte de charge à l'entrée et à la sortie du ballon doivent être connues (données constructeur ou organes asymétriques).

b. LES CHEMINÉES D'ÉQUILIBRE :

L'un des dispositifs classiques et anciens de protection contre le coup de bélier est bien celui de la cheminée d'équilibre. Cet organe de protection a connu de larges applications et développements dans les installations hydro-électriques. Appelé parfois chambre d'équilibre, elle sert à protéger la galerie d'amenée des surpressions (surcharges dynamiques) dues aux variations de régime de marche des turbines à travers les puits blindés (conduites forcées).

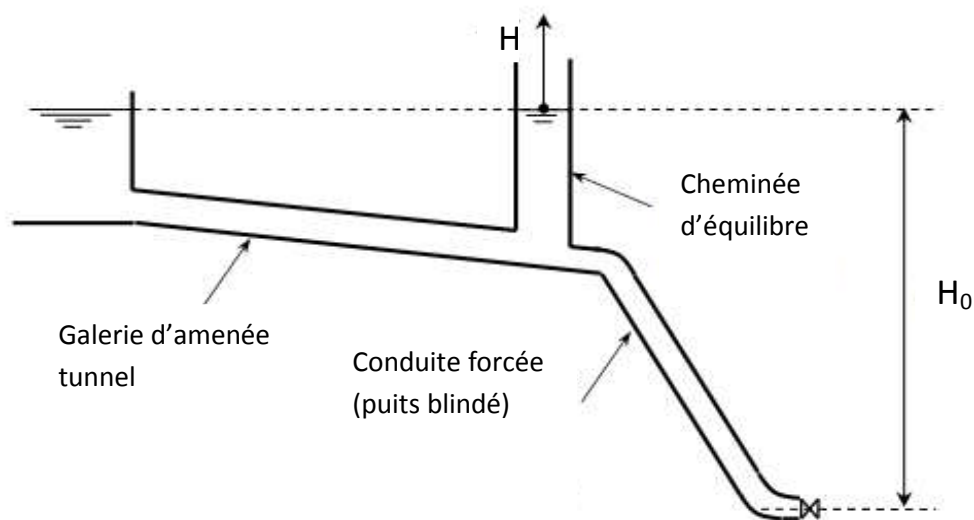


Figure 25 : Schéma descriptif de l'aménagement hydro-électrique simulé.

Le rôle de C.E est de transformer le coup de bélier en phénomène d'oscillations en masse. Les surpressions amorties dépendent de sa géométrie mais aussi les conditions de connexion traduites par deux coefficients de perte de charge singulières, l'un à l'entrée et l'autre à la sortie de la cheminée.

c. LES SOUPAPES ANTI-BÉLIER :

Leur rôle est d'éliminer localement les pressions supérieures à une valeur donnée, définie par la pression de tarage. Il faut connaître la pression de tarage ainsi que les pertes de charge dans le branchement. Il existe aussi un temps de réaction avant le début de la décharge d'une soupape sauf dans le cas de déchargeur par anticipation.

Ce temps de réaction est fortement lié à la distance entre la soupape et le point de la conduite à protéger.

III.5. Exemple pour une étude anti-bélier : [5]

Parmi les solutions proposées, les soupapes anti-bélier peuvent être intéressantes, elles présentent plusieurs avantages :

- Évacuation d'un débit en fonction du dépassement d'une pression maximale
- Écrêter les pressions trop fortes
- Capacité de résister à des grandes pressions
- Capable de protéger une installation hydraulique.

- siège inox interchangeable
- technologie clapet articulé
- étanchéité 100 % garantie
- facilité de réglage
- pas d'entretien.

III.5.1 Soupape anti-bélier :

La soupape de décharge est un appareil de sécurité, capable d'évacuer instantanément un débit important. Il protège les conduites contre les surpressions dues aux changements brutaux de régime dans les réseaux (fermeture trop rapide de vanne déplacement brutale de poche d'air dans la conduite arrêt brutal des pompe)

Son rôle est d'éliminer localement les pressions supérieures à une valeur donnée, définie par la pression de tarage.

Pour que sa réaction soit conforme à celle annoncée par le constructeur, une soupape doit fonctionner de façon préférentielle dans la partie linéaire du graphe ci-dessous (figure 26) :

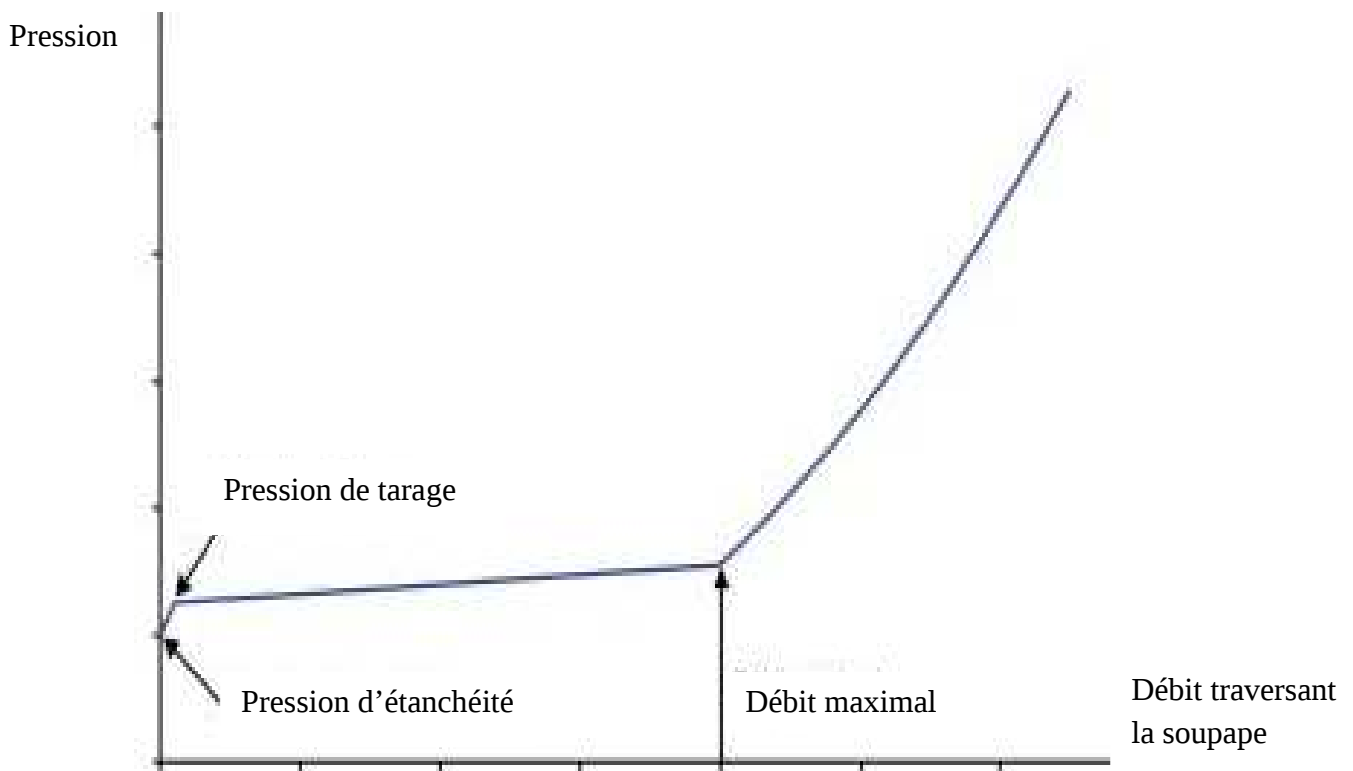


Figure 26 : Représentation du domaine de fonctionnement d'une soupape.

III.5.2 Constituants d'une soupape anti-bélier :

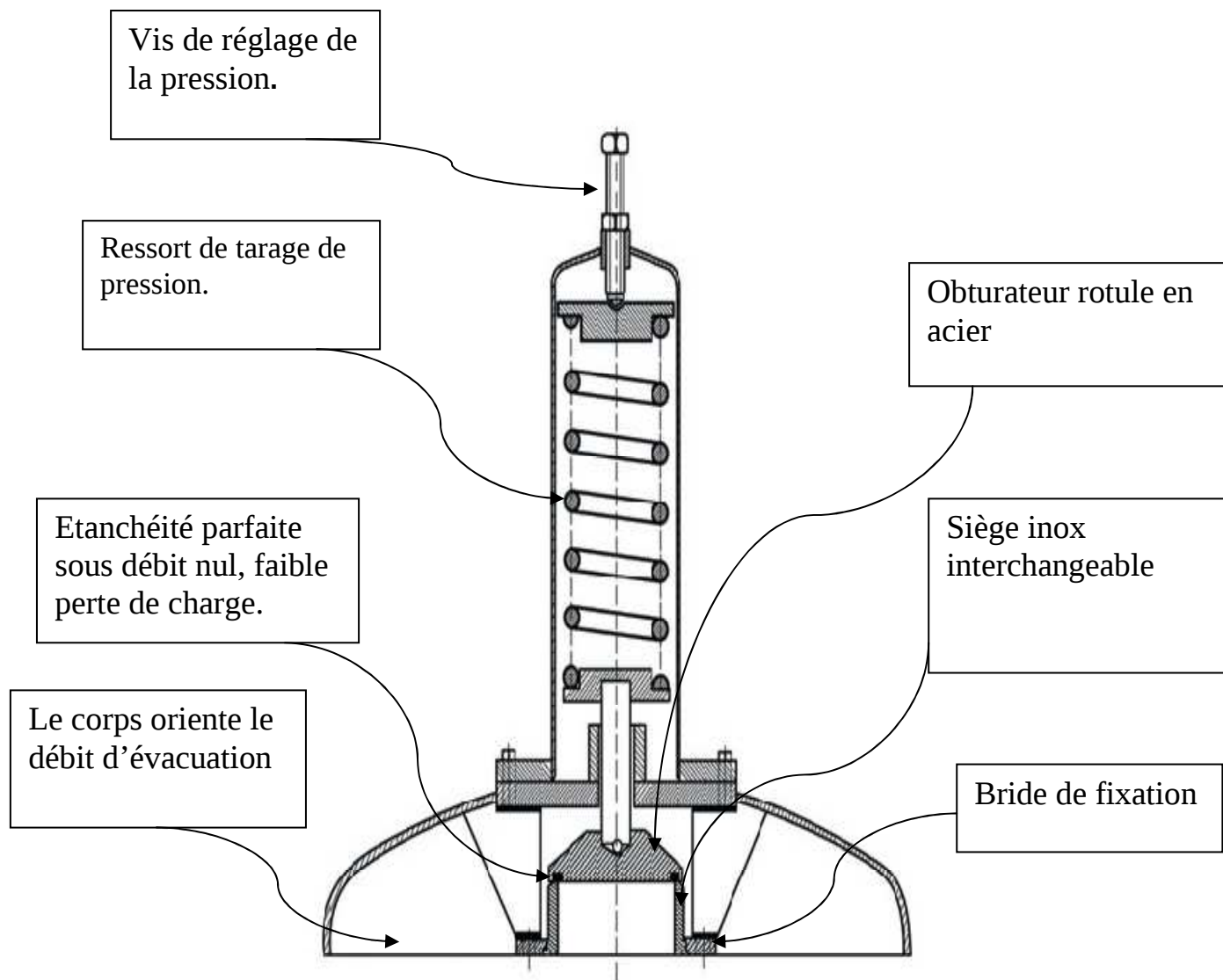


Figure 27 : Constituant d'une soupape anti-bélier.

III.5.3 Conseil pour l'installation :[5]

La soupape SNH se pose en position verticale au plus près de l'appareil générateur du coup de bélier. Dans le cas d'installation dans un regard, on prévoit un tuyau d'évacuation. Une vanne d'isolement est recommandée pour permettre une intervention sur la soupape (réglage, entretien...) sans interruption de fonctionnement du réseau.

III.5.4. Choix de la soupape :

La détermination d'une soupape de décharge nécessite la connaissance des données suivantes :

- La pression maximale susceptible d'être appliquée à l'appareil dans les conditions normales, c'est-à-dire sans qu'il soit censé de s'ouvrir (c'est la pression statique ou dans le cas d'un refoulement, la pression à débit nul des pompes) ;
- Le débit à évacuer ;
- La valeur de l'augmentation de pression admise (surpression) lors d'évacuation de ce débit.

III.6. Calcul d'une protection avec une soupape anti-bélier :

Les constructeurs des soupapes anti-bélier ajoutent toujours une fiche technique qui nous donne des caractéristiques de la soupape le tableau ci-dessous nous donne quelques caractéristiques comme la pression maximale et le débit à évacuer.

DN	Plage de réglage en bar	Surpression a débit maximal	QL/s maxi
60/65	1 à 7	1,5b	46
	6 à 12	1,8	65
	10 à 17	2,5	85
80	1 à 7	1,5	85
	6 à 12	2	130
	10 à 17	2,5	160
100	1 à 7	1,6	120
	6 à 12	2	180
	10 à 17	2,6	260
125	1 à 7	1,8	160
	6 à 12	2,5	290
	10 à 17	2,8	350
150	1 à 7	2	280
	6 à 12	2,5	400
	10 à 17	3	480
200	1 à 7	2	390
	6 à 12	2,7	680
	10 à 17	3,5	886

Tableau 2 : Caractéristiques de la soupape SHN

A titre d'exemple :

La valeur à prendre en compte pour le réglage de la soupape est :

P.M.S = Pression Maximale de Service au droit de la soupape.

On ajoute à la P.M.S. 5 à 10%.

Pour soupape DN 100

P.M.S. = 15,5 bar

Pression de réglage = $15,5 + 10 \% = 17$ bar

Débit à évacuer = 200 L/s

Surpression pour 200 L/s = $2,6 \times 200/260 = 2$ bar

Pression dans la conduite, soupape à plein débit : $17+2 = 19$ bar

Chapitre IV :

Études expérimentale et numérique

IV.1 INSTALLATION

La conduite d'eau est alimentée par un réservoir. Un rotamètre permet de lire directement le débit. Un coup de béliet est engendré par fermeture brusque d'une électrovanne commandée par le bouton poussoir situé sur le boîtier de commande. Au bout d'environ 0,5 secondes la vanne se rouvre automatiquement. La figure (28) illustre d'une manière simplifiée cette installation.

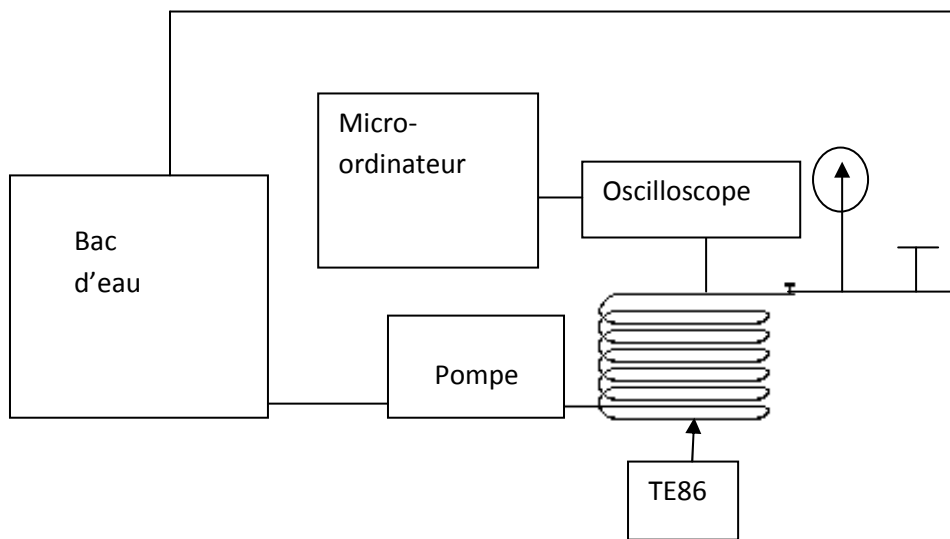


Figure 28 : installation d'étude de coupe de béliet

Celle-ci comporte les éléments suivants :

- Un appareil d'étude du coup de béliet TE 86
- Un oscilloscope numérique à mémoire HAMEG 1507-2
- Une pompe hydraulique capable d'élever un débit de 10 l/s à une hauteur de 40m
- Un micro-ordinateur.
- Une fiche RS 232 qui relie l'oscilloscope au micro-ordinateur.

IV.2 Description de l'appareil d'étude du coup de béliet TE 86 :

Cet appareil et la cheminée d'équilibre TE 53 sont complémentaires.

Ce dernier appareil permet l'étude des oscillations amorties à basses fréquences dans un réseau hydraulique, tandis que l'appareil TE86 met en évidence les ondes de choc soniques. Ce dernier est constitué par une conduite de cuivre de diamètre 12,6 mm et de longueur 61m. La conduite est raccordée à un réservoir à une extrémité grâce à un raccord. Un by-pass et une vanne d'arrêt sont montés à la même extrémité. A l'autre extrémité, sont montés le capteur de pression, un manomètre de type bourdon, une électrovanne et une vanne de réglage de débit.

IV.3 Oscilloscope HAMEG 1507-2 :

L'oscilloscope HAMEG 1507-2 est un oscilloscope à mémoire de génération moderne.

Lors de nos essais, on cherche à visualiser les ondes soniques. L'intermédiaire de cet oscilloscope fait convertir ces ondes en des signaux électriques.

La touche HOLD indiquée sur la figure 29 permet de garder le signal.

Le logiciel SP107E est spécialement consacré à la lecture des signaux de l'oscilloscope HM 1507-2 sur un micro-ordinateur. Il suffit juste d'enregistrer les caractéristiques du signal sur le logiciel et après utiliser les deux fonctions figurant sur le tableau de l'interface du logiciel :

1- Select – 2- Read

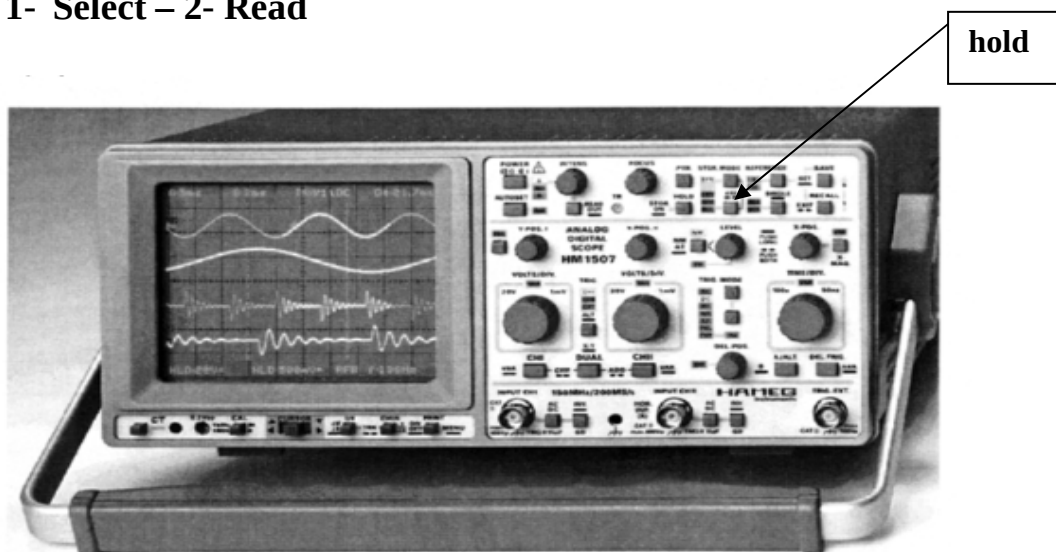


Figure 29 : Oscilloscope HAMEG1507-2

IV.4 Résultats expérimentaux :

Le but de nos essais est de provoquer le phénomène de coup de bélier par la fermeture brusque de l'électrovanne. A l'aide d'un oscilloscope, on peut visualiser les ondes de chocs produites.

Une vanne d'arrêt, permet d'augmenter ou de réduire le débit et la pression du fluide. La pression d'arrêt est lue directement sur le cadran d'un manomètre.

On a réalisé trois essais correspondants aux différents débits et pressions.

Les graphes suivants sont les résultats de nos essais qui ont été réalisés dans le laboratoire MDF de UMMTO.

Essais 1 : Ce premier graphe représente un résultat obtenu avec un débit de 5 litre/min et une pression de 2,5 bars.

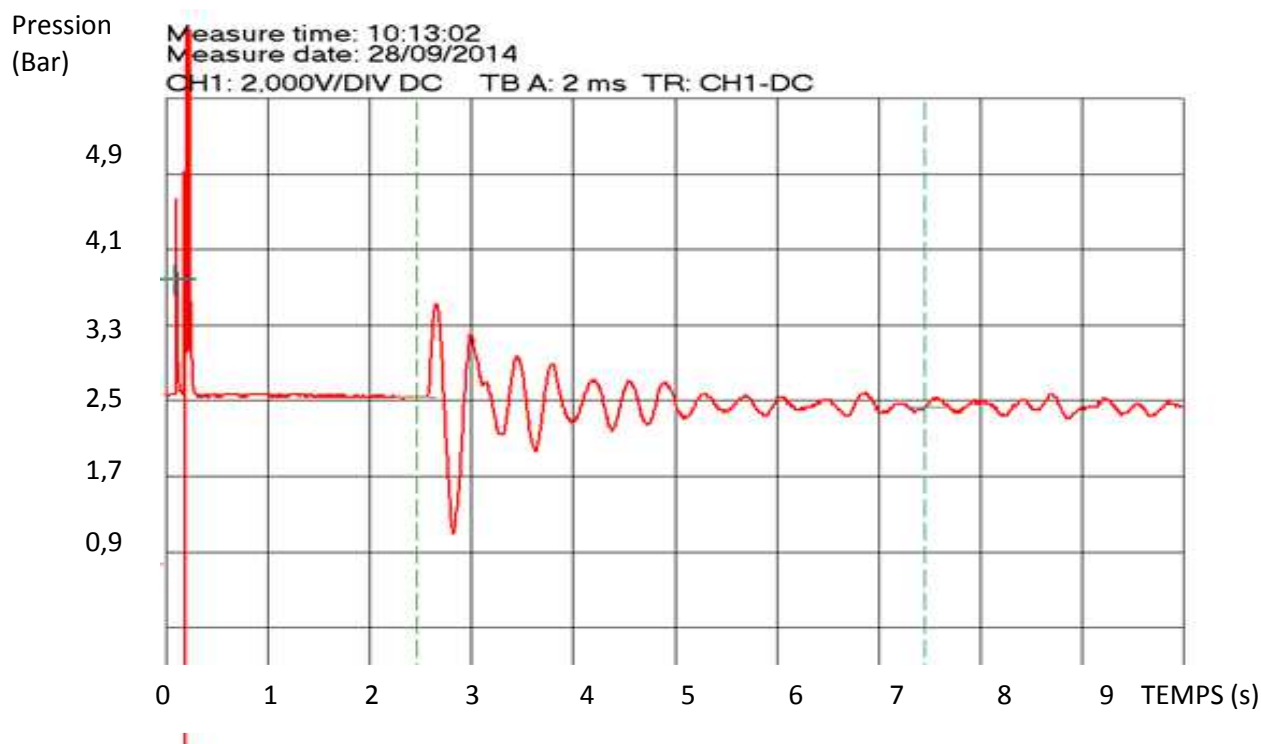


Figure 30 : Evolution de la pression lors de la fermeture de l'électrovanne.

Essais 2 : Ce deuxième graphe représente le résultat obtenu avec un débit 2L/min et une pression de 3 bars.

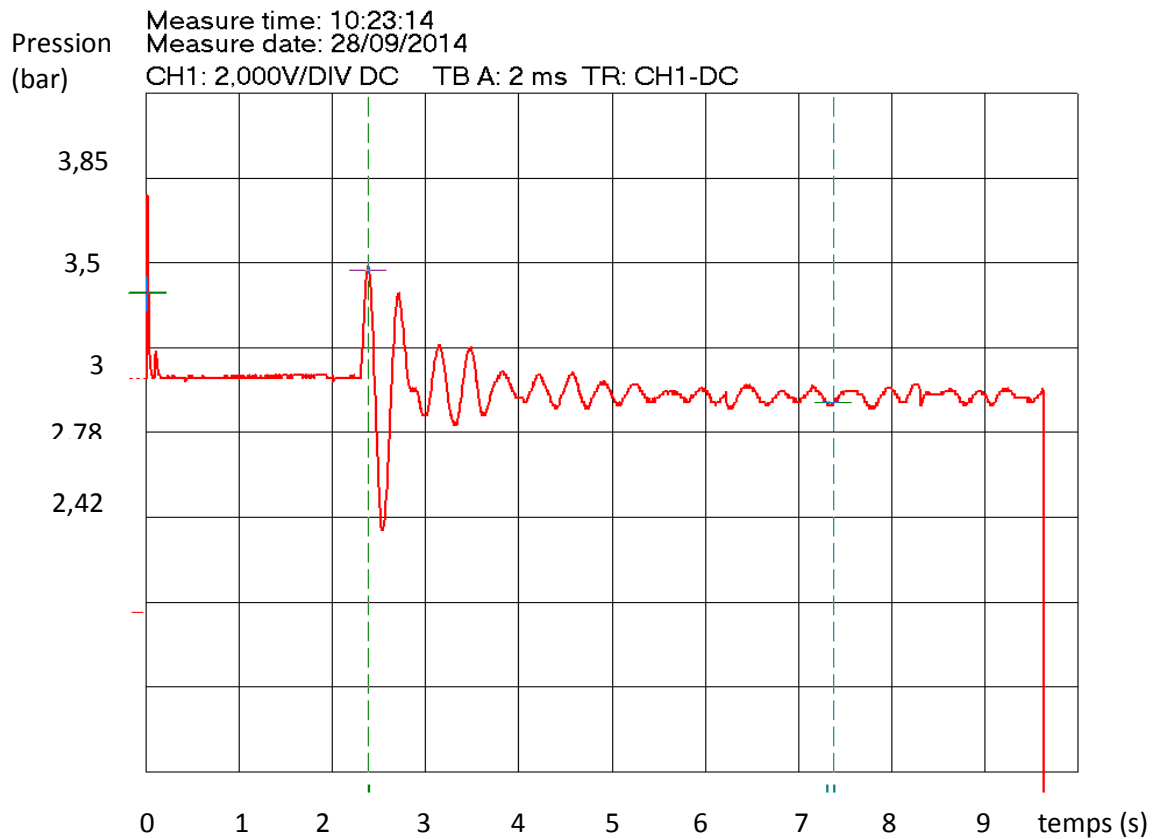


Figure 31 : Evolution de la pression lors de la fermeture de l'électrovanne.

Essais 3 : Ouverture brusque d'une vanne :

La courbe a été obtenue avec un débit de 8L /min et une pression de 1,6 bars

Le graphe de la figure 32 est le résultat d'un enregistrement d'une ouverture brusque de l'électrovanne après un temps suffisant de la fermeture de cette dernière. L'enregistrement montre une onde de dépression qui se propage à partir de l'électrovanne vers la pompe ainsi une onde de pression se réfléchit dans le sens inverse.

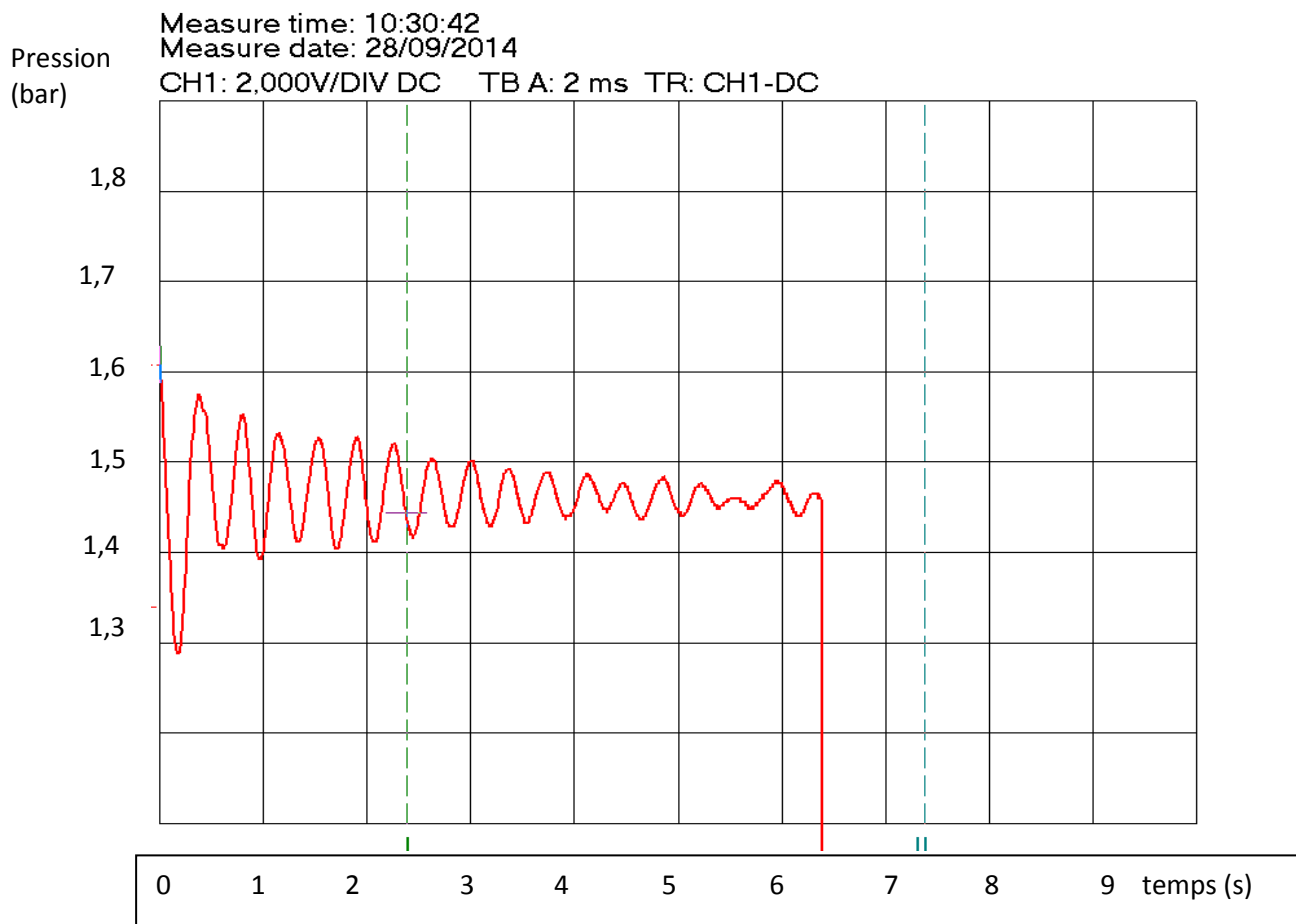


Figure 32 : Evolution de la pression lors de l'ouverture de l'électrovanne.

IV.4.1. Analyse des courbes :

Les courbes ont une forme sinusoïdale, représentant les oscillations des ondes soniques entre les deux extrémités de la conduite. La figure (33) représente un agrandissement d'une partie de la courbe de la figure (30).



Figure 33 : partie agrandie de la figure 30

Au point **1**, correspondant au moment de la fermeture de l'électrovanne, une onde de pression naît et se propage dans la conduite jusqu'à point **2**, elle fait face à une paroi libre d'un liquide (eau de la pompe). Elle se réfléchit avec changement de signe onde de dépression. En arrivant au point **3**, l'onde de dépression rencontre une paroi rigide qui, à son tour, se réfléchit mais sans changement de signe. Au point **4**, l'onde rencontre une nouvelle fois la surface libre du fluide, elle se réfléchit de nouveau avec changement de signe, l'onde de dépression se convertit à une onde de pression.

La courbe représentée sur la figure (31) est toujours de la forme sinusoïdale avec la même explication que précédemment. Les ondes se réfléchissent sans changement de signe quand elles rencontrent une paroi rigide et avec changement de signe, quand elles rencontrent une paroi libre.

IV.4.2. Calcul de la vitesse de l'onde dans les conditions suivantes :

- Débit : 5 l/min
- Pression : 2,5 bars

Sur l'axe du temps, la durée d'un second est représentée par une distance de 1,8 mm. On projette les points 1 et 4 sur cet axe. On trouve une distance de 3,5 mm entre ces deux projections. Par un simple calcul on peut vérifier que cette distance représente une durée de 0,19 second sur l'axe du temps.

Compte tenu de la longueur de tuyau, l'onde a parcouru une distance de 183m du point 1 jusqu'au point 4, faisant un aller-retour plus un aller, ce qui fait trois fois la longueur de tuyau.

Le rapport de cette distance sur le temps mis par l'onde nous donne la célérité :

$$a_1 = \frac{183}{0,19} = 963m/s$$

La vitesse que nous avons trouvée, est un peu inférieur de la vitesse théorique connue 1000 m/s

IV.4.2 Calcul de la vitesse de l'onde dans les conditions suivantes :

- Débit : 2 l/min
- Pression : 3 bars.

On reprend la même démarche qu'auparavant, mais cette fois ci la projection du point 4 sur l'axe de temps nous donne la distance entre ce dernier et le point 1 (moment de la fermeture) de 3 mm.

D'où :

$$a_2 = \frac{183}{0,16} = 1102,4m/s$$

IV.5. interprétation :

En appliquant la formule de la célérité de propagation des ondes : $a = \frac{1}{\sqrt{\rho(K + D/eE)}}$

Avec : longueur L=61 m ;

Épaisseur e=1,19 mm ;

Diamètre D=12,6 mm ;

Module d'élasticité du cuivre E=11,5*10¹⁰ N/m².

Le module de compressibilité K= 4,88 .10⁻¹⁰ m².N⁻¹

Nous obtenons une célérité $a=1313$ m/s.

On reprend les mêmes débits précédents, le premier débit est de 5 l/min et le deuxième est de 2 l/min. Les valeurs de la surpression engendrée par la fermeture de la vanne sont calculés grâce à la formule : $\Delta P = a\rho V$ [4], avec $V = \frac{Q}{S}$; $S= 1,24.10^{-4} \text{ m}^2$

L'application numérique des formules précédentes nous permet d'obtenir le tableau suivant :

Débit (m^3/s)	Vitesse (m/s)	Surpression (bars)
$8,33 \cdot 10^{-5}$	0,67	8,7
$3,33 \cdot 10^{-5}$	0,27	3,5

Nous pourrons par la suite comparer ces valeurs théoriques avec nos résultats expérimentaux.

Q (l/min)	Vitesse (m/s)	surpression max (bar)	
		Pratique	théorique
5	0,67	6,45	8,7
2	0,27	2,97	3,5

On a des valeurs pratiques un peu inférieures aux valeurs théoriques, à cause des pertes de charge qu'on n'a pas à prendre en considération dans les calculs.

IV.6. Simulation numérique de problème :

1. Présentation des logiciels :

Gambit et Fluent sont des logiciels permettant de réaliser des simulation 2D et 3D en mécanique des fluide allant de la construction du maillage avec Gambit, à l'approche de la solution des équations d'Allievi et au post-traitement avec Fluent. Largement répandu dans l'industrie en raison de leur interface graphique puissante et de l'abondance de leurs options,

ces logiciels permettent de réaliser des simulations sur tous types géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs, et avec des modèles physiques variés (laminaire, turbulent, etc....).

2. Caractéristiques de l'écoulement :

a. Géométrie :

L'écoulement s'effectue dans une conduite cylindrique de longueur L , et de diamètre D dans lequel on considère que le régime est transitoire. Par raison de symétrie axiale, la géométrie se ramène à un rectangle de longueur L et de largeur D .

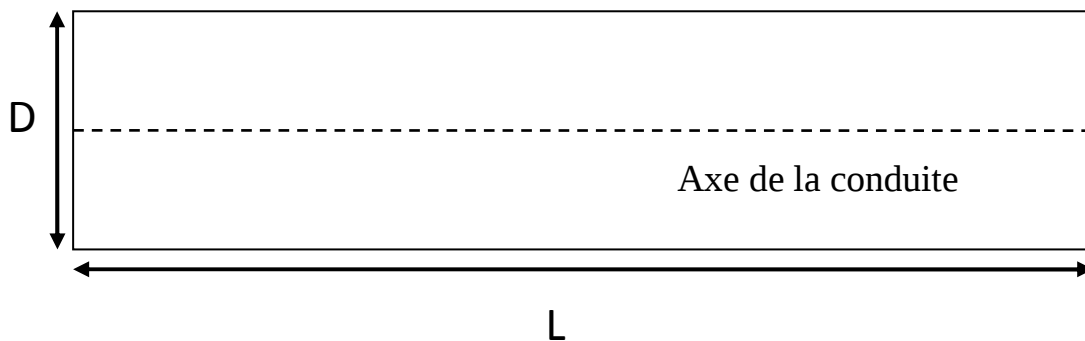


Figure (34) : Géométrie de la conduite représentée en 2D

b. Fluide en écoulement :

Dans la conduite s'écoule un fluide incompressible qui est de l'eau d'une viscosité cinétique

$\nu = 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ à une température constante.

c. Nature de l'écoulement :

L'écoulement est incompressible, isotherme en régime permanent.

3. Différentes étapes de simulation :

a. Configuration de la géométrie et choix de maillage :

La géométrie de la conduite est configurée dans l'espace Gambit, telle qu'elle est représentée sur la figure(34) ; le maillage adapté est rectangulaire comme le montre la figure (35)

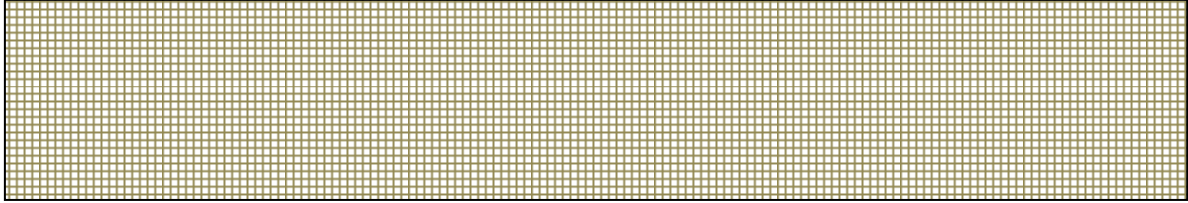


Figure 35 : Maillage de la géométrie sous Gambit

Une fois le maillage effectué, on pose les conditions aux limites à chaque partie de la conduite. Par exemple : wall pour les parois supérieure et inférieure c'est à dire que la vitesse nulle est systématiquement attribuée à ces parois, et on pose à l'entrée de fluide par 'velocity inlet' et à la sortie de fluide par 'pressure outlet'. On sauvegarde le tout dans un fichier et ensuite on l'exporte vers l'espace fluent.

b. Conditions initiales :

Après avoir posé les conditions aux limites, on initialise l'écoulement soit sur tout le domaine d'étude soit à l'entrée de la conduite. On fixe aléatoirement le nombre des itérations, puis on lance le calcul itératif, une fois que le système converge, on visualise les résultats.

On réalise deux simulations l'une avant fermeture de la vanne et l'autre après fermeture de la vanne.

4. Resultats et analyse :

a. Test de convergence :

La convergence est atteinte après environ (250) itérations pour une vanne ouverte et (180) itérations pour une vanne fermée comme le montre les graphes des résidus donnés respectivement dans les figures (36) et (37).

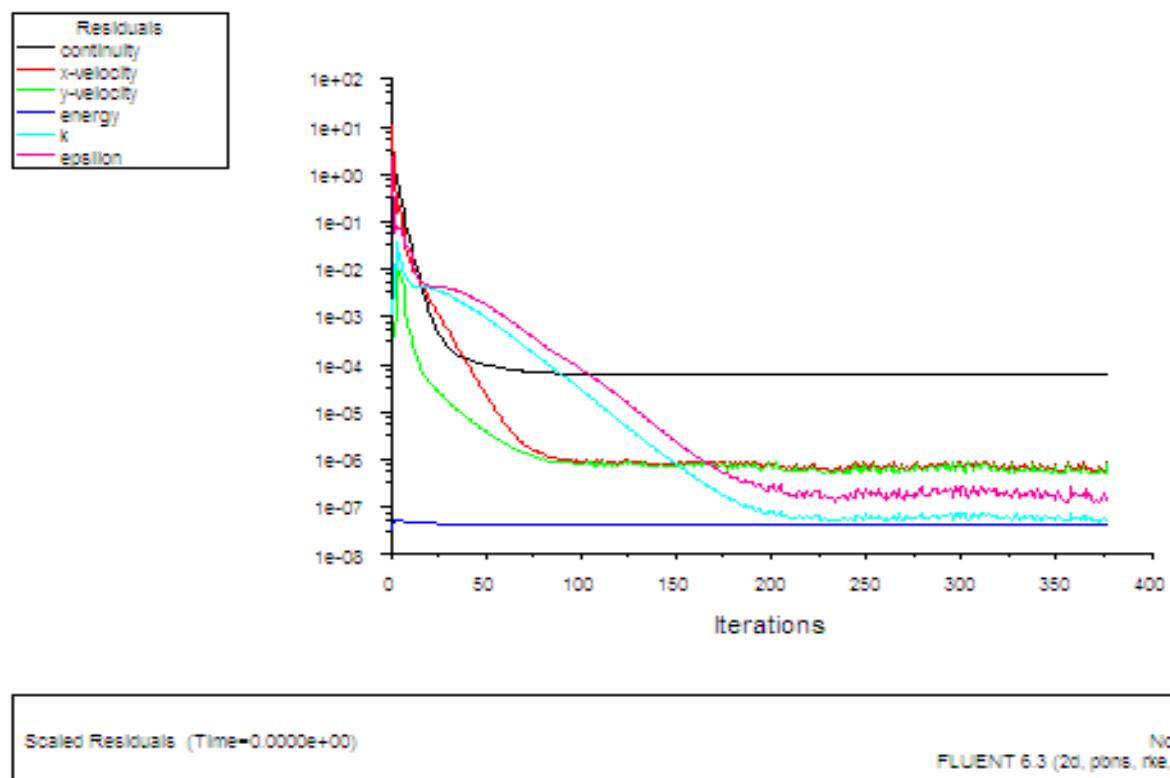


Figure 36 : Evolution des résidus

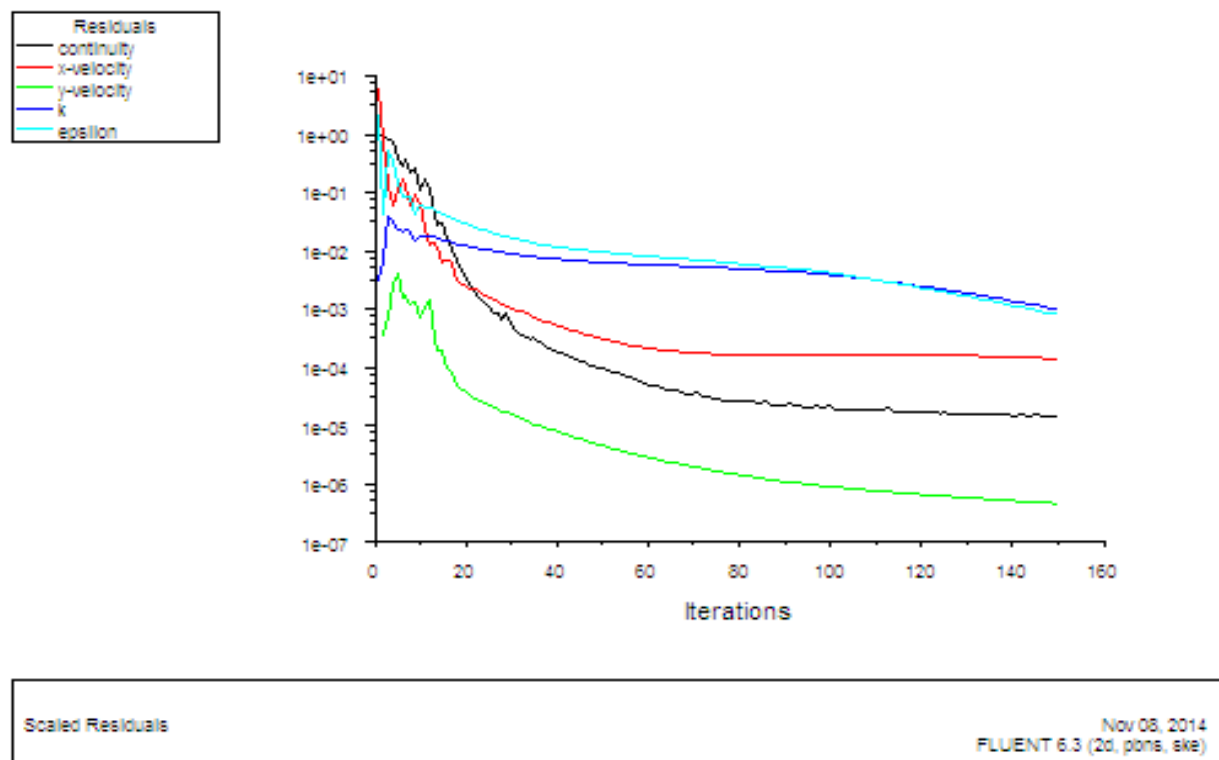


Figure 37 : Evolution des résidus

b. Evolution de la pression le long de la conduite avant la fermeture :

La figure (38) montre que la pression diminue le long de la conduite allant de la pompe jusqu'à la fin de la conduite à cause de la perte de charge.

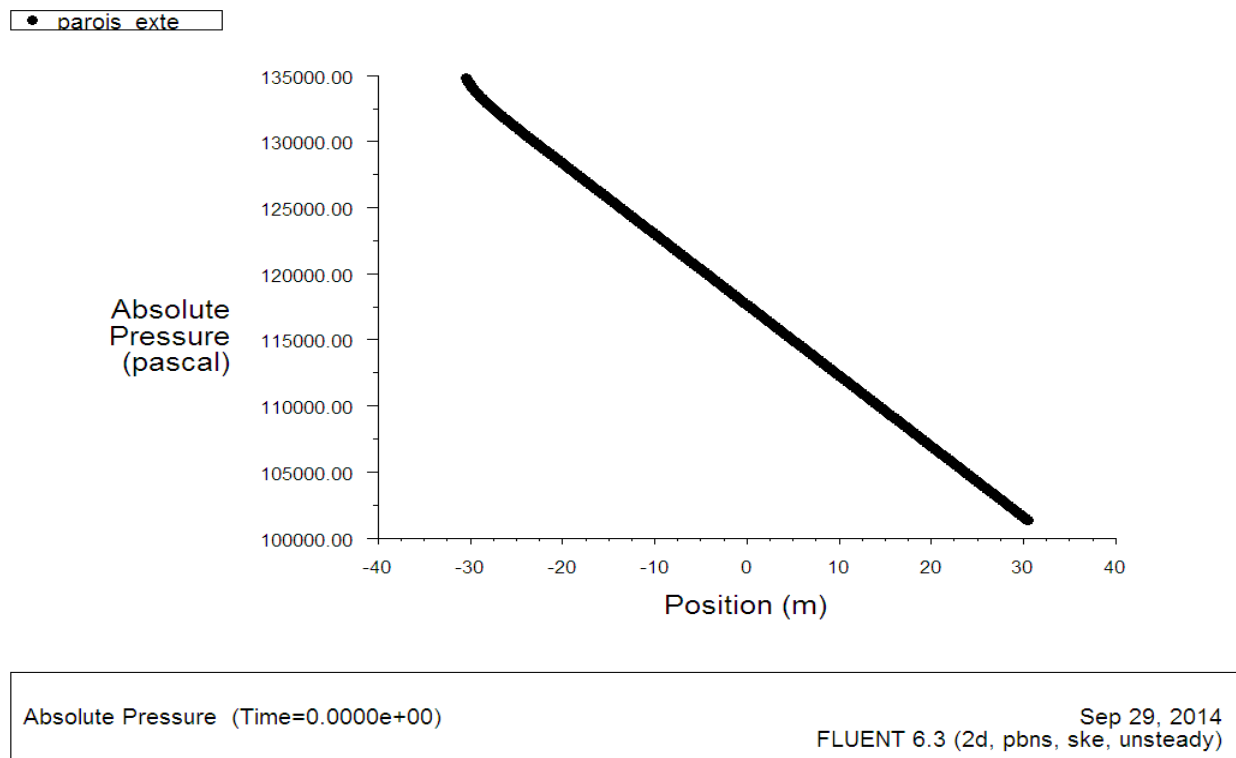


Figure (38) : Evolution de la pression le long de la conduite avant la fermeture.

c. Evolution de la pression le long de la conduite après la fermeture :

Pour avoir la fermeture de la conduite, on revient aux conditions aux limites et on remplace la condition correspondante à la sortie de fluide 'pressur outlet' par la condition 'wall'.

On initialise l'écoulement sur son domaine d'étude et on fixe aléatoirement le nombre des itérations, puis on lance le calcul itératif et une fois que le système converge on visualise les résultats.

d. Evolution de la pression le long de la conduite :

Les figure (39) et (40) permettent de suivre l'évolution de la pression le long de la conduite pour une pression de 2 bars et un débit de 6,9 L/min. Avec deux pas déffirents.

- Pour un pas $\Delta t = 0,1$ s :

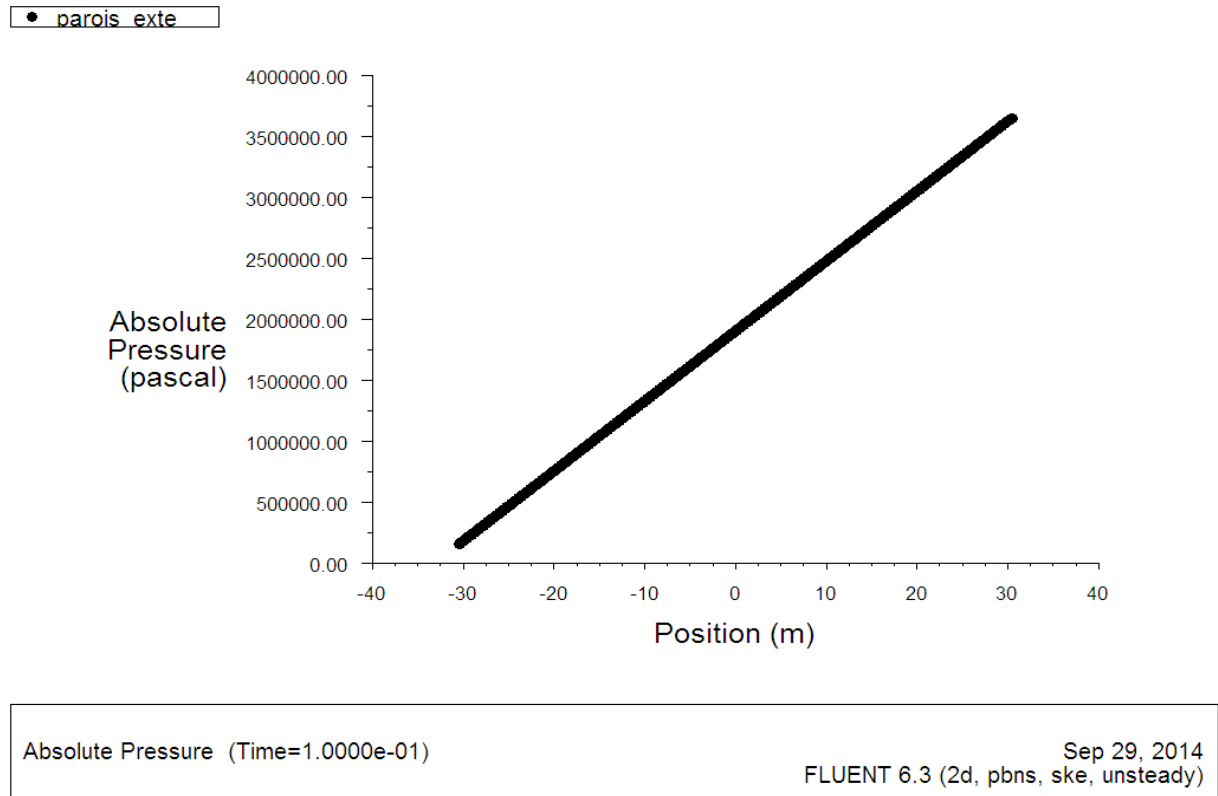


Figure (39) : Evolution de la pression le long de la conduite ; pas= 0.1 s

La figure (39) nous permet de voir que la pression augmente de 1 bar jusqu'à la pression de 40 bars et sa d'une manière linéaire à partir de l'électrovanne jusqu'à la pompe.

- Pour un pas $\Delta t = 5$ s :

La figure (40) représente l'évolution de la pression de 1.5 bar jusqu'à 2.3 bars d'une manière linéaire.

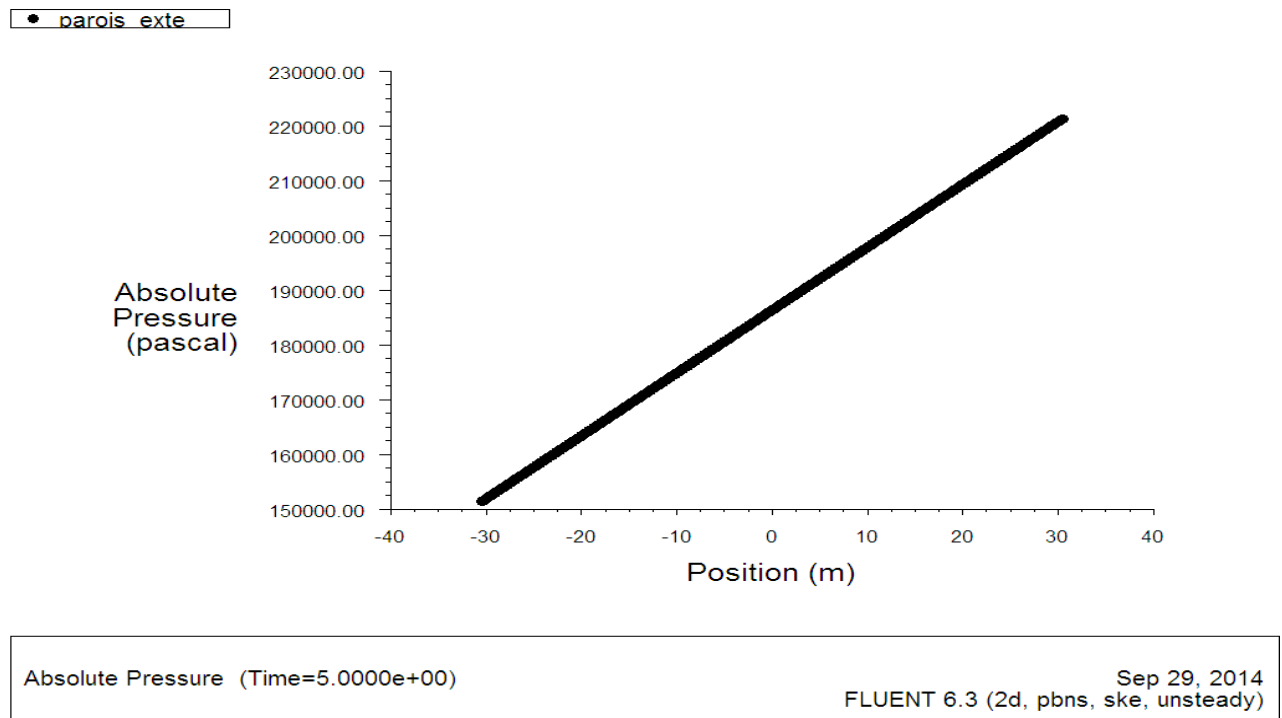


Figure (40) : Evolution de la pression le long de la conduite pas= 5 s

A l'aval de la conduite où se trouve l'électrovanne la pression augmente linéairement pour les deux pas, mais avec une grande différence de pression, figures 39 et 40.

Le temps mis en jeu pour la fermeture de l'électrovanne est très important, car il influence directement sur l'écoulement de fluide, donc la pression de l'écoulement. Quand le temps de la fermeture est 0.1 s la pression augmente jusqu'à 40 bars et pour le pas de 5s la pression augmente jusqu'à 23 bars. On peut conclure que la fermeture lente des vannes peut être utile comme une maintenance pour les installations où le fluide s'écoule à des grandes pressions.

Conclusion

Les travaux réalisés au cours de notre mémoire de fin d'études, dont le thème est « étude d'une solution anti-coup de bélier », nous ont permis de constater la grande importance de coup de bélier, tant que ce phénomène représente un danger potentiel dans la pratique. Par conséquent, une étude soignée des régimes transitoires dans les conduites s'apparente comme nécessité imposante constituant un test ultime à chaque installation hydraulique (station de pompage, de turbinage, hydroélectrique...etc.). L'idée qui nous a guidés à présenter quelques solutions important pour éviter les endommages qui peuvent provoquer par le coup de bélier sur les conduites. A cet effet l'intérêt essentiel de ce travail est de montrer :

L'importance du coup de bélier et les conséquences majeure survenues sur le régime transitoire, qu'est dû à une fermeture brusque de la vanne d'une canalisation dont l'écoulement est permanent, et crée ainsi en un point quelconque de la canalisation une surpression ou dépression qui peut endommager la canalisation.

Les différentes solutions anti-coup de bélier existant (les ballons anti-bélier, les cheminées d'équilibre, les soupapes anti-bélier,...etc.) ; à savoir leur emplacement et la capacité de fonctionnements pour supprimer ou réduire les pressions engendré.

Les résultats obtenus, lors des essais réaliser au niveau de laboratoire MDF, qui nous a permis d'enregistré les oscillations des ondes élastiques et calculer les célérités par la méthode graphique, afin de les comparer aux celle obtenus théoriquement.

L'étude numérique des écoulements non permanents en charge, les tests numériques ont été effectués, nous permet de voir les grandes pressions atteints pour les deux pas de temps de fermeture différents. Les résultats obtenus montrent en effet que la durée de fermeture de la vanne jeu un rôle très important pour réduire ces pressions.

Bibliographie

- [1] Mécanique des fluides et hydraulique ; Ranald V. GILES ; Ed. Série Schaum ; 1997.
- [3] Notion de mécanique des fluides ; Riadh BEN HAMOUDA ; Centre de Publication Universitaire ; Tunis ; 2008.
- [4] Mécanique expérimentale des fluides ; Tome 1 ; R. COMOLET ; Ed. MASSON ; Paris ; 1999.
- [5] Guide méthodologique d'étude anti-coup de bélier pour les réseaux d'eau ; FLURANT GUHL; Ed. BERNARD BREMOND ; 2000.

Site web:

- [2] <http://www.wikipedia.com/mecanique des fluides>