

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed khider –Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie civil et d'Hydraulique
Référence :/2022



جامعة محمد خيضر بسكرة
كلية العلوم و التكنولوجيا
قسم الهندسة المدنية و الري
المرجع...../2022

Mémoire de Master

Filière : Hydraulique

Spécialité : Urbaine

Thème

**L'étude du phénomène transitoire du coup de bélier
d'onde provoqué par la manipulation des vannes**

Nom et Prénom de l'étudiant :
Benterki Abdallah

Encadreur : Fouzi Abdessamed

Promotion: Juin 2022

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail en signe de reconnaissances et de respect à :

- ❖ **Mes très chers parents** pour les sacrifices qu'ils ont consentis à mon égard.

- ❖ **Mes chers frères** : « Radhia, Nassima, Mohamed, Latifa, Kawther et Raouane »

- ❖ **Toute la famille Benterki**

- ❖ **Mes amis proches** : « Aymen, Bilal, Bachir et Walid »

- ❖ **Mes collègues** : « abdelhafed, hamza, rabeh, oussama, yahya ».

Remerciements

Nous remercions d'abord avant tous, le bon Dieu qui nous a donné le courage, la patience, la santé et la volonté pour venir à bout de ce travail, et qui nous a permis d'acquérir ce savoir et d'enrichir nos connaissances.

Au terme de ce projet de fin de cycle, je tiens à remercier très chaleureusement **Abdessemad fouzi** qui nous a permis de bénéficier de son encadrement. Les conseils qu'il nous a prodigués, la patience, la confiance qu'il nous a témoigné ont été déterminants dans la réalisation de ce travail de recherche.

Et je tiens à remercier La Commission de leur présence et d'avoir accepté d'évaluer et examiner notre travail.

Un grand merci à mes amis et à ma famille, en particulier à mes parents pour m'avoir soutenu et aidé tout au long de nos études.

Résumé :

Résumé :

Les changements du régime permanent d'écoulement d'un fluide dans une conduite, entraînent souvent des variations brusques de pression et donnent naissance à ce qu'on appelle le coup de bélier d'onde. Donc passant par une analyse mathématique et physique puis par les causes les plus probables provoquant ce phénomène transitoire cette étude vise surtout à déterminer l'amplitude du coup de bélier d'onde (par rapport au coup de bélier de masse), suite à une perturbation de l'écoulement pour notre cas provoqué par la manœuvre ou la manipulation des vannes ; cas de l'ouverture et la fermeture de vannes dans les conduites d'adduction gravitaire.

Abstract:

Changes in the steady state of flow of a fluid in a pipe often lead to sudden variations in pressure and give rise to what is called the water hammer wave. So going through a mathematical and physical analysis then by the most probable causes causing this transient phenomenon this study aims above all to determine the amplitude of the wave water hammer (compared to the mass water hammer) following a disturbance of the flow in our case caused by the maneuver or manipulation of valves; case of the opening and closing of valves in the gravity supply pipes.

الملخص:

غالبًا ما تؤدي التغييرات في نظام التدفق الدائم للسائل في الأنابيب إلى تغييرات مفاجئة في الضغط وتؤدي إلى ما يسمى بمطرقة الماء، إذن من خلال تحليل رياضي وفيزيائي ومن ثم تحليل الأسباب الأكثر احتمالية للتسبب في هذه الظاهرة العابرة، تهدف هذه الدراسة قبل كل شيء إلى تحديد سعة المطرقة المائية الموحية (مقارنة بمطرقة الماء الجماعية)، بعد تدفق الاضطراب في حالتنا بسبب تشغيل الصمامات أو معالجتها؛ حالة فتح وإغلاق الصمامات في أنابيب نقل الجاذبية.

Sommaire

Page de garde	I
DEDICACES	II
Remerciements	III
Résumé :	IV
Sommaire	V
Liste de figures	VIII
Liste de tableaux	IX
I. Introduction générale	X
Chapitre I : DESCRIPTION DETAILLE DU PHENOMENE TRANSITOIRE	1
I.1. Introduction	2
I.2. Types d'écoulement	2
I.2.1. Ecoulement permanent	2
I.2.2. Ecoulement non permanent	2
I.2.3. Ecoulement uniforme	3
I.2.4. Ecoulement non uniforme	3
I.2.5. Ecoulement transitoire	3
I.3. Types d'ondes	3
I.3.2. Ondes non linéaires	4
I.4. Phénomène du coup de bélier	4
I.4.1. Définition	4
I.4.2. Causes du coup de bélier	4
I.4.3. Risques dus aux coups de bélier	5

a. Cas de surpression	5
b. Cas de dépression	5
C. Fatigue de la canalisation	5
I-5-DESCRIPTION PHYSIQUE :	6
I-5-1-Présentation du phénomène transitoire	6
I-5-1-1-Généralités	6
I-5-1-2-Mise en équations :	6
A - Equation de continuité	6
I-5-2-Les équations aux caractéristiques	14
I-5-3-Interprétation des équations aux caractéristiques	17
I-5-4-Les équations d'ALLIEVI	18
I.6. DESCRIPTION MATHEMATIQUE	22
I.6.1. Introduction	22
I.6.2. Equation de conservation de la masse ou équation de continuité	22
I.6.2.3. Analyse des paramètres	22
I.6.3.1.Type de conduites	26
I.6.3.2 Relation entre la célérité et les propriétés de la conduite	27
I.6.3.Equations simplifiées	27
I.7. Conclusion	32
Chapitre : II : LES DIFFERENTES CAUSES PROVOQUANT LE PHENOMENE	
II.1. Introduction	34
II.2-Fermeture et ouverture des vannes dans les conduites gravitaires :	34
2.1. Fermeture de vannes	34
A- Cas de fermeture brusque	34

B-Cas de fermeture lente	36
2.3-Ouverture de vanne	37
II.3. Arrêt ou démarrage d'une pompe dans une conduite de refoulement	37
II.3.1. Démarrage d'une pompe	37
II.3.2. Arrêt d'une pompe	38
a) Première phase du coup de bélier direct	38
b) Deuxième phase ou contre-coup	38
II.3.2.A. Arrêt instantané	39
II.3.2.B. Arrêt non instantané	40
II.4. Arrêt brutal par disjonction inopinée d'un ou de plusieurs groupes électropompes (panne d'alimentation d'énergie)	41
II.5. Conclusion	42

Chapitre III : Amplitude du coup de bélier provoqué par la manipulation des vannes

III.1.Introduction	44
III.2.Ouverture de vanne :	44
2.1Cas d'ouverture d'une vanne sur une conduite d'adduction gravitaire	44
2.2. Cas d'une conduite de refoulement	45
III.3. Fermeture de vanne	47
3.1. Cas de fermeture d'une vanne sur une conduite d'adduction gravitaire	47
III.4. Conclusion	52
Conclusion générale	53
Bibliographie	54

Liste de figures

Fig I.1 : Forces et contraintes radiales dans un tuyau.	7
FigI.2 : Déplacement d'un élément liquide.	8
FigI.3 : Théorème des quantités de mouvement.	11
FigI.4 : Forces exercées sur une tranche liquide.	12
FigI.5 : Déplacement d'une onde dans le plan (x, t).	18
FigI.6 : Conduite gravitaire.	21
FigI.7 : Paroi de la conduite.	24
Fig.II.1 : Cas de la fermeture brusque.	24
Fig.II.2: Cas de la fermeture brusque.	34
Fig.II.3: Cas de fermeture lente.	35
Fig.II-4 : Répartition du coup de bélier : conduite de refoulement.	36
Fig.II-5 : Répartition du coup de bélier, refoulement.	40
Fig. III-1: Ouverture brusque d'une vanne.	41
Fig. III-2 : Evolution de l'écoulement en fonction du temps dans une conduite de refoulement.	44
Fig. III-3 : Conduite d'adduction gravitaire à caractéristique unique.	47
Fig. III-4 : Evolution de l'écoulement en fonction du temps.	51

Liste de tableaux

Tableau I.1. Coefficient de rugosité k (mm) pour différents matériaux.	25
Tableau I.2. La viscosité cinématique par rapport à la température.	26
Tableau I.3. Relation entre la célérité et les propriétés de la conduite.	27
Tableau (III-1) : Récapitulation de l'évolution des écoulements en fonction du temps	52

Introduction Générale

Dans le cadre de la protection des installations hydrauliques les ingénieurs sont confrontés au problème du coup de bélier, mal maîtrisé, qui peut être provoqué par un mauvais dimensionnement du dispositif mécanique qui est l'anti bélier ou par une variation des performances de certaines machines hydrauliques attachées à la conduite mais aussi par une mauvaise manipulation (fermeture brusque d'une vanne, arrêt inattendu d'une pompe...).

Notre travail sera présenté sous trois principaux chapitres.

Le premier chapitre porte sur l'analyse théorique puis physique du phénomène transitoire en tant que régime d'écoulement.

Dans ce chapitre nous allons définir quelques types d'écoulements que l'on rencontrera au cours de notre travail, puis en se penchant sur l'analyse physique du coup de bélier avec une représentation graphique de deux cas à savoir:

- 1-Le cas d'arrêt brusque de la pompe,
- 2-Le cas de fermeture instantanée de la vanne.

Les régimes transitoires sont des phénomènes très complexes qui dépendent directement de variations brutales de la vitesse d'écoulement dans la conduite. Ces variations de vitesse sont à l'origine de fluctuation de pression qui peut être positives ou négatives, et pour bien cerner le problème du coup de bélier il faut connaître avant tout ces principales causes ce qu'on va aborder dans le 2eme chapitre.

Dans le 3eme et dernier chapitre et dans l'optique d'une meilleure compréhension du phénomène, on se propose de faire une étude sur l'amplitude du phénomène du coup de bélier provoqué par la manipulation des vannes.

Chapitre I

Description détaillée du phénomène transitoire

I.1. Introduction

L'objet de ce chapitre porte sur l'analyse théorique puis physique et mathématique du phénomène transitoire en tant que régime d'écoulement.

Dans ce chapitre nous allons définir quelques types d'écoulements que l'on rencontrera au cours de notre travail, puis en se penchant sur l'analyse physique du coup de bélier avec une représentation graphique de deux cas à savoir:

1-Le cas d'arrêt brusque de la pompe,

2-Le cas de fermeture instantanée de la vanne.

I.2. Types d'écoulement

I.2.1. Ecoulement permanent

L'écoulement de liquide est dit permanent lorsque les propriétés du fluide et les caractéristiques hydrauliques de celui-ci restent invariables dans le temps

$$\frac{\partial V}{\partial t} = 0, \frac{\partial P}{\partial t} = 0, \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \text{ (I.1)}$$

* V : vitesse d'écoulement

* P : la pression,

* ρ : Masse volumique.

I.2.2. Ecoulement non permanent

L'écoulement du liquide est dit non permanent si la vitesse et la pression varient dans le temps (t) en un point donné de l'espace (x) rempli de liquide en mouvement, les vitesses et les pressions en écoulement non permanent sont les fonctions de quatre variables indépendantes à savoir : coordonnées (x, y, z) du point examiné et le temps (t).

On distingue un écoulement non permanent en charge et à surface libre, un écoulement non permanent unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel. [2]

I.2.3. Ecoulement uniforme

Un écoulement est dit uniforme lorsque la vitesse du fluide à un instant donné, à une même direction et une même intensité en tous points de ce fluide c'est-à-dire :

$$\frac{\partial V}{\partial X} = 0 \text{ (I.2)}$$

I.2.4. Ecoulement non uniforme

Un écoulement est dit non uniforme si la vitesse du fluide varie d'une section à l'autre c'est à -dire:

$$\frac{\partial V}{\partial X} \neq 0 \text{ (I.3)}$$

I.2.5. Ecoulement transitoire

On appelle régime transitoire, un phénomène qui se manifeste entre deux régimes stationnaires, autrement dit c'est un écoulement varié, où les paramètres hydrauliques changent :

$$\frac{\partial V}{\partial X} \neq 0, \frac{\partial P}{\partial t} \neq 0, \frac{\partial V}{\partial X} = 0, \frac{\partial V}{\partial t} \neq 0 \text{ (I.4)}$$

Avec :

V : vitesse d'écoulement.

P : la pression.

Ce phénomène transitoire peut se manifester soit dans un canal à ciel ouvert ou bien dans une conduite en charge, par accroissement ou décroissement du débit.

On pourra citer quelques exemples d'écoulements transitoires dans le cas d'une conduite en charge :

- Ecoulement dans les machines hydrauliques à puissance variable.
- Phénomène du coup de bélier.

Donc l'écoulement transitoire est un écoulement non permanent, dans notre travail nous nous intéresserons uniquement au phénomène du coup de bélier. [2]

I.3. Types d'ondes

I.3.1. Ondes linéaires

Du point de vue physique, les ondes linéaires sont celles qui se propagent dans le fluide sans modifier les propriétés physiques locales (compressibilité, masse spécifique, conductivité, viscosité.....).[2]

Voici quelques exemples de ces types d'ondes :

- Les ondes du son,
- Les ondes de lumières,
- Les ondes électromagnétiques.

I.3.2. Ondes non linéaires

Les ondes non linéaires sont celles qui se propagent dans le fluide en provoquant des variations dans les propriétés de ce dernier [2]

I.4. Phénomène du coup de bélier

I.4.1. Définition

Un changement de la vitesse d'écoulement entraîne une variation de pression dans la conduite et peut mettre en péril la tenue mécanique des machines et des réseaux. Ce changement de vitesse peut être provoqué par la fermeture rapide d'une vanne, la mise en route ou l'arrêt d'une pompe ou d'une turbine [3].

Le coup de bélier étant un cas particulier du régime transitoire, est un phénomène oscillatoire qui se manifeste dans les conduites en charge à écoulement gravitaire ou par refoulement.

On entend aussi sous le terme « coup de bélier » un écoulement non permanent du liquide accompagné des variations pratiquement sensibles de la pression qui peuvent devenir dangereuses pour la tuyauterie. Ces variations résultent d'une perturbation des conditions permanentes d'écoulement.

C'est le nom que l'on donne à une onde de choc hydraulique, lorsqu'un liquide non compressible comme l'eau, est stoppé net dans une canalisation. Autrement dit, c'est l'arrêt brutal de la circulation de l'eau lorsqu'un robinet (ou tout autre appareil) se ferme.

Parmi les auteurs, savants et ingénieurs qui ont contribué à l'étude de ce phénomène très complexe, on peut citer : MM. Boussinesq, Korteweg, Resal, Joukowski, Rateau, MM. Allievi, de Sparre, M. Jouguet, M. Boulanger, C. Camichel, D. Eydoux, M. Gariel, L. Bergeron, Escande, Dubin, Marey, M. Michaud, Streeter, Chaudy, Vichnievsky, ...etc

I.4.2. Causes du coup de bélier

Le coup de bélier est un phénomène oscillatoire dont les causes les plus fréquentes sont les suivantes :

- L'ouverture ou la fermeture des vannes dans les conduites en charge à écoulement gravitaire.

- La mise en marche ou l'arrêt des pompes dans les conduites en charge par refoulement.
- Le remplissage ou la vidange d'un système d'AEP.
- Modification de la vitesse d'une pompe.
- Une variation du niveau d'un réservoir à une extrémité du réseau.
- La disparition de l'alimentation électrique dans une station de pompage qui est la cause la plus répandue du coup de bélier.
- La mise en marche ou la modification de l'opération d'une turbine.
- Une modification de position de vanne

I.4.3. Risques dus aux coups de bélier

Les conséquences du coup de bélier peuvent être néfastes elles deviennent de plus en plus dangereuses à mesure que les paramètres modificateurs deviennent importants (variation de pressions et de débits dans le temps).

Ces phénomènes se produisant dans une conduite en charge, peuvent provoquer des risques à la suite d'une dépression ou surpression engendrée par les manœuvres brusques.

a. Cas de surpression

C'est une conséquence du coup de bélier engendrée par une pression importante reproduisant à la suite d'une fermeture instantanée ou rapide d'une vanne de sectionnement ou bien à la suite d'une dépression causée par l'arrêt brusque d'une pompe. Si la pression totale c'est-à-dire la pression en régime permanent majorée de l'avaleur de surpression due au coup de bélier dépasse la pression maximale admissible des tuyaux il y a risques de rupture de ces derniers et déboîtement des joints (les anneaux d'étanchéité seront délogés).

b. Cas de dépression

C'est une conséquence du coup de bélier engendrée par l'apparition d'une pression relative négative, à la suite d'un arrêt brusque d'une pompe ou d'une ouverture instantanée d'une vanne de sectionnement. Si cette pression devient inférieure à 10m CE il se produit une poche de cavitation. Si le profil en long de la canalisation est déformable la canalisation peut être aplatie par implosion et les joints peuvent être aspirés. Le phénomène de cavitation une fois apparu peut provoquer la détérioration de la couche d'enduit intérieur du tuyau.

C. Fatigue de la canalisation

En régime transitoire les alternances des surpressions et dépressions qui sont une conséquence inévitable du phénomène provoquent la fatigue pour le matériau de la canalisation même si leur amplitude est faible. [4] [5].

I-5-DESCRIPTION PHYSIQUE :**I-5-1-Présentation du phénomène transitoire :****I-5-1-1-Généralités :**

On appelle régime transitoire, un phénomène qui se manifeste entre deux régimes stationnaires, autrement dit c'est un écoulement varié, où les paramètres hydrauliques changent :

$$\frac{\partial V}{\partial X} \neq 0, \frac{\partial P}{\partial t} \neq 0, \frac{\partial V}{\partial X} = 0, \frac{\partial V}{\partial t} \neq 0$$

Il peut se produire soit dans un canal à ciel ouvert, soit dans une conduite à écoulement en charge par accroissement ou décroissement du débit.

L'écoulement du liquide s'appelle non permanent si la vitesse et la pression varient dans le temps t en point donné de l'espace rempli de liquide en mouvement [6].

Les vitesses et les pressions en mouvement non permanent sont les fonctions de quatre variables indépendantes ; coordonnées x, y, z du point examiné et le temps t.

On distingue un écoulement non permanent en charge et à surface libre, un écoulement non permanent unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel.

Un exemple de l'écoulement non permanent unidimensionnel en charge du liquide est un écoulement non permanent apparaissant par suite de la variation du régime de service des dispositifs régulateurs installés sur les tuyauteries.

Un cas particulier d'un tel écoulement est désigné par le terme « **coup de bélier** » que nous définirons en détail.

I-5-1-2-Mise en équations :

Nous allons établir les deux équations connues sous le nom d'équations de SAINTVENANT à partir des équations générales qui sont l'équation de continuité et l'équation dynamique.

A - Equation de continuité :

Nous allons d'abord rappeler certains résultats de la mécanique des matériaux et les utiliser pour déterminer les contraintes dans les tuyaux sous pression [7].

Soient σ_1 et σ_2 respectivement les contraintes longitudinale et radiale, ε_1 et ε_2 les déformations correspondantes, E le module d'élasticité de la conduite (module de YOUNG) et ν le module de poisson.

La loi de HOOKE permet d'écrire :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E}(\sigma_1 - \nu\sigma_2)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{E}(\sigma_2 - \nu\sigma_1)$$

PD

Exprimons les contraintes σ_1 et σ_2

La contrainte σ_2 :

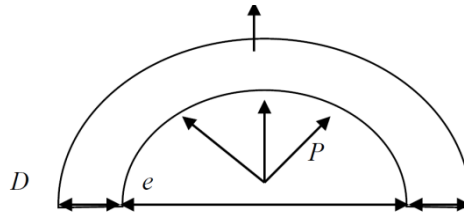


Fig I.1 : Forces et contraintes radiales dans un tuyau.

Si D est le diamètre et e l'épaisseur du tuyau. La pression interne P exerce une force $P.D$ sur une demi-circonférence.

La contrainte est donc : $\sigma_2 = \frac{PD}{2e}$

Contrainte σ_1 : on distingue deux cas :

Premier cas : si la conduite a suffisamment de joints, on peut considérer qu'il n'y a ni contraintes, ni déformations longitudinales et que les éléments cylindriques successifs sont indépendants entre eux (donc $\nu = 0$). Dans ce cas, on a $\nu_1 = \nu = 0$ (ν n'est pas alors le module de poisson du matériau proprement dit mais son équivalent pour la canalisation globale).

Deuxième cas : la contrainte longitudinale doit être prise en compte. Elle dépend dans ce cas de la façon dont le tuyau est ancré aux extrémités :

* Tuyau ancré aux deux extrémités : on a donc $\varepsilon_1 = 0$ et par conséquent

$$\sigma_1 = \nu\sigma_2$$

Tuyau libre à une extrémité : la force qui s'exerce à l'extrémité du tuyau est égale $\frac{P.\pi.D^2}{4}$, cette pression peut être nulle dans le cas où la vanne d'extrémité serait grande ouverte. Cette force s'exerce sur le périmètre entier du tuyau $\pi.D$, donc sur la surface

$\pi.D.e$, la contrainte est donc $\sigma_1 = \frac{PD}{4e}$ qu'on peut écrire $\sigma_1 = \frac{\sigma_2}{2}$

Récapitulation :

L'expression de la contrainte radiale : $\sigma_2 = \frac{PD}{2e}$

L'expression de la contrainte longitudinale : $\sigma_1 = k_c \sigma_2$

Avec k_c coefficient d'ancrage, on peut avoir trois cas :

Cas A : conduite sans joints, libre à une extrémité $k_c = \frac{1}{2}$

Cas B : conduite sans joints, ancrées aux deux extrémités $k_c = \nu$

Cas C : conduite avec de nombreux joints $k_c = 0$

Nous allons exprimer l'équation de continuité en analysant les déformations à masse constante d'un volume de liquide entre les instants t et $t + dt$. Pour cela, nous allons exprimer que cette masse $\rho v = \rho \cdot s \cdot \Delta L$ reste constante soit :

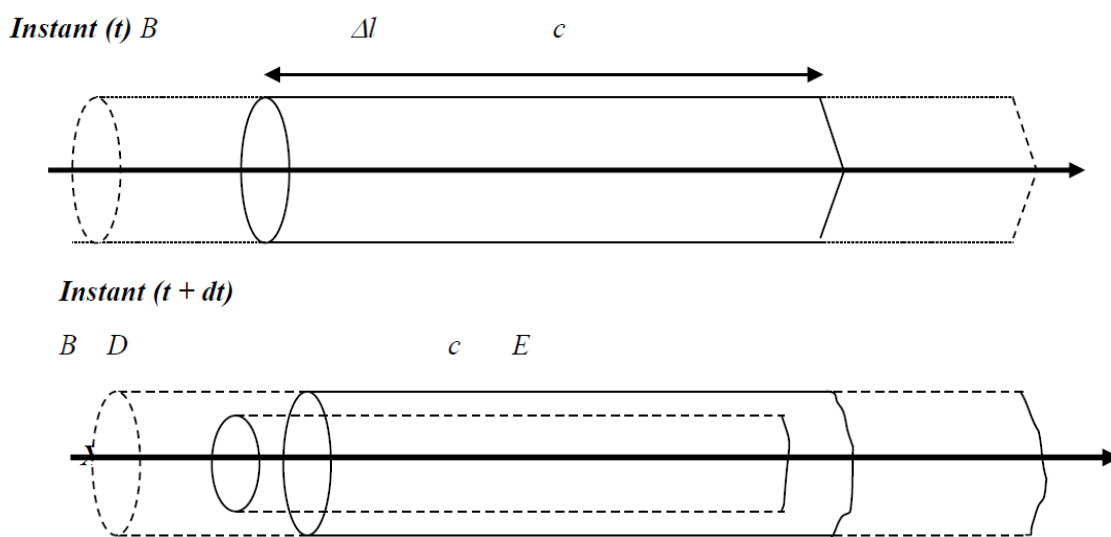
$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{ds}{s} + \frac{d(\Delta L)}{\Delta L} = 0 \quad (I.1)$$

Avec :

ρ : La masse volumique du liquide.

S : La section radiale.

ΔL : La variation de longueur de l'élément liquide



FigI.2 : Déplacement d'un élément liquide.

Variation de longueur de l'élément liquide

Exprimons la variation ΔL :

$$\Delta L (t) = x_c - x_B$$

$$\Delta L (t + dt) = x_E - x_D$$

$$d(\Delta L) = (x_E - x_c) - (x_D - x_B)$$

$$d(\Delta L) = U_c \cdot dt - U_B \cdot dt = (U_c - U_B) dt$$

$$D'où d(\Delta L) = \frac{\partial U}{\partial X} \cdot \Delta L \cdot dt$$

$$\text{Et} \quad \frac{d(\Delta L)}{\Delta L} = \frac{\partial U}{\partial X} dt \quad (I.2)$$

- Variation de la masse volumique de l'élément liquide :

Par définition, le module d'élasticité du fluide ε est égal à $dp/(d\rho/\rho)$.

On en déduit l'égalité suivante :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{d\rho}{\varepsilon} \quad (I.3)$$

-Variation de section de l'élément liquide :

La section de l'écoulement liquide reste en permanence égale à celle de l'élément de tuyau qui l'entoure. On a donc :

$$\frac{dS}{S} = 2 \frac{dr}{r} = 2d\varepsilon_2 = \frac{2}{E} (d\sigma_2 - \nu d\sigma_1)$$

On a vu précédemment que $\sigma_1 = kc\sigma_2$

Si on pose $c = 1 - kc\nu$, on obtient :

$$\frac{dS}{S} = \frac{2C}{E} = d\sigma_2 = \frac{D}{E \cdot e} \cdot C dP \quad (1.4)$$

On remplace chaque terme de l'équation (I.1) par les expressions données dans les équations (I.2, I.3 et I.4), on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{D}{E \cdot e} C \right) \frac{dP}{dt} = 0 \quad (1.5)$$

On voit que le terme $\left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{D}{E.e} C\right)$ dépend d'une part de la compressibilité de l'eau (ε), d'autre part des caractéristiques du tuyau $\left(\frac{D}{E.e}\right)$ et de la façon dont ce dernier est assemblé et ancré (c). Ce terme est donc en général une caractéristique de l'installation sur laquelle on étudie le coup de bélier. On pose donc :

$$\frac{1}{a^2} = \rho \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{D}{E.e} \cdot C \right) \quad (\text{I.6})$$

Ce qui donne comme nouvelle expression de l'équation de continuité :

$$\rho \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + U \frac{\partial P}{\partial X} \right) = 0 \quad (\text{I.7})$$

La relation (I.7) représente la première équation de SAINT-VENANT

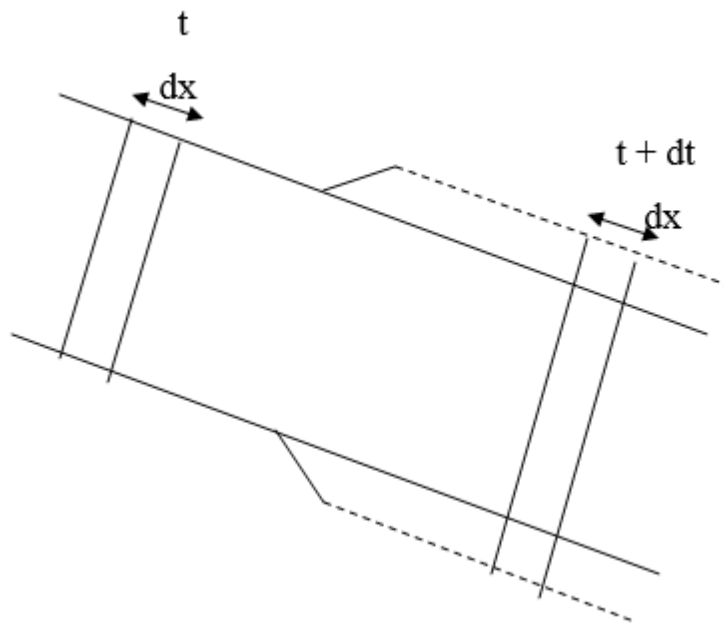
❖ Equation dynamique :

On va suivre un petit élément de volume dans son mouvement et lui appliquer le théorème des quantités de mouvement :

$$\frac{d(mV)}{dt} = \sum F_{\text{ex}} \quad (\text{I.8})$$

Qui indique que la dérivée de la quantité de mouvement est égale à la somme des forces extérieures appliquées à l'élément fluide.

$$\frac{d(mV)}{dt} = \frac{dm}{dt} V + m \frac{dV}{dt}$$



FigI.3 : Théorème des quantités de mouvement

La masse de l'élément liquide ne varie pas dans son déplacement.

On a donc :
$$\frac{dm}{dt} = 0$$

Donc :

$$\frac{d(mU)}{dt} = m \frac{dU}{dt} = \rho \cdot S \cdot dX \cdot \frac{dU}{dt} \quad (I.9)$$

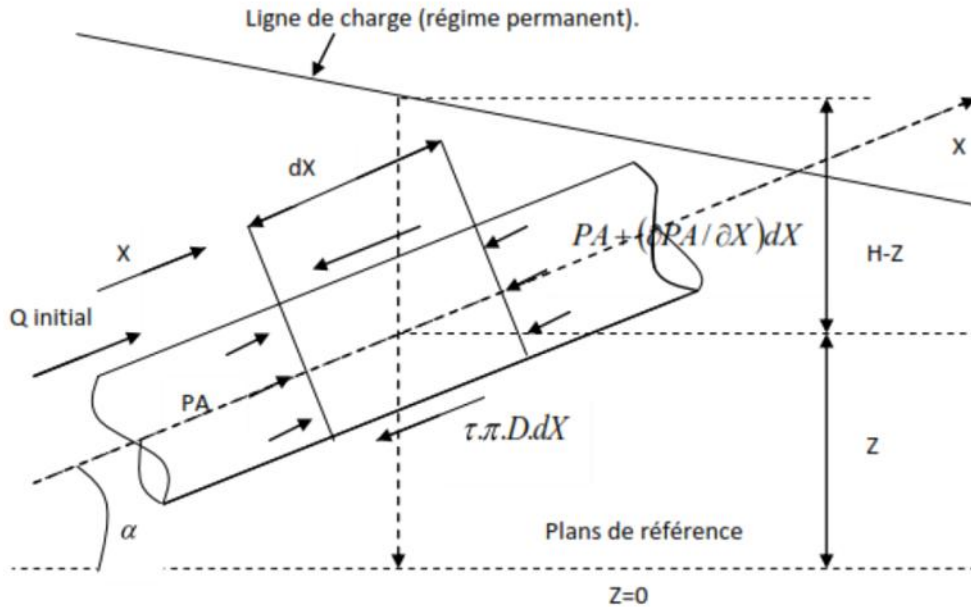
Les forces extérieures appliquées et projetées sur l'axe de la conduite pour une couche d'eau d'épaisseur dX , Fig(I.4) sont :

- ❖ La pression sur une face de la tranche dX : PS
- ❖ La pression sur l'autre face : $-\left(PS + \frac{\partial P}{\partial X}\right)S$

N.B : la section S est supposée constante sur toute la longueur de la conduite donc nous négligeons

le terme $\frac{\partial S}{\partial X}$.

- ❖ La composante du poids : $-\rho g S dx \sin \alpha$
- ❖ Les frottements du liquide avec les parois de la conduite : $\tau \cdot \pi \cdot D \cdot dX$



FigI.4 : Forces exercées sur une tranche liquide.

On signale que : $\frac{dZ}{dX} = \sin \alpha$

Et $P = \rho g(H - Z)$

A partir de la figure (I.4) on aura :

$$\sum F_{ex} = PS - \left(PS - SdX \frac{\partial P}{\partial X} \right) - \rho g S dX \sin \alpha - \tau \pi D \cdot dX \quad (I.10)$$

On détermine d'abord le terme $\tau \pi D$

Les pertes de charge étant représentées par ΔP données par la formule :

$$\Delta P = \rho g \lambda \frac{L V^2}{\Delta 2g}$$

On peut écrire alors que la force de frottement Fr se calcule par l'une des deux formules suivantes :

$$Fr = \tau \pi D L \text{ ou } Fr = \Delta P \pi \frac{D^2}{4}$$

D'où l'on déduit :

$$\tau \pi D = \frac{\pi D^2}{4} \rho g \frac{\lambda V^2}{D 2g} = j \rho g S \quad (I.11)$$

Avec $j = \frac{\lambda}{D} \frac{U^2}{2g}$ gradient hydraulique

On injecte l'expression $\tau \cdot \pi \cdot D$ dans l'équation (I.10)

On aura :

$$\sum F_{ex} = -\frac{\partial P}{\partial X} S dX - \rho g S \sin a dX - j \rho g S dX \quad (I.12)$$

En portant l'équation (I.12) dans l'équation (I.9) on obtient après simplification par $\rho \cdot s \cdot dx$:

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} - g(\sin a + j)$$

Ou bien
$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} = -g(\sin a + j) \quad (I.13)$$

L'expression (I.13) est la seconde équation de SAINT-VENANT.

On sait que :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial X}{\partial t} \frac{\partial V}{\partial X}$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial X}$$

D'où on aura :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} = -g(\sin a + j) \quad (I.14)$$

L'équation (I.14) représente la 2^{eme} équation de SAINT-VENANT

$$\rho \frac{\partial V}{\partial X} = -\frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial X} \right) \quad (I.15)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} = -g(\sin a + j)$$

Par conséquent les équations (I.7) et (I.14) représentent le système (I.15) des équations de SAINT-VENANT.

I-5-2-Les équations aux caractéristiques :

A partir du système (I.15) on a :

$$\rho \frac{\partial V}{\partial X} = -\frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + V \frac{\partial P}{\partial X} \right) = 0 \quad (a)$$

(I.16)

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} = -g(\sin a + j) \quad (b)$$

En multipliant (a) par $\frac{a}{\rho}$ on obtient :

$$a \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho a} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + V \frac{\partial P}{\partial X} \right) = 0$$

(I.17)

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} = -g(\sin a + j)$$

Ajoutons-les d'abord puis retranchons la première de la deuxième. On obtient le système suivant :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (a + V) \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho a} \left(\frac{\partial p}{\partial X} + (a + V) \frac{\partial P}{\partial X} \right) = -g(\sin a + j)$$

(I.18)

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V - a) \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{1}{\rho a} \left(\frac{\partial p}{\partial X} + (V - a) \frac{\partial P}{\partial X} \right) = -g(i - j)$$

La première équation du système (I.18) montre que si on se place sur un trajet tel que

$\frac{dX}{dt} = V + a$, la quantité $\frac{\partial V}{\partial t} + (a + V) \frac{\partial V}{\partial X}$ exprime sur ce trajet la dérivée totale par rapport

au temps de la vitesse $\frac{dU}{dt}$ de même pour la pression, on aura donc :

$$\frac{dV}{dt} + \frac{1}{\rho a} \frac{dP}{dt} = -g(\sin a + j) \quad (I.19)$$

$$\frac{dV}{dt} - \frac{1}{\rho a} \frac{dP}{dt} = -g(\sin a + j)$$

En utilisant les expressions suivantes :

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\partial Z}{\partial X} \frac{dX}{dt} = \frac{dX}{dt} \sin a \quad (\text{car } \frac{\partial Z}{\partial t} = 0)$$

$P = \rho g(H - Z)$ il vient donc :

$$\frac{dP}{dt} = \frac{d[\rho g(H - Z)]}{dt} = \rho g \left[\frac{dH}{dt} - \frac{dZ}{dt} \right]$$

$$\frac{dP}{dt} = \rho g \left[\frac{dH}{dt} - \frac{dX}{dt} \sin a \right]$$

D'où les équations du système (I.16) et leurs conditions respectives s'écrivent :

$$\frac{dX}{dt} = V + a \quad (I.20)$$

$$\frac{dV}{dt} + \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} = -\frac{g}{a} (U + a) \sin a - g(\sin a + j)$$

$$\frac{dX}{dt} = V - a \quad (I.21)$$

$$\frac{dV}{dt} - \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} = -\frac{g}{a} (V - a) \sin a - g(\sin a + j)$$

Les équations aux caractéristiques sont représentées par les deux premières équations des systèmes (I.20), et (I.21) quant aux deux dernières équations des mêmes systèmes, elles sont dites de compatibilité.

En général, on a toujours $a \gg U$ d'où il vient :

1°/ pour $\frac{dX}{dt} = U + a \approx +a$

On a $:\frac{dU}{dt} + \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} = -gj$

2°/ pour $\frac{dX}{dt} = -a$

On a $\frac{dU}{dt} - \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} = -gj$

Ou autrement écrites :

$$\frac{dX}{dt} \pm a$$

$$\frac{g}{a} \frac{d}{dt} \left(\frac{a}{g} U \pm H \right) + gj = 0$$

On introduit le débit $Q = U.S$ dans cette dernière expression tout en la multipliant par $\frac{a}{g}$:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{a}{gS} Q \pm H \right) + aj = 0$$

Comme $dX = \pm a dt$ on aura donc le système suivant :

$$\frac{dX}{dt} = \pm a$$

(I.22)

$$d\left(\frac{a}{gS} Q \pm H\right) + j dX = 0$$

Rappelons que le signe (+) doit être pris si $dX = + adt$ et le signe (-) n'est valable que dans le cas ou $dX = - adt$

I-5-3-Interprétation des équations aux caractéristiques :

Le système (I.22) peut s'écrire sous la forme : [7].

$$\frac{dX}{dt} = \pm a$$

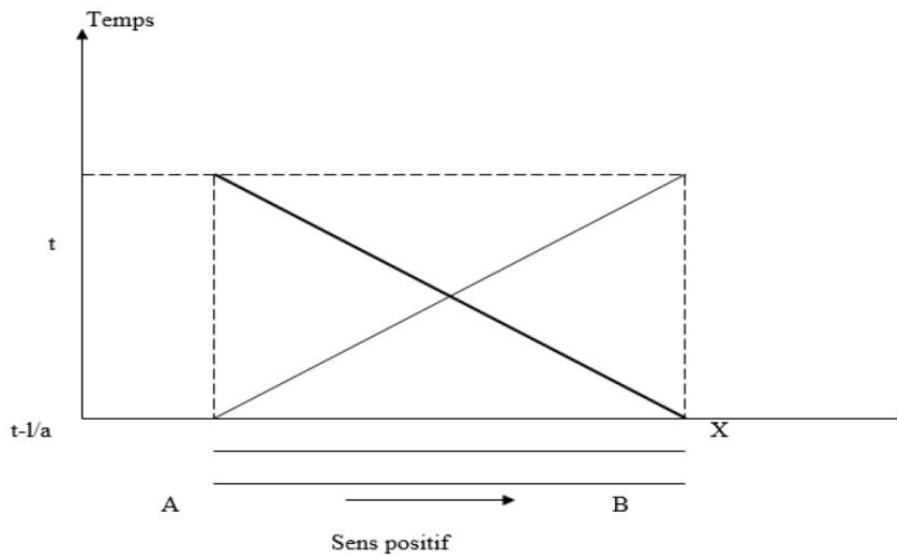
$$dH \pm \frac{a}{gS} dQ = -j dX \quad (I.23)$$

La figure (I.5) explique bien la première équation du système (I.23) qui représente deux droites sous la forme $dX = \pm adt$.

D'autre part, on constate que pour une onde se déplaçant le long d'un trajet vérifiant $dX = \pm adt$, il y a conservation de la deuxième équation ; la pression se transforme donc en débit (et vice-versa) suivant l'expression :

$$H(B, t) + \frac{a}{gS} Q(B, t) = H\left(A, t - \frac{L}{a}\right) + \frac{a}{gS} Q\left(A, t - \frac{L}{a}\right) - \int_{A(t-\frac{L}{a})}^{B(t)} j dx$$

En d'autres termes, un observateur se déplaçant à la vitesse a selon le sens positif adopté voit se conserver le long de son déplacement la quantité $H + \frac{a}{gS} Q$ aux pertes de charge près



FigI.5 : Déplacement d'une onde dans le plan (x, t).

I-5-4-Les équations d'ALLIEVI :

Les équations (I.16a) et (I.16b) de SAINT-VENANT sont générales et traduisent tous les mouvements transitoires. On peut donc les simplifier en rétrécissant le champ de leur validité. Négligeons par exemple les pertes de charge et admettons qu'on ne s'intéresse qu'aux variations telles que $V \cdot \frac{\partial V}{\partial X}$ soit négligeable devant $\frac{\partial V}{\partial t}$. Ceci est souvent vrai en hydraulique sous pression puisqu'en front d'onde $\frac{\partial U}{\partial t}$ est égal à $(-a \cdot \frac{\partial U}{\partial X})$ et que U est faible devant a ; on peut également négliger $U \cdot \frac{\partial P}{\partial X}$ devant $\frac{\partial P}{\partial t}$.

Le système des équations (I.16) devient alors :

$$\rho \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (I.24)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} = -g \sin a$$

Comme : $\sin a = \frac{\partial Z}{\partial X}, \frac{\partial Z}{\partial t} = 0$ et $P^* = P + \rho g Z$

On peut écrire :
$$\rho \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial P^*}{\partial t} = 0 \quad (I.25)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial X} = 0$$

Ces deux équations s'intègrent pour donner le système de solutions :

$$P^* = P^* + F' \left(t - \frac{X}{a} \right) + f' \left(t + \frac{X}{a} \right) \quad (I.26)$$

$$V = V_0 + \frac{1}{a} \left(F' \left(t - \frac{X}{a} \right) - f' \left(t + \frac{X}{a} \right) \right)$$

Où F' et f' représentent des fonctions quelconques des variables $(t - \frac{X}{a})$ et $(t + \frac{X}{a})$. C'est à partir de ces équations que sont établies les solutions analytiques pour les cas simples, en faisant intervenir les conditions aux limites.

On peut écrire le système (I.26) sous forme :

$$P^* - P^* = F' - f'$$

$$V - V_0 = \frac{1}{\rho a} (F' - f')$$

Effectuons les opérations suivantes :

1°/ Divisons la première équation par ρg .

2°/ Multiplions le terme de droite de la deuxième équation par (ρg) , puis divisons $(F' - f')$ de ce même terme par (ρg) .

3°/ Faisons sortir le signe moins (-) du terme $(F' - f')$.

Le système devient alors :

$$\frac{P^*}{\rho g} - \frac{P^*}{\rho g} = \frac{F'}{\rho g} + \frac{f'}{\rho g}$$

$$V - V_0 = \frac{g}{a} \left(\frac{f'}{\rho g} - \frac{F'}{\rho g} \right)$$

En développant les termes : $\frac{P^*}{\rho g}$ et $\frac{P_0^*}{\rho g}$

Nous retrouvons : $H = \frac{P^*}{\rho g}$ et $H_0 = \frac{P_0^*}{\rho g}$

Posons ensuite : $F = f'/\rho g$ et $f = -\frac{F'}{\rho g}$

Il vient alors : $H - H_0 = F + f$ (I.27)

$$V - V_0 = \frac{g}{a}(F - f)$$

Enfin nous aurons :

$$b = H - H_0 = F\left(t - \frac{X}{a}\right) + f\left(t + \frac{X}{a}\right) \text{ (I.28)}$$

$$V - V_0 = -\frac{a}{g}\left[F\left(t - \frac{X}{a}\right) + f\left(t + \frac{X}{a}\right)\right]$$

Le système (I.28) représente les équations d'ALLIEVI.

Avec $b = H - H_0$: valeur du coup de bélier

F et f : sont des signes fonctionnels qui dépendent des conditions aux limites.

Interprétation :

Imaginons un observateur mobile, se déplaçant à la vitesse constante « a » [8], [9] selon la loi :

$$X = at + X_0$$

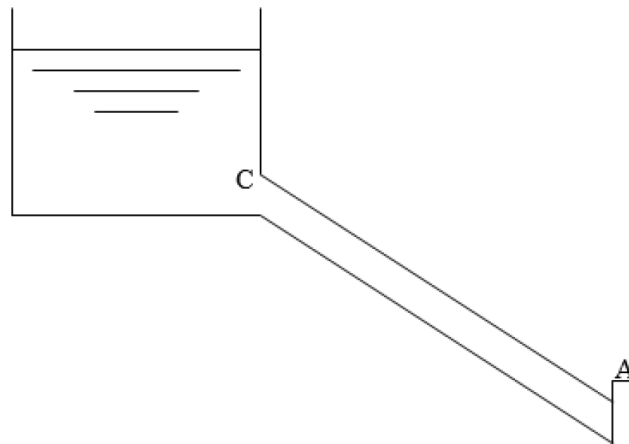
D'après les expressions ci-dessus, X étant positive dans le sens contraire à l'écoulement,

l'observateur remonte le courant. L'équation ci-dessus devient alors :

$$\left(t - \frac{X}{a}\right) = \text{Cts}$$

En conséquence, pour cet observateur mobile, la fonction $F\left(t - \frac{X}{a}\right)$ représente toujours la même valeur, où qu'il se trouve. F caractérise donc une onde qui se propagerait dans la conduite avec une vitesse a . On verrait de même que la fonction $f\left(t - \frac{X}{a}\right)$ représente une onde se propageant avec une vitesse $-a$, c'est à dire dans le sens du courant. Finalement la surpression b en chaque point, résulte de la superposition des deux ondes F et f .

Si nous tenons compte maintenant des conditions aux limites, les équations d'ALLIEVise transformeront de la manière suivante :



FigI.6 : Conduite gravitaire.

A l'extrémité amont C, où le niveau du plan d'eau du réservoir est supposé invariable, la pression reste constante ; donc on a $X = L$, la surpression b reste constamment nulle ; on a donc la quantité suivante (par rapport au temps t).

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

$$f\left(t - \frac{L}{a}\right) = -F\left(t + \frac{L}{a}\right)$$

Ainsi, l'onde de retour f est, en C, à tout instant, égale et opposée à l'onde incidente F . On en conclut qu'en C où la pression d'un réservoir à niveau fixe maintient une pression constante. L'onde F se réfléchit totalement avec changement de signe.

Observons d'autre part, qu'une onde incidente F , émise en A au temps $t = 0$, se réfléchit en C au temps $\frac{L}{a}$ et revient en A, changée de signe au bout du temps :

$$\theta = \frac{2L}{a}$$

On a donc : $F(\theta) = -F(0)$

D'une manière générale : $f(t) = -F(t - \theta)$

En faisant t égale à $(t - \frac{L}{a})$. On peut conclure que l'onde f qui passe, au temps t , en un point X quelconque avec la vitesse $(-a)$ est égale à l'onde F qui y est passée (avec la vitesse $+a$) au temps $(t - \theta)$ mais changée de signe.

Finalement
$$f\left(t + \frac{X}{a}\right) = -F\left(t - \theta + \frac{X}{a}\right)$$

Les équations d'ALLIEVI s'écrivent définitivement :

$$b = F\left(t - \frac{X}{a}\right) = -F\left(t - \theta + \frac{X}{a}\right)$$

$$V = V_0 - \frac{g}{a} \left[F\left(t - \frac{X}{a}\right) = -F\left(t - \theta + \frac{X}{a}\right) \right]$$

Comme on le voit la fonction f a disparu et le problème se ramène à la détermination de la seule fonction F .

I.6. DESCRIPTION MATHEMATIQUE

I.6.1. Introduction

Les équations qui permettent d'étudier tous les phénomènes transitoires que l'on rencontre en écoulement monophasique sous pression ont été établis par Saint Venant et par conséquent portent son nom. Ces équations dérivent par l'application de deux

Lois principales à savoir :

- La loi de la conservation de la masse (équation de continuité).
- La loi de la conservation de la quantité de mouvement (l'équation dynamique).

Précisions que, bien que l'eau soit souvent modélisée comme étant un fluide incompressible, les modèles mis en œuvres pour des calculs hydrauliques transitoires, devront tenir compte de la faible compressibilité de l'eau, ainsi que de la souplesse des conduites ; en effet, ce sont ces deux propriétés qui sont à l'origine des ondes de Chocs dans les conduites, appelées coups de bélier [10].

I.6.2. Equation de conservation de la masse ou équation de continuité

Hypothèses :

-La conduite étudiée est considérée monodimensionnelle, ce qui est justifiée si les grandeurs qui caractérisent l'écoulement sont constantes dans une section donnée.

-On considère également que l'écoulement est parallèle à l'axe de la conduite.

-On suppose que la pression p du fluide ainsi que le diamètre D de la conduite augment selon l'axe x .

I.6.2.3. Analyse des paramètres

Les équations de continuité et de quantité de mouvement établies précédemment, décrivent l'écoulement d'un fluide en régime transitoire dans les conduites à parois élastiques.

Dans ces équations figurent différents paramètres et variables dont deux indépendantes X et t et deux dépendantes P et U. les autres paramètres D, ρ, C, représentent les caractéristiques du système et sont habituellement considérés indépendants du temps.

- Paramètre D :

Il représente le diamètre de la conduite, il n'est fonction que de la distance X (variation de la section de conduite suivant la longueur).

- Paramètre ρ :

Il représente la masse volumique du fluide, qui est généralement supposée constante pour la durée du régime transitoire.

- Paramètre C :

Il représente la vitesse de propagation de l'onde en régime transitoire, elle dépend des caractéristiques du système et des propriétés du fluide.

Elle peut être déterminée par l'expression suivante :

$$C = \sqrt{\frac{1}{\rho \left(\frac{1}{E_{\text{eau}}} + \frac{D \cdot f}{E \cdot e} \right)}} \quad (I.29)$$

Avec :

C : célérité de l'onde de pression (ou onde élastique en m/s).

ρ : la masse volumique de l'eau (1000 kg/m³).

E eau: module d'élasticité du liquide ou compressibilité de l'eau (2070 MPa).

D : diamètre intérieur de la conduite (m).

e : épaisseur de la paroi (m).

E : Module de Young du matériau ou module d'élasticité du matériau constituant la conduite (MPa)

$$f = 1 - K_c \nu$$

Avec :

kc : coefficient d' ancrage.

ν: le module de poisson.

Dans notre cas on suppose que la conduite est construite avec des joints de dilatation ce qui permet une déformation longitudinale libre.

On a: kc = 0

$$C = \sqrt{\frac{1}{\rho \left(\frac{1}{E_{\text{eau}}} + \frac{D.f}{E.e} \right)}}$$

D'où: $f = 1$

Les deux facteurs essentiels qui interviennent dans la vitesse de propagation de l'onde de pression sont surtout la compressibilité de l'eau E et l'élasticité du matériau constituant la conduite E .

- Paramètre λ :

Il représente le coefficient de frottement, est généralement considéré comme celui d'un écoulement turbulent permanent uniforme.

Pour tous les tuyaux, on ne considère que l'équation de Colebrook comme étant la plus acceptable pour calculer le coefficient de frottement

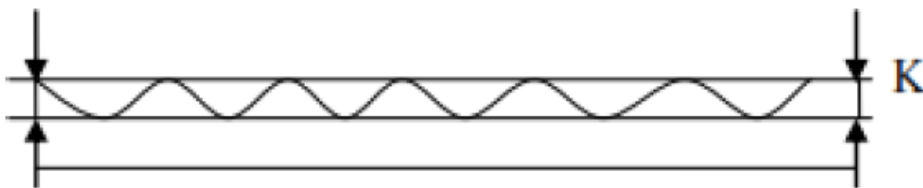
Cette équation ou, est calculée :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{k}{3.7} + \frac{5.1268}{Re^{0.89}} \right) \quad (I.30)$$

Le rapport " k/D " représente la rugosité relative avec :

K : appelé coefficient de rugosité absolu qui représente la hauteur moyenne des aspérités des incrustations des dépôts et autres irrégularités présentes sur la surface interne des

Conduits



FigI.7 : Paroi de la conduite.

Le tableau I.1 ci-après présente quelques coefficients de rugosité k que l'on peut appliquer dans la famille des formules de Colebrook. (Conduites récentes : jusqu'à 30 ans. Conduites anciennes : après 50 ans [12])

Tableau I.1. Coefficient de rugosité k (mm) pour différents matériaux.

Matériaux	Conduites récentes	Conduites anciennes
Acier	0.015-0.1	0.06-0.1
Acier revêtement plastique	0.03	0.15
Acier revêtement lisse non poreux	0.03	0.15
Fonte	0.1-1.0	0.3-0.6
Fonte revêtement bitume	0.03-0.2	0.15-0.3
Fonte revêtement ciment	0.03-0.2	0.15-0.3
Plastiques	0.03-0.1	0.01-1.5
Laiton - Cuivres- Plomb	0.003	0.01
Aluminium	0.003-0.15	0.06

Re : le nombre de Reynolds qui caractérise le rapport entre les forces d'inertie de l'écoulement et les forces de viscosité. Il est plus important nombre sans dimension en dynamique des fluides, il a été mis en évidence en 1883 par Osborne Reynolds.

Défini par la relation suivante

$$Re = \frac{UD}{\nu} = \frac{4Q}{\pi D\nu} \quad (I.31)$$

Sachant que la relation (II.16) ou (II.17) est valable pour les valeurs de $R > 2300$ (où les forces d'inertie sont si importantes que l'écoulement devient turbulent).

V : représente la viscosité cinématique du fluide (m^2/s) qui est égal à:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

Avec :

μ : viscosité dynamique du fluide ($kg/m.s$).

ρ : Masse volumique du fluide (kg/m).

Cette viscosité cinématique de l'eau varie avec la température avec une diminution de

La viscosité lorsque la température monte selon le tableau (I.2). Mais il n'existe pas une relation vraiment rigoureuse liant et la température. En générale pour l'eau la viscosité cinématique est égale à $10^{-6} m^2/s$

Tableau I.2. La viscosité cinématique par rapport à la température.

Viscosité cinématique (m ² /s)	Température (°C)	Viscosité cinématique (m ² /s)	Température (°C)
1,520	5	0,963	22
1,308	10	0,941	23
1,275	11	0,919	24
1,241	12	0,896	25
1,208	13	0,878	26
1,174	14	0,856	27
1,141	15	0,841	28
1,115	16	0,823	29
1,088	17	0,804	30
1,061	18	0,727	35
1,034	19	0,661	40
1,005	20	0,556	50
0,985	21	0,442	65

I.6.3.1. Type de conduites

Dans l'étude de la propagation des ondes, on est confronté à deux types de conduites : certaines ont sur toute leur longueur la même épaisseur, le même diamètre et la même nature du matériau, ce sont des conduites à caractéristique unique ; c'est la théorie de MM. Allieviet Joukovski où l'étude des coups de bélier se ramène à l'équation de d'Alembert des cordes vibrantes.

Mais on sait que le plus souvent, les conditions industrielles sont plus épaisses à leur extrémité aval et plus mince à leur extrémité amont. Elles constituées par des tronçons d'épaisseurs différentes et parfois de diamètres différents. De pareilles conduites sont dites à caractéristiques variables ou multiples. M de Sparre a étudié de façon complète ces types de conduites.

Considérons par exemple une conduite à caractéristiques variables, pour chaque tronçon de longueur L_i on peut déterminer la vitesse de propagation C_i en appliquant la formule (I.27) de M.

Alevi, on obtient ainsi $t_{ca} = \theta_i = \frac{L_i}{C_i}$ temps que met l'onde pour parcourir la longueur L_i de ce

tronçon. Si l'on $\theta = \sum \theta_i = \sum \frac{L_i}{C_i}$ et en posant $L = \sum L_i$ alors la vitesse moyenne C pour une conduite à caractéristiques variables ou multiples sera calculée par la formule:

$$C = \frac{L}{\theta} = \frac{\sum L_i}{\sum \frac{L_i}{C_i}}$$

D'après M. de Sparre, on peut assimiler une conduite à caractéristiques variables à une conduite formée de deux ou trois tronçons.

I.6.3.2 Relation entre la célérité et les propriétés de la conduite

En ce qui concerne la célérité et le type de matériau constituant la conduite, elle peut aller de 15 m/s pour le caoutchouc à 180 m/s pour les matières plastiques, jusqu'à 1000 m/s pour l'acier et la fonte et le maximum quelle pourrait atteindre correspondrait la vitesse de propagation du son dans l'eau soit 1430 m/s pour eau incompressible et conduite indéformable ou très rigide ($E = 0, E = \infty$).

Exemple pour les matières courantes :

Pour PVC : $E = 2,76 \times 10^3$ Mpa.

Pour fonte ductile : $E = 1,03 \times 10^5$ MPa.

Pour acier : $E = 2 \times 10^5$ MPa.

Voici à titre d'exemple le tableau (I.3) qui indique la relation entre cette célérité et les propriétés de la conduite (les unités des modules d'élasticité sont en Mpa, le module d'élasticité de l'eau est pris égal à 2070 MPa).

Tableau I.3. Relation entre la célérité et les propriétés de la conduite.

Matériaux	Module d'élasticité E (MPa)	Vitesse en m/s								
		D/e								
		0	5	10	20	30	40	50	75	100
ACIER	200000	1438.7	1402.9	1369.6	1309.6	1256.8	1209.9	1167.9	1079.5	1008.5
CUIVRE	110000	1438.7	1375.5	1319.9	4226.4	1150.2	1086.7	1032.7	926.5	847.5
PVC	2500	438.71	34.66	72.37	343.3	283	246.3	221	181.1	157.2

I.6.3. Equations simplifiées

Comme il s'agit d'un modèle uniquement propagatif, les équations de continuité et de quantité de mouvement établies précédemment peuvent être simplifiées en éliminant les termes d'inertie

convective du type $V \frac{\partial p}{\partial x}$ et $V \frac{\partial V}{\partial x}$ et, ainsi en les éliminant et en multipliant l'équation (I.18) par C2 on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \rho C^2 \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} + g \sin a + \frac{\lambda V |V|}{2D} = 0 \end{cases} \quad (I.32)$$

Pour introduire dans ces équations, à la place de P et U des variables d' utilisation plus courante H et Q, on peut écrire les relations suivantes :

La pression au sein du fluide peut être donnée par :

$$P = wh = \rho gh = \rho g(H - Z)$$

Avec :

W: poids spécifique [kg/m.s²].

H : Hauteur piézométrique [m].

Z : Altitude du point considéré [m].

On considère une conduite ne subissant pas de déplacements verticaux (conduit horizontale):

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = 0 \text{ et } \frac{\partial Z}{\partial X} = \sin a = 0$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \rho g \frac{\partial H}{\partial t} \text{ et } \frac{\partial P}{\partial X} = \rho g \frac{\partial H}{\partial X}$$

En tenant compte des points précédents on aura le système suivant :

$$\begin{cases} \rho C^2 \frac{\partial V}{\partial X} + \rho g \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial X} + g \frac{\partial H}{\partial X} + \frac{\lambda V |V|}{2D} = 0 \end{cases} \quad (I.33)$$

Or : $Q = A.V$

Avec :

Q : le débit volumique [m³/s].

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} \text{ et } \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial X}$$

En remplaçant les dérivées partielles par leurs expressions dans les équations

Simplifiées on trouve

$$\begin{cases} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{c^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial X} = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial X} + \frac{\lambda Q|Q|}{2D} = 0 \end{cases} \quad (I.34)$$

Avec : $\frac{\lambda Q|Q|}{2D}$ Le terme de frottement

Le système d' équations (I.33) constitue la base de calcul pour les écoulements non stationnaire dans les conduites en charge, et représente un système d' équations différentielles aux dérivées partielles (EDP) quasi-linéaire de type hyperbolique.

$$\begin{cases} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{c^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial X} = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial X} = 0 \end{cases} \quad (I.35)$$

On dérive la première équation du système (I.34) par rapport au temps t et la deuxième par rapport à la variable de l' espace X.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H}{\partial^2 t} + \frac{c^2}{gA} \frac{\partial^2 Q}{\partial X \partial t} = 0 \\ \frac{\partial^2 Q}{\partial X \partial t} + gA \frac{\partial^2 H}{\partial^2 X} = 0 \end{cases} \quad (I.36)$$

On multipliant la première équation $\frac{gA}{c^2}$ par

$$\begin{cases} \frac{gA}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial^2 t} + \frac{\partial^2 Q}{\partial X \partial t} = 0 \\ \frac{\partial^2 Q}{\partial X \partial t} + gA \frac{\partial^2 H}{\partial^2 X} = 0 \end{cases} \quad (I.36)$$

$$\text{Il vient : } \frac{gA}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial^2 t} = gA \frac{\partial^2 H}{\partial^2 X} \implies \frac{\partial^2 H}{\partial^2 t} = C^2 \frac{\partial^2 H}{\partial^2 X} \quad (I.37)$$

On prend les mêmes équations du système (I.34) : le (1) on le dérive par rapport X et le (2) on le multiplie par $\frac{1}{gA}$ et on le dérive par rapport a "t" on obtient

$$\begin{cases} \frac{gA}{C^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial X \partial t} = 0 \\ \frac{\partial^2 Q}{\partial X \partial t} + gA \frac{\partial^2 H}{\partial^2 X} = 0 \end{cases} \quad (I.38)$$

$$\text{Il vient : } \frac{1}{gA} \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{C^2}{gA} \frac{\partial^2 Q}{\partial^2 X} = 0 \implies \frac{\partial^2 Q}{\partial^2 t} = C^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial^2 X} \quad (I.39)$$

Donc le système à résoudre se réduit aux deux équations (I.37) et (I.39) qui représentent deux EDP hyperboliques d'ordre 2 avec deux inconnus Q et H liées au variable

X et t par une même équation différentielle qui est l'équation des ondes ou bien équation des cordes vibrantes ou équation d'Alembert qui a la forme générale :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 t} = C^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 X}$$

Mais la plupart des cas pratiques ne peuvent pas être analysée de manière satisfaisante, par ce type de modèle analytique simple puisqu'on a négligé les pertes de charge, donc il ne reflète pas la réalité. Les méthodes analytiques de calcul du coup de bélier et les formules auxquelles elles aboutissent n'ont, en définitive, qu'un champ d'application assez restreint.

Notamment, elles ne tiennent pas compte de l'influence des pertes de charge (comme on a vu précédemment) ni des caractéristiques très variés des conduites industrielles et des conditions très variables des manœuvres de fermeture ou d'ouverture.

En particulier en cas de fermeture lente, la seule formule utilisée pratiquement et dont l'expression analytique soit simple est celle de Michaud qui repose sur l'hypothèse de la variation linéaire du débit en fonction du temps, hypothèse qui n'est jamais réalisée pratiquement.

Il faut donc recourir à des méthodes graphiques vu que la méthode graphique permet d'aboutir d'une manière très élégante et relativement simple à une solution générale des problèmes qui, à première vue paraissent les plus compliqués.

Othmar Schnyder a proposé, en 1929, une méthode graphique de calcul des coups de bélier dans les conduites de refoulements des pompes qu'il a ensuite étendue aux systèmes en charges quelconques en particulier aux conduites forcées (1932).

Indépendamment de Schnyder, Louis Bergeron a proposé en 1931 la même méthode qui est connue en France sous le nom de « méthode Bergeron » ; elle est largement développée dans son ouvrage « Du coup de bélier en hydraulique au coup de foudre en électricité » (Dunod 1949).

Les méthodes graphiques (comme celle de Schnyder-Bergeron) permettent de suivre les phénomènes pas à pas en introduisant les pertes de charges mais dans les cas les plus complexes comme l'existence de plusieurs conduites ou les singularités hydrauliques situées aux extrémités de la conduite (les conditions aux limites) l'épure de Bergeron devient plus difficile à réaliser et on met plus de temps pour aboutir au résultats.

Les méthodes graphiques (comme celle de Schnyder-Bergeron) permettent de suivre les phénomènes pas à pas en introduisant les pertes de charges mais dans les cas les plus complexes comme l'existence de plusieurs conduites ou les singularités hydrauliques situées aux extrémités de la conduite (les conditions aux limites) l'épure de Bergeron devient plus difficile à réaliser et on met plus de temps pour aboutir au résultats.

L'événement du calcul numérique vers la moitié de ce siècle a déroute dans des perspectives nouvelles. Une procédure numérique s'appuyant sur la méthode des caractéristiques a été élaborée par la contribution de PARMARKIAN (1963), de WILIE et STREETER (1967). Cette procédure n'a cessé d'être élargie et consolidée pour rendre compte des divers phénomènes qui accompagnent le passage des ondes de coup de bélier dans les tuyaux terries PARMARKIAN a étudié l'influence des efforts longitudinaux sur la célérité de propagation dans les conduites à parois minces uniquement, mais il a considéré l'influence des contraintes et déformations longitudinales de la conduite.

En 1936, HALLIWEL élargit les travaux de PARMARKIAN pour inclure la conduite à parois épaisses tout en prenant en compte les contraintes et les déformations de la conduite, mais il exprime la célérité de la même façon que PARMARKIAN.

En 1977, E.HADJ TAYEB a montré l'influence de la déformabilité des parois et de compressibilité du fluide sur la propagation des ondes de pression dans le domaine di phasique.

Il a montré que la propagation des ondes de pression est étroitement liée à l'élasticité des parois et la compressibilité du fluide.

En 1979, F.MASSOUH traitant les équations de continuité et dynamique par la méthode d'ALLIVI ou par la méthode des caractéristiques et détermine une nouvelle expression de la célérité de propagation qui tient compte des efforts longitudinaux dans les conduites à parois minces et épaisses.

Dans le même domaine, B.BAHRAR, H.RIEUTORD, et R.MOREL, ont mené une étude avec le minimum d'hypothèse tant sur l'écoulement que sur le comportement de la paroi, ou sont également prises en compte les déformations de flexion et de cisaillement ainsi que les effets dynamiques liés à l'inertie de la paroi

Actuellement, B.SALAH analyse tous les travaux de JEAGER et HALLIWEL et développe un modèle mathématique permettant le calcul de la célérité d'onde dans les conduites enterrées, en tenant compte des caractéristiques mécaniques du sol et de la conduite.

Le développement de l'outil informatique et l'accroissement constant de sa puissance ont permis de traiter des problèmes beaucoup plus complexes et d'améliorer la précision de calcul.

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre on a essayé de passer en revue les notions de bases concernant le phénomène transitoire du passant par la définition des types et des régimes d'écoulements, la description physique et mathématique ainsi que les équations de base régissant ce phénomène, pour finir avec les risques dans les installations hydrauliques en plus de ça valeur numérique dans le cas de manœuvre des vannes ; ces causes les plus probables sont détaillées dans le chapitre qui suit.

Chapitre : II

LES DIFFERENTES CAUSES PROVOQUANT LE PHENOMENE

II.1. Introduction

Les régimes transitoires sont des phénomènes très complexes qui dépendent directement de variations brutales de la vitesse d'écoulement dans la conduite. Ces variations de vitesse sont à l'origine de fluctuation de pression qui peut être positives ou négatives, et pour bien cerner le problème du coup de bélier il faut connaître avant tout ces principales causes qui diffèrent d'une installation à une autre et parmi ces causes les plus fréquentes on note :

- La fermeture brutale d'une vanne sur une conduite de refoulement
- Arrêt ou démarrage d'une pompe dans une conduite de refoulement
- L'arrêt brutal, par disjonction inopiné d'un groupe d'électropompes alimentant une conduite de refoulement.

De tels arrêts brusques peuvent provoquer la rupture de la canalisation ou un ensemble de perturbations dans la conduite et sur les installations de pompes.

II.2-Fermeture et ouverture des vannes dans les conduites gravitaires :

Nous examinons les deux cas de fermeture brusque et de fermeture lente d'un robinet vanne.

2.1. Fermeture de vannes :

A- Cas de fermeture brusque :

Considérons une conduite issue d'un réservoir et comportant un robinet en A. soit L la longueur de la conduite figure II.1. [10]

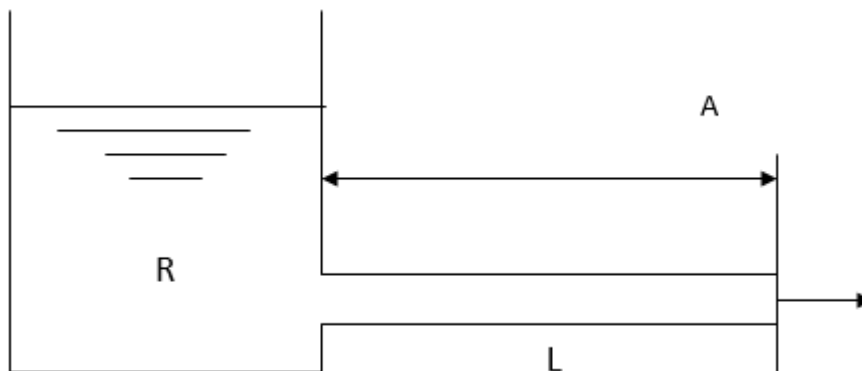


Fig.II.1 : Cas de la fermeture brusque.

Prenons comme unité de temps la valeur $\frac{L}{a}$, a étant la célérité des ondes, $\frac{L}{a}$ le temps mis par une onde pour aller de R à A.

La fermeture brusque en A est celle qui se produit aussitôt après le temps zéro, à $0 + \Delta t$. mais, au temps 0, le régime, au départ du réservoir est caractérisé dans le système de coordonnées QH, par un point OR sur l'axe OQ (Fig.II.2).

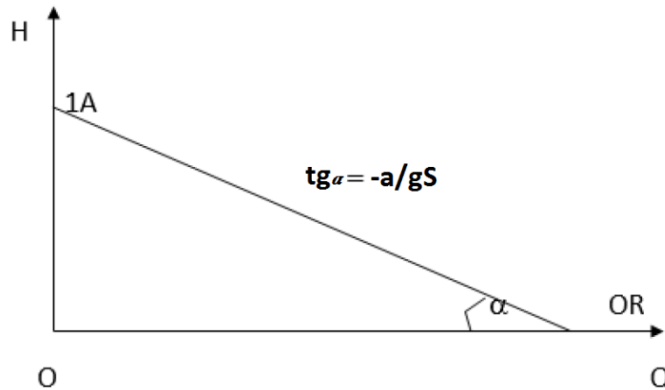


Fig.II.2: Cas de la fermeture brusque.

En effet, juste avant la fermeture brusque. Le coup de bélier n'existe pas ($H = 0$) et le débit est Q_0 celui du régime permanent.

Imaginons un observateur partant à ce temps 0 de R, allant vers A. il descend le courant, donc on voit les points du régime sur la droite $-\frac{a}{gS}$.

A son arrivée en A, c'est à dire au temps 1, il trouve la vanne fermée. Or, le régime au temps 1 a également pour lieu la droite OH ($Q = 0$).

Le point figuratif du régime au temps 1 sera en conséquence donné par l'intersection des deux caractéristiques et on aura :

$$OH = Q_0 \cdot \text{tg} \alpha$$

$$OH = Q_0 \frac{a}{gS} \quad (\text{II.1})$$

Remplaçons Q_0 par SU_0 , U_0 étant la vitesse initiale de l'eau dans la conduite.

$$OH = SU_0 \frac{a}{gS}$$

$$OH = \frac{aU_0}{g} \quad (\text{II.2})$$

Etant au-dessus de Q_0 , le point H correspond à une surpression. La valeur maximale du coup de bélier peut donc atteindre $H = \frac{aU_0}{g}$

B-Cas de fermeture lente :

Elle est caractérisée par un temps de fermeture supérieur à $\frac{2L}{a}$ c'est à dire supérieur à un aller et retour d'onde.

Si Q_0 est le débit au temps 0, il passera encore, après un temps $\frac{2L}{a}$ un débit q en conséquence, la valeur de la surpression sera d'après (Figure 9) $b = \frac{a}{gS} (Q_0 - q)$

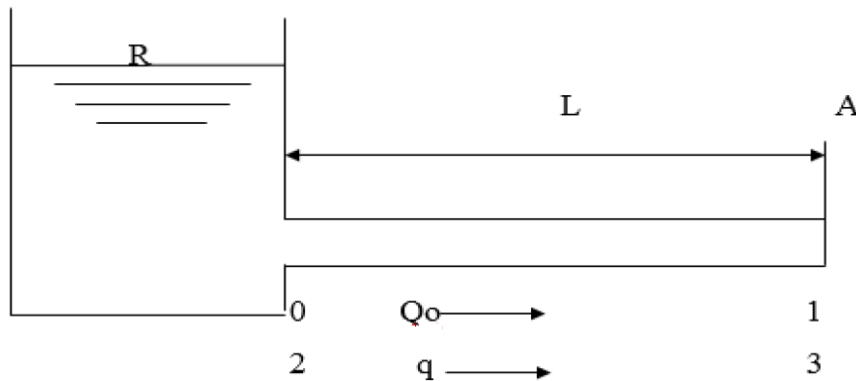


Fig.II.3: Cas de fermeture lente.

Supposons que le temps de fermeture soit $T = n \frac{2L}{a}$ et que pendant ce temps, le débit varie linéairement. Nous aurons :

$$Q_0 - q = \frac{Q_0}{n}$$

On en déduit

$$\frac{Q_0}{n} = Q_0 \frac{2L}{at}$$

D'où

$$b = \frac{a}{gS} \cdot \frac{2Q_0L}{at} = \frac{2Q_0L}{gSt}$$

Ou, puisque $Q_0 = SV_0$:

$$b = \frac{2SV_0L}{gSt} = \frac{2LV_0}{gt}$$

C'est la formule dite de MICHAUD.

Remarquons que si, dans cette formule, on fait $t = \frac{2L}{a}$ on retrouve la valeur du coup de bélier par fermeture brusque.

En conclusion :

Si $t \leq \frac{2L}{a}$ le coup de bélier a pour valeur maximale $B = \frac{aV_0}{g}$.

Si $t > \frac{2L}{a}$ le coup de bélier est moins important et a pour valeur $b = \frac{2LV_0}{gt}$.

Ceci montre l'intérêt :

Pour les conduites d'adduction, d'adopter des robinets à fermeture lente, pour tomber dans le cas de la formule de MICHAUD.

Pour les conduites de refoulement, de connaître le temps mis par un groupe pour s'arrêter et qui devra, si possible, être supérieur à $\frac{2L}{a}$. [10]

2.3-Ouverture de vanne :

L'étude des ouvertures brusques ou lentes s'effectue de la même façon que celle de la fermeture toute fois dans le cas d'une fermeture brusque la surpression maximale est limitée ;

Au contraire, dans le cas d'une ouverture, la dépression produite entraîne un ralentissement de l'écoulement, à la limite cette dépression ne peut dépasser y_0 en valeur

Absolue car pour cette valeur, la pression à la vanne devenant égale à la pression atmosphérique, l'écoulement s'arrêterait et tout se passerait comme si la conduite n'était pas ouverte.

Alors que la surpression consécutive à une fermeture brusque n'est limitée que par la valeur initiale de V_0 , la dépression consécutive à une ouverture ne peut dépasser Y_0 .

II.3. Arrêt ou démarrage d'une pompe dans une conduite de refoulement

II.3.1. Démarrage d'une pompe

Lors du démarrage d'une pompe, la colonne de liquide dans les tuyauteries, à l'aspiration comme au refoulement, doit être accélérée à la vitesse de pointe et donc requiert un surcroît de pression qui est souvent un ordre de grandeur au-dessus de la contre-pression. Celui-ci dépend de la masse qui doit être accélérée, de la vitesse maximum à atteindre et du temps pris par la pompe pour atteindre son régime normal. [10]

II.3.2. Arrêt d'une pompe

Lors de l'arrêt brusque d'une pompe, il se produit un phénomène de coup de bélier similaire à celui de la fermeture d'une vanne. La différence principale est que le cycle commence par une onde de dépression près de la pompe au lieu de la surpression à côté de la vanne. Cette interruption donne lieu à un phénomène de coup de bélier qui est décrit schématiquement ci-dessous [10].

a) Première phase du coup de bélier direct

Lorsque la pompe s'arrête, la colonne d'eau continue son ascension grâce à son inertie. La pompe ne fournissant plus d'eau, il n'y a pas de relève pour combler le vide laissé par la colonne ascendante. L'onde de dépression se propage de la sortie de la pompe vers le réservoir. Dès que cette onde de dépression atteint le réservoir, une onde élastique de pression statique normale commence à se déplacer du réservoir vers la pompe.

b) Deuxième phase ou contre-coup

Une onde élastique de surpression se propage depuis la pompe jusqu'au réservoir. Elle se produit au moment où l'onde de pression normale atteint la section de la pompe. Comme précédemment, dès que l'onde de surpression atteint le réservoir, une onde de pression statique normale commence à se propager depuis le réservoir jusqu'à la pompe.

Lorsque cette onde arrive à la section de la pompe, elle provoque une nouvelle onde de coup de bélier direct et tout le phénomène décrit précédemment recommence.

Les pertes de charge par frottement dans la conduite contribuent à l'amortissement des surpressions et des dépressions jusqu'à ce que le système arrive au repos.

Chacune de ces phases a une durée $t = 2L/a$, L étant longueur de la conduite et a la célérité des ondes élastiques [11].

Dans la phase de coup de bélier direct et suivant le profil en long de la conduite, les ondes de dépression peuvent produire de la cavitation et même des ruptures de la veine liquide (séparation de la colonne d'eau). Généralement toutefois, la cavitation provoquée dans la première phase n'est pas dangereuse en elle-même.

Le remplissage des vides dans la phase de contrecoup peut au contraire engendrer des surpressions dangereuses (c'est pendant la deuxième phase que le phénomène devient semblable à la première phase de l'arrêt brusque d'une turbine) [11].

II.3.2.A. Arrêt instantané

Soit une conduite de refoulement où l'écoulement a une vitesse V_0 . Supposons que la vitesse diminue brusquement jusqu'à la valeur $V < V_0$.

La dépression maximale est dans ce cas :

$$\Delta H = -\frac{a}{g}(V_0 - V) \quad (\text{II.3})$$

Si un arrêt brusque des moteurs se produit, événement qui doit presque toujours être prévu dans le cas de moteurs électriques, on a $V = 0$ et la dépression maximum, si aucun dispositif ne la diminue, est :

$$\Delta H = -\frac{a}{g}V_0 \quad (\text{II.4})$$

En posant $a = 1000 \text{ m/s}$, on obtient $h = 100V_0$, c'est-à-dire, dans le cas de fermeture brusque, la dépression en mètres de colonne de liquide est à peu près 100 fois la valeur de la vitesse en mètres par seconde; ce qui occasionne presque toujours la rupture de la veine.

Sauf dans le cas de pompes fonctionnant sous des pressions très fortes ou lorsque la vitesse moyenne est très faible, ces dépressions sont toujours dangereuses et on doit les éviter. Toutes choses égales par ailleurs, la surpression dans la deuxième phase est du même ordre de grandeur. Cette surpression est habituellement plus dangereuse encore que la dépression.

En cas d'arrêt brusque, $t_f \leq 2L/a$, le coup de bélier est maximal près de la pompe (figure II-4). Cette dépression reste constante sur une longueur égale à $L - a(t_f/2)$ puis croît linéairement jusqu'à zéro au niveau du réservoir.

On voit que le point haut C présente un danger de cavitation. En fait, tous les points où la pression $P/\rho g = (H_0 - aV_0/g - h)$ est plus faible que la tension de vapeur h_v présentent un danger de séparation de la colonne fluide et de cavitation lors de la première phase du coup de bélier [11].

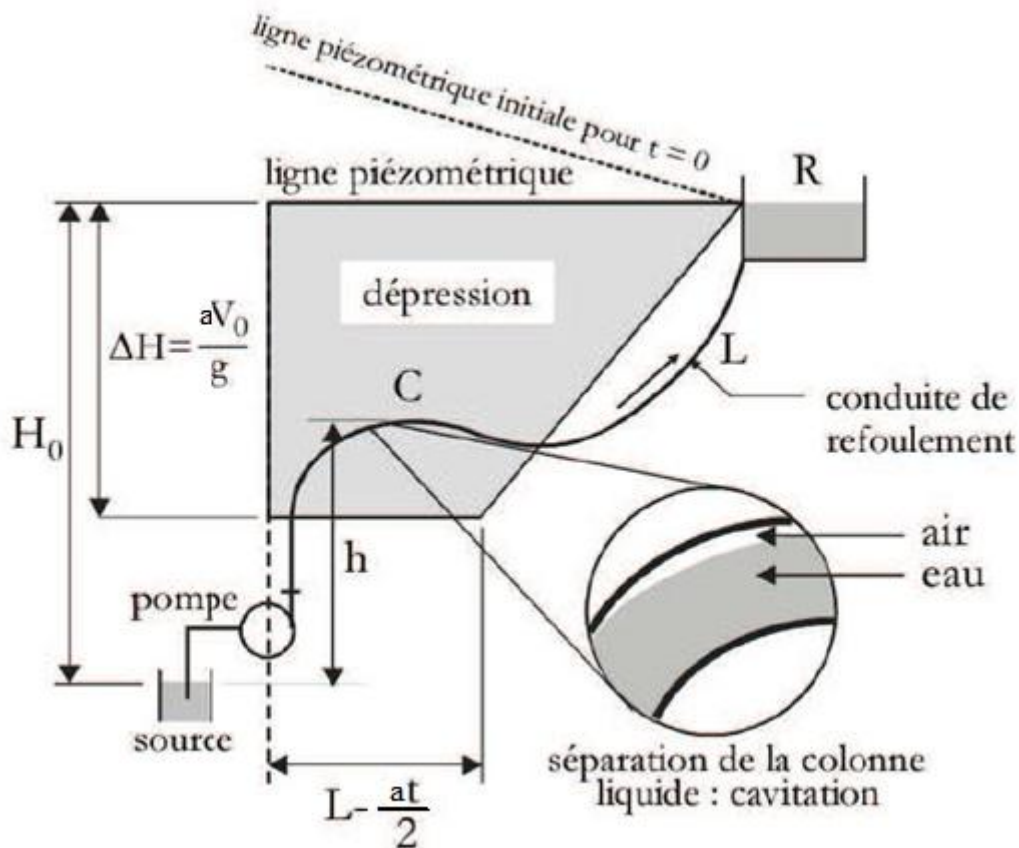


Fig.II-4 : Répartition du coup de bélier : conduite de refoulement.

II.3.2.B. Arrêt non instantané

Compte tenu de son inertie, le moteur couplé à la pompe continue son mouvement après l'interruption du courant électrique. Le débit d'écoulement, et donc la vitesse, ne s'annulent pas instantanément. Si le temps d'arrêt est $t_f \geq 2L/a$, on dit que l'arrêt est non instantané.

En cas d'arrêt non instantané, $t_f \geq 2L/a$, le coup de bélier décroît de façon linéaire depuis sa valeur maximale $2LV_0/gt_f$ à la sortie de la pompe, jusqu'à zéro à l'autre extrémité (figure II-7) [11].

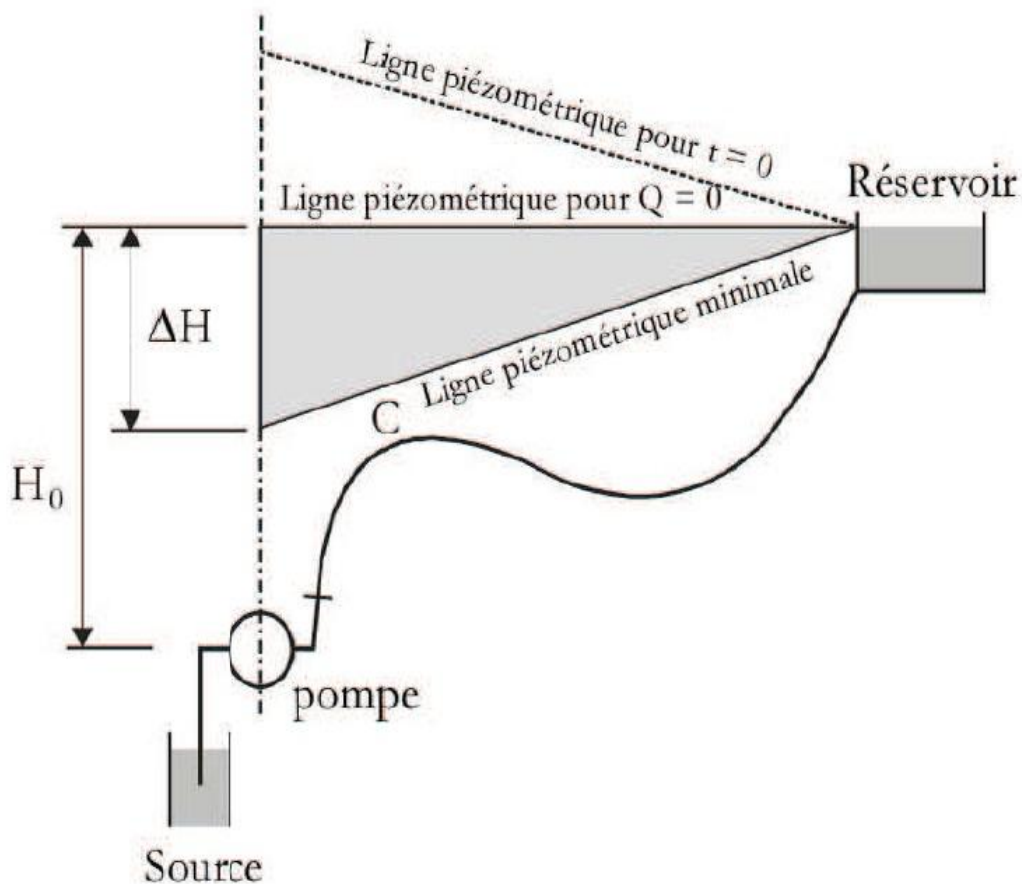


Fig.II-5 : Répartition du coup de bélier, refoulement.

Comparativement au cas de la figure II-6, on voit que le point C présente moins de danger de cavitation car la pression résiduelle y est positive [11].

II.4. Arrêt brutal par disjonction inopinée d'un ou de plusieurs groupes électropompes (panne d'alimentation d'énergie)

En cas d'arrêt brutal d'une station de pompage, l'alimentation de la conduite n'est plus assurée, alors que l'eau, contenue dans celle-ci, continue à se déplacer par son inertie propre (à titre indicatif il y a 500 tonnes d'eau par km dans une conduite de DN 800) [12].

La masse d'eau en mouvement s'arrêtant beaucoup moins vite que les pompes, la conduite en amont du refoulement est alors soumise à une surpression, tandis que la conduite en aval est soumise à une dépression.

Si la protection anti-bélier est absente ou insuffisante, les risques pour l'installation sont principalement :

- ❖ Dégradation des conduites (décollement du revêtement intérieur,...),
- ❖ Perte d'étanchéité (aspiration des joints,...),
- ❖ Ovalisation ou aplatissement des conduites (conduites en inox, plastiques,...),
- ❖ Sollicitation des butées (variations des contraintes,...),
- ❖ Rupture des conduites (implosion de poche de cavitation,...),
- ❖ Aspiration d'eaux polluées par les fuites.

Compte tenu des masses respectives d'eau en mouvement à l'aspiration et au refoulement, la protection concerne principalement la conduite en aval des stations de pompage (sauf pour les surpresseurs en réseaux) [12].

Remarque

Dans le cas d'une station de pompage les régimes transitoires les plus dangereux sont consécutifs à une disjonction électrique (ou panne de courant). Il est rappelé que, dans le cas d'une disjonction électrique, la présence d'une variation de vitesse électronique ou de démarreur-ralentisseur électronique est sans effet sur les régimes transitoires et ne dispense pas, en conséquence, de l'étude et de l'installation de la protection anti-bélier.

II.5. Conclusion

On a vu dans cette partie que le phénomène transitoire du coup de bélier dans les conduites peut être provoqué par plusieurs facteurs qui sont différents les uns des autres et qui peuvent avoir des conséquences aussi sérieuse et néfaste dans les différentes installations hydrauliques, notamment au niveau des conduites de refoulement qui est notre cas d'étude.

Alors connaissant ces causes et risques éventuels on peut mettre en œuvre les protections nécessaires qui s'imposent ; c'est ce qu'on va voir en détail dans le dernier chapitre.

Chapitre III

**Amplitude du coup de bélier provoquée par la
manipulation des vannes**

III.1.Introduction

Dans le dernier chapitre, nous penchons sur l'une des principales causes du phénomène transitoire, qui est la manipulation des vannes du robinet, où nous suivons toutes les étapes après le processus de fermeture ou d'ouverture du robinet et analysons les ondes qui en résultent.

Nous ferons également cette étude dans le cas d'adduction gravitaire et d'une conduite de refoulement.

III.2.Ouverture de vanne :

2.1Cas d'ouverture d'une vanne sur une conduite d'adduction gravitaire :

Si on ouvre brusquement une conduite d'adduction gravitaire initialement pleine d'eau au repos et en charge, l'eau se met à couler et la conduite est parcourue par une onde de dépression jusqu'au réservoir amont, onde qui revient ensuite sous forme de surpression qui se superposera à la dépression existante dans la conduite.

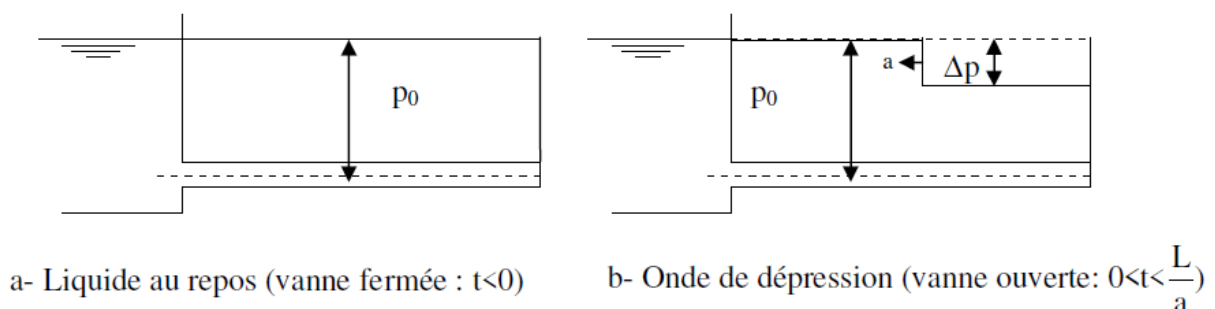


Fig. III-1: Ouverture brusque d'une vanne

Dans tous les cas, il est nécessaire de calculer les conduites pour qu'elles résistent à ces phénomènes : surpressions et dépressions. En particulier, elles devront résister à l'écrasement dû à la pression atmosphérique dans le cas où les dépressions seraient suffisantes pour créer la cavitation et la rupture de la colonne d'eau.

2.2. Cas d'une conduite de refoulement :

Soit une conduite de refoulement de diamètre D et de longueur L , dont le débit Q se trouve brusquement arrêté à la suite d'une disjonction (Fig. III-2-a). On admettra une élasticité de la conduite et une compressibilité de l'eau. Quatre phases peuvent alors être envisagées.

Phase 01 : Par suite de son inertie, la colonne d'eau va poursuivre son chemin ascendant, mais la conduite n'est plus alimentée, il va donc se produire à partir de la pompe une dépression, d tranches en tranche l'eau se déprime et la conduite se contracte successivement par diminution élastique de son diamètre. L'onde de dépression se propage jusqu'au réservoir à une vitesse, ou célérité " a ". Le temps mis par cette onde pour atteindre le réservoir est $\frac{L}{a}$ (Fig. III-2-b). Au bout de ce temps, la conduite est totalement en dépression et l'eau est immobile.

Phase 02 : Par suite de son élasticité, la conduite reprend son diamètre initial et cela de proche en proche, en considérant les tranches successives à partir du réservoir. L'eau revient alors dans la conduite et au bout d'un nouveau temps $\frac{L}{a}$, c'est-à-dire à $\frac{2L}{a}$ depuis l'origine du phénomène, tout l'eau redescendue mais va se trouver arrêtée par le clapet de la pompe qui entre temps s'est fermé (Fig. III-2-c).

Phase 03 : La première tranche de fluide en contact avec le clapet va être comprimée par les tranches suivantes provoquant une dilatation de la conduite dans le sens pompe réservoir. Au bout d'un nouveau temps $\frac{L}{a}$ (c'est-à-dire à $\frac{3L}{a}$ depuis l'origine) toute la conduite sera dilatée avec une eau sur pressée, immobile (Fig. III-2-d).

Phase 04 : L'élasticité permet à la conduite de reprendre, de poche en poche du réservoir à la pompe, son diamètre initial. Au bout d'un nouveau temps, c'est-à-dire à $\frac{4L}{a}$ depuis l'origine, on se retrouve dans la même situation qu'au moment de l'arrêt brusque de la pompe. La période du mouvement est donc $\frac{4L}{a}$. Le phénomène se produirait théoriquement à l'infini, s'il n'était pas freiné, amorti, par les pertes de charge résultant du frottement de l'eau dans la conduite (Fig. III-2-e).

Ce phénomène, pour le cas d'une conduite de refoulement est donc caractérisé, tout d'abord par une dépression, puis par une surpression.

Dans l'un comme dans l'autre cas, le coup de bélier est maximal à la pompe (conduite de refoulement) ou au robinet d'arrêt (conduite d'adduction gravitaire) et nul à l'autre extrémité (réservoir).

Chapitre I Généralité sur les régimes d'écoulements et les ondes élastiques

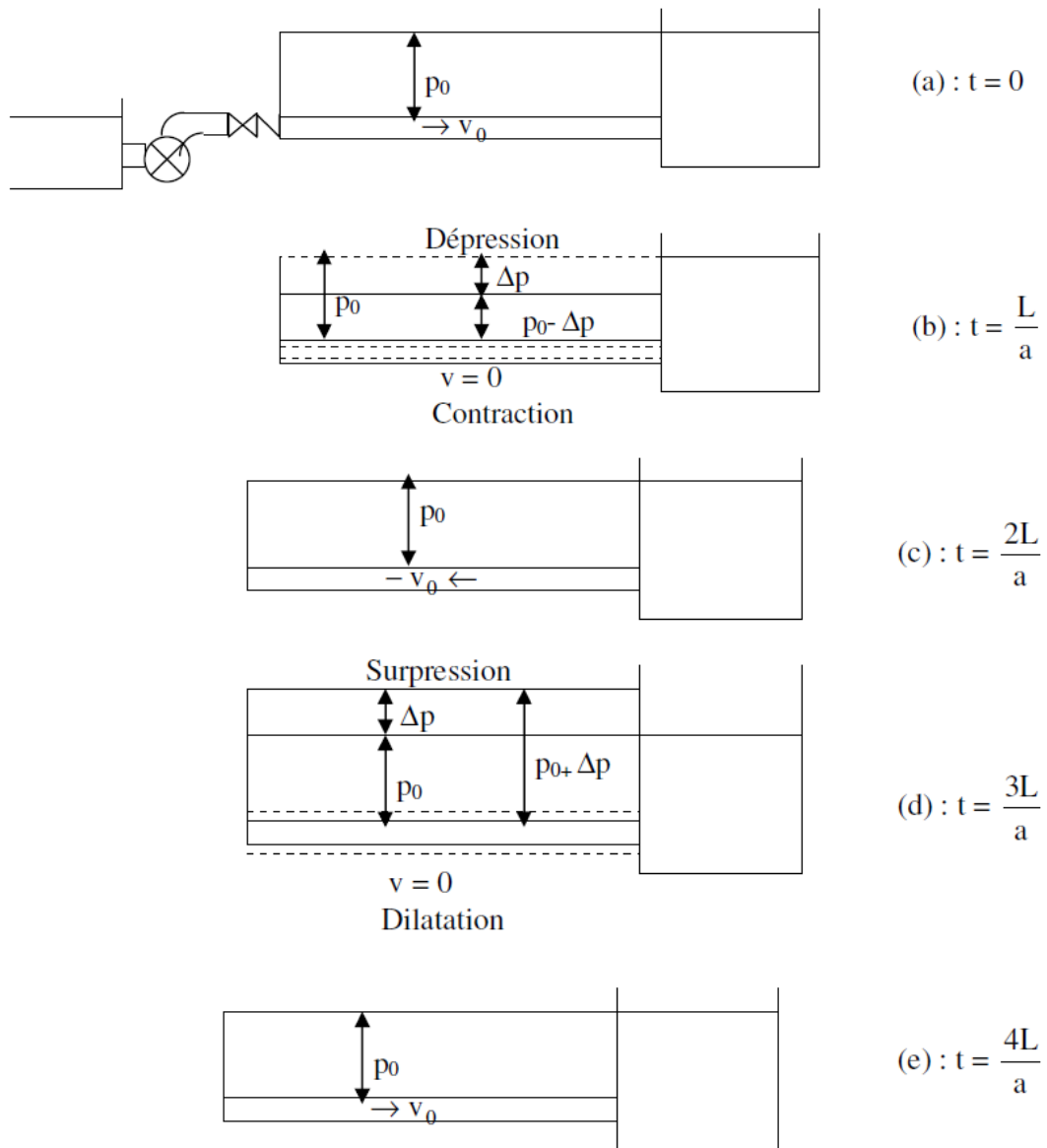


Fig. III-2 : Evolution de l'écoulement en fonction du temps dans une conduite de refoulement

[13] [14].

III.3. Fermeture de vanne :

3.1. Cas de fermeture d'une vanne sur une conduite d'adduction gravitaire :

Soit une conduite d'adduction gravitaire AB de longueur L alimentée en A par un réservoir R, dont la surface libre est à la pression atmosphérique et terminée en B par une vanne V (Fig. III-3) [15].

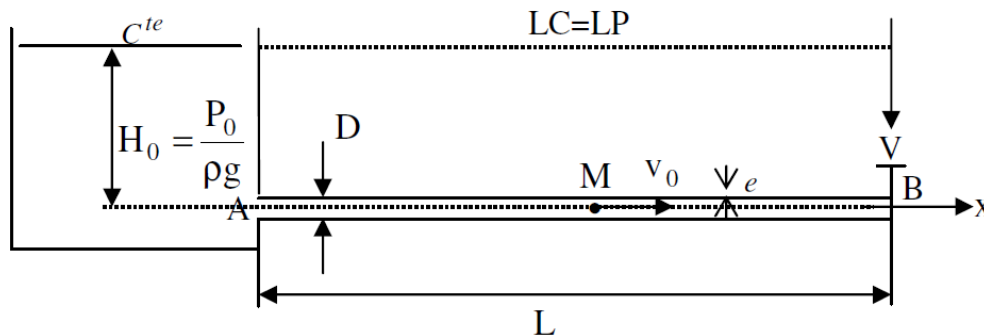


Fig. III-3 : Conduite d'adduction gravitaire à caractéristique unique

Pour simplifier l'analyse, on suppose que la conduite est horizontale et que l'écoulement initial est permanent avec une vitesse moyenne v_0 et une pression p_0 (Fig. III -4-a).

On suppose également que la conduite est idéale (pertes de charge nulles) et à caractère unique (le diamètre D , la nature et l'épaisseur e des parois de la canalisation constants), par conséquent, la ligne piézométrique (LP) en régime permanent coïncide avec la ligne de charge (LC).

Soit v_0 et p_0 la vitesse et la pression moyennes dans une section M qui sera repérée par son abscisse x mesuré par sa distance à partir de l'extrémité amont A; l'origine des abscisses sera donc le point A.

On admet que cette conduite est brusquement obturée au moyen d'une vanne [16]. On constatera quatre phases :

Phase 01 : Dans cet état, la vitesse des particules liquides qui initialement était v_0 s'annule du fait que ces particules viennent buter contre cette vanne. Ceci a pour conséquence que toute l'énergie cinétique du liquide se transforme en travail de déformation du tuyau et du liquide, compression du liquide et dilatation de la paroi de la conduite (C'est justement cette compressibilité du liquide qui permet d'expliquer le coup de bélier).

La fermeture complète de la vanne, qui fait passer la vitesse de v_0 à zéro, provoque derrière elle une onde de surpression, alors que dans le reste de la conduite l'écoulement persiste à la vitesse v_0 et la

pression p_0 . Cette onde se propage vers l'amont avec une célérité ($-a$). Au droit de la vanne, la pression devient $P_0 + \Delta p$, où Δp est l'augmentation de la pression p . Il est clair que les particules qui suivent immédiatement celles qui se sont immobilisées, sont stoppées à leur tour et ainsi de suite. Donc, l'onde de surpression (annulation de la vitesse et l'augmentation de la pression) se propagera à une vitesse " a ", dite vitesse de propagation d'onde ou célérité, de la vanne vers le réservoir (Fig. III-4-b).

Une fois que toutes les particules du liquide se sont immobilisées dans la conduite et que cette dernière se soit complètement dilatée (une compression du liquide et une dilatation de la paroi de la conduite), la pression dans cette conduite sera $p + \Delta p$ supérieure donc à celle régnant dans le réservoir (juste à l'entrée de la conduite).

Donc, au temps $t = \frac{l}{a}$ l'onde de surpression atteint le réservoir, et on a un état caractérisé par (Fig. I-12-c) :

$$\text{Phase 1} \begin{cases} V_1 = 0 \\ P_1 = P_0 + \Delta P_1 \end{cases}$$

Ainsi, le liquide qui a franchi à la vitesse v_0 la section A entre $t = 0$ et $t = \frac{l}{a}$ sert à compenser la variation de volume dû à la dilatation de la conduite.

Phase 02: Comme l'état à la fin de la phase 01 n'est pas un état d'équilibre, alors on enregistre un écoulement du liquide de la conduite vers le réservoir vidant ainsi la conduite du volume accumulé sous la surpression. La vitesse d'écoulement de l'eau dans la zone décomprimée est égale à v_0 mais de signe contraire, c'est-à-dire, elle est dirigée vers l'amont (réservoir). Dans ce cas, le diamètre tend à reprendre son état initial. En conséquence une énergie cinétique apparaît progressivement (Fig. III-4-d).

Cette transformation s'effectue également sous forme d'une propagation par une onde de dépression qui a la même célérité " a " et dirigée vers la vanne, qu'elle atteint au temps $t = \frac{l}{a}$.

Cette onde de dépression entraîne les variations suivantes :

$$\begin{cases} \Delta V_2 = \Delta V_1 = -V_0 \\ \Delta P_2 = -\Delta P_1 \end{cases}$$

A la fin de la deuxième phase la conduite retrouve son diamètre initial et la pression devient p_0 et l'écoulement sera finalement caractérisé par : (Fig. III-4-e) :

$$\text{Phase 02} \begin{cases} V_2 = -V_0 \\ P_2 = P_0 \end{cases}$$

Phase 03: Comme le liquide continue toujours à s'écouler de la conduite vers le réservoir, au niveau de la vanne, ce liquide tend à se décoller de la vanne tout en produisant un abaissement de pression (une transformation de l'énergie cinétique en dépression), c'est-à-dire que l'onde de dépression au contact de la vanne se réfléchit sans changement de signe. Cette onde se propage alors de la vanne vers le réservoir (Fig. III-4-f) avec les caractéristiques suivantes:

$$\begin{cases} \Delta V_3 = -\Delta V_2 = V_0 \\ \Delta P_3 = \Delta P_2 = -\Delta P_1 \end{cases}$$

Après un temps $= \frac{3L}{a}$, l'onde de dépression arrive au réservoir, l'eau sera immobilisée et la pression sera inférieure à la pression initiale, ce qui engendre une contraction de la conduite (Fig. III-4-g) et l'écoulement sera caractérisé par :

$$\text{Phase 03} \begin{cases} V_3 = 0 \\ P_3 = P_0 - \Delta P_1 \end{cases}$$

Phase 04 : Comme la pression p_3 est inférieure à celle du réservoir qui est maintenue constante et égale à p_0 , l'eau s'écoulera alors du réservoir vers la vanne, donc on assiste au remplissage de la conduite augmentant ainsi la pression dans la conduite de $P_0 - \Delta P_1$ à P_0 . Cela vaut dire que l'onde de dépression se réfléchit sur la surface libre du réservoir en changeant le signe et devient une onde de surpression (ou compression) qui descend la conduite. La vitesse du liquide sera égale, à ce moment à v_0 (Fig. III-4-h). Donc cette onde a les caractéristiques suivantes :

$$\begin{cases} \Delta V_3 = -\Delta V_2 = V_2 \\ \Delta P_3 = \Delta P_0 - \Delta P_1 \end{cases}$$

Après un temps $= \frac{3L}{a}$, l'onde de dépression arrive au réservoir, l'eau sera immobilisée et la pression sera inférieure à la pression initiale, ce qui engendre une contraction de la conduite (Fig. III-4-g) et l'écoulement sera caractérisé par :

$$\text{Phase 03} \begin{cases} V_3 = 0 \\ P_3 = P_0 - \Delta P_1 \end{cases}$$

Phase 04 : Comme la pression p_3 est inférieure à celle du réservoir qui est maintenue constante et égale à P_0 , l'eau s'écoulera alors du réservoir vers la vanne, donc on assiste au remplissage de la conduite augmentant ainsi la pression dans la conduite de $P_0 - \Delta P_1$ à P_0 . Cela vaut dire que l'onde de dépression se réfléchit sur la surface libre du réservoir en changeant le signe et devient une onde de surpression (ou compression) qui descend la conduite. La vitesse du liquide sera égale, à ce moment à v_0 (Fig. III-4-h). Donc cette onde a les caractéristiques suivantes :

$$\text{Phase 04} \begin{cases} \Delta V_4 = V_3 = V_0 \\ \Delta P_4 = \Delta P_3 = \Delta P_1 \end{cases}$$

Il est évidente qu'une fois la dépression $-\Delta p$ aura été complètement supprimée, la conduite va reprendre son état initial et se retrouvera donc dans les mêmes conditions que celles qui existaient juste à la fermeture de la vanne (Fig. III-4-i)

Par conséquent, au temps $= \frac{4L}{a}$, on a un écoulement identique à l'écoulement de l'état initial, caractérisé par:

$$\text{Phase 04} \begin{cases} V_4 = V_0 \\ P_4 = P_0 \end{cases}$$

Alors le phénomène se reproduira théoriquement à l'infini. Mais en réalité, l'amortissement du phénomène est dû aux pertes de charge par frottement et à la dissipation d'une partie de l'énergie du liquide dans le réservoir.

On peut donc conclure que le phénomène est périodique de période $T = \frac{4L}{a}$.

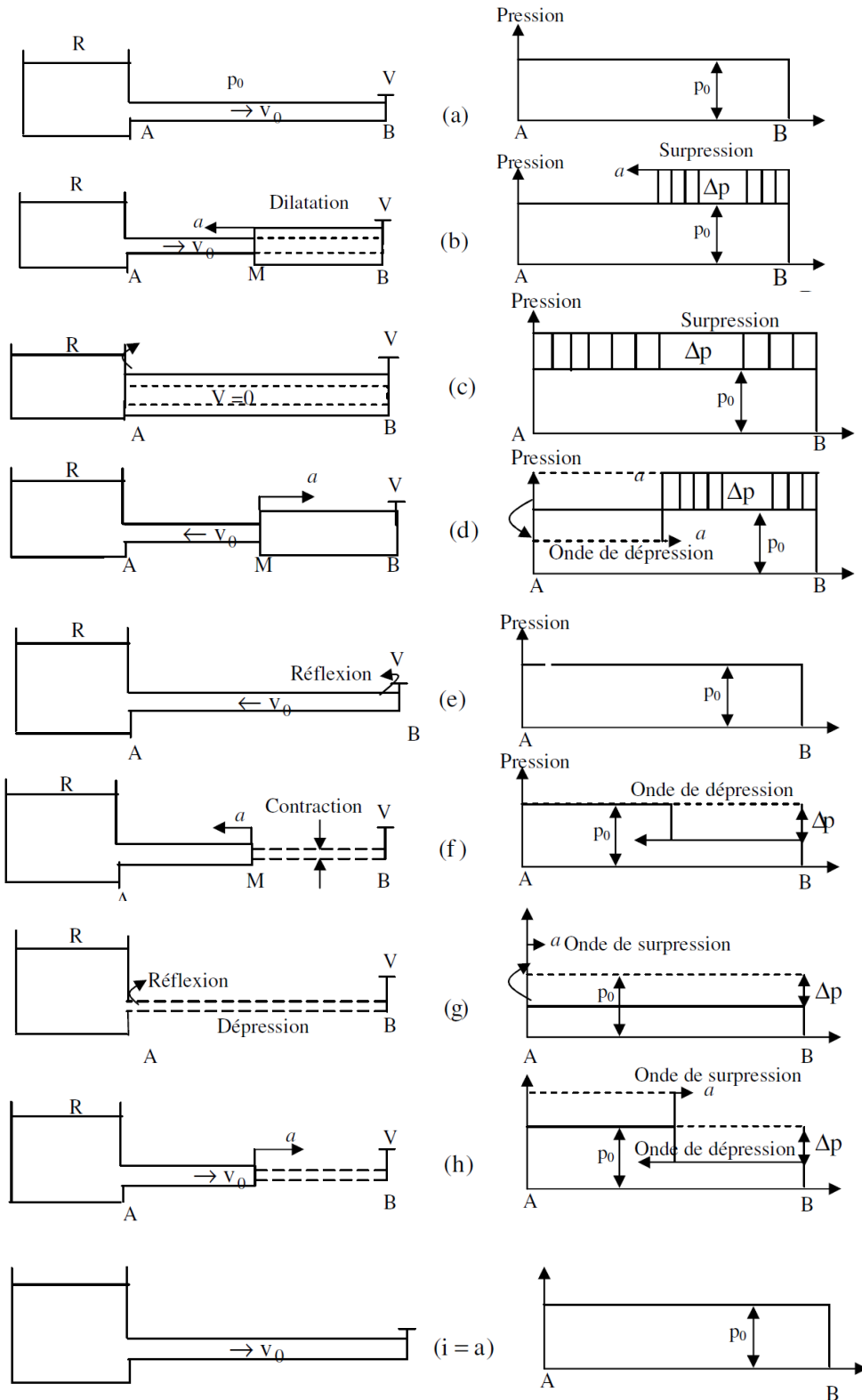


Fig. III-4 : Evolution de l'écoulement en fonction du temps [17] ; [18]

On peut résumer les quatre phases précédentes dans le tableau suivant :

Tableau (III-1) : Récapitulation de l'évolution des écoulements en fonction du temps [06].

Ecoulements			Temps après fermeture de la vanne	Etat de la conduite	Ondes			
Phase	Vitesse	Pression			Type	Célérité	Saut de vitesses	Saut de pression
	V_0	P_0	< 0	Initial $D=C^{te}$	/	/	0	0
01	0	$P_0 + \Delta P$	$\frac{L}{a}$	Dilatation $D \uparrow$	Compression	-a	$-V_0$	ΔP
02	$-V_0$	P_0	$\frac{2L}{a}$	Initial $D=C^{te}$	Dépression	a	$-V_0$	$-\Delta P$
03	0	$P_0 - \Delta P$	$\frac{3L}{a}$	Contraction $D \downarrow$	Dépression	-a	$+V_0$	$-\Delta P$
04	V_0	P_0	$\frac{4L}{a}$	Initial $D=C^{te}$	Compression	a	$+V_0$	ΔP

III.4. Conclusion:

On a vu dans cette partie que le phénomène transitoire du coup de bélier dans les conduites peut être provoqué par la manipulation des vannes, Il se trouve quesi on ouvre brusquement une conduite d'adduction gravitaire initialement pleine d'eau au repos et en charge, l'eau se met à couler et la conduite est parcourue par une onde de dépression jusqu'au réservoir amont, onde qui revient ensuite sous forme de surpression qui se superposera à la dépression existante dans la conduite.

Conclusion générale

Dans le premier chapitre on a essayé de passer en revue les notions de bases concernant le phénomène transitoire du passant par la définition des types et des régimes d'écoulements, la description physique et mathématique ainsi que les équations de base régissant ce phénomène, pour finir avec les risques rencontrés dans les installations hydrauliques en plus de ça valeur numérique dans le cas de manœuvre des vannes

On a vu dans cette partie que le phénomène transitoire du coup de bélier dans les conduites peut être provoqué par plusieurs facteurs qui sont différents les uns des autres et qui peuvent avoir des conséquences aussi sérieuse et néfaste dans les différentes installations hydrauliques, notamment au niveau des conduites de refoulement et des conduites d'adductions gravitaires

Pour finir on a abordé la dernière partie du travail de ce mémoire sur l'amplitude du phénomène du coup de bélier provoqué par la manipulation des vannes plus précisément cas de l'ouverture et de la fermeture lente et rapide des vannes ou on a remarqué que cette dernière est plus importante lors de la fermeture

Alors connaissant ces causes et risques éventuels on peut mettre en œuvre les protections nécessaires qui s'imposent pour atténuer ces variations de pressions rencontrés aux niveau de ces installations ou ces systèmes hydrauliques.

Bibliographie

- [1] **AFCP / CETIM** "Guide acoustique des installations de pompage. En collaboration avec EDF France". Publication CETIM 1997. 240 pages.
- [2] **RAMOUL Sami**, (2014), modélisation numérique des écoulements transitoires dans les conduites en charge a géométrie complexe. Batna République Algérienne.134 pages.
- [3] **S. BENNIS**, (2009) Hydraulique et Hydrologie 2eme édition. , Ecole de technologie supérieure, Université du Québec, CANADA .475 pages.
- [4] **Jean-Loup Robert**, (2004) Hydraulique urbaine, Département de génie civil et de génie des eaux, Faculté des sciences et de génie, Université Laval, Canada.
- [5] **M.ESCAND. L**, (1971)" Hydraulique générale", Tome II Edition, paris. France.
- [6] **M.MEUNIER** "Les coup de bélier et la protection des réseaux d'eau sous pression", ENGREF, Paris 1980.
- [7] **OURAGH.YOUCEF** "Ecoulement forcé en Hydraulique" Tome II OP, 1986
- [8] **A.LENCASTRE** "Hydraulique générale", Edition Eyrolles, paris 1983.
- [9] **MICHEL A.MOREL** "Turbomachines - Constructions graphiques, Phénomènes transitoires", Tome II Chihab Eyrolles, 1994.
- [10] **CHAOUI Sabah 30/06/2010** contribution à l'étude des écoulements transitoires charge **Université Colonel Hadj Lakhdar – Batna 226 pages.**
- [11] **KREMENTSKI N. & SCHTERENLIHT D.** : Hydraulique, Edition Mir, Moscou, 1984
- [12] **LAMOEN J.** : Coup de bélier d'Alliévi compte tenu des pertes de charge continues, Liège, DESVER, pp 355-382, 1947

- [13] **MEUNIER M.** : les coups de bélier et la protection des réseaux d'eau sous pression, E.N.G.R.E.E.F, Paris 1980
- [14] **SEDILLE M.** : Turbomachines hydrauliques, Tome 2, Edition Masson et Cie, Paris 1966
- [15] **CARLIER M.** : Hydraulique générale et appliquée, Edition EYROLLES, Paris 1980
- [16] **OURAGH Y.** : Ecoulement forcé en hydraulique, Tome 2, Edition O.P.U., Alger 1994
- [17] **HUG M.** : Mécanique des fluides appliquée, Edition Masson, Paris 1975
- [18] **KREMENTSKI N. & SCHTERENLIHT D.** :Hydraulique, Edition Mir, Moscou, 1984.
- [19] **BRUN E.A.** : Mécanique des fluides tome 3, Edition DUNOD, Paris 1970