

Le pompage polyphasique

La technologie de la pompe polyphasique rotodynamique a été développée par IFPEN dans les années 80, pour répondre aux exigences de réduction des coûts de production de pétrole brut et de valorisation du gaz naturel sur des sites de production isolés (sites à terre ou en mer, et plus souvent sous marin). Elle permet le transport du brut et du gaz dans une seule conduite de production offrant une alternative au schéma utilisé autrefois, qui consistait à séparer les effluents et à ne transporter que le brut dans une conduite. Le gaz était alors transporté séparément dans le meilleur des cas, voire brûlé sur le site même de production.

Le marché des pompes polyphasiques, actuellement en pleine expansion, est partagé de manière assez équilibrée en terme de puissance, entre deux technologies concurrentes :

- les pompes volumétriques de type double vis comme celle donnée figure 6 à titre d'exemple;
- les pompes rotodynamiques, comme celle illustrée figure 7, du type "Poséidon".

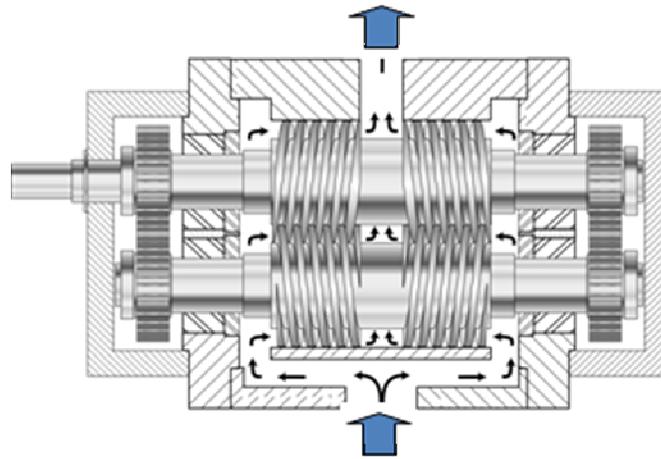


Figure 6: Pompe polyphasique volumétrique de type double vis (source IFPEN)

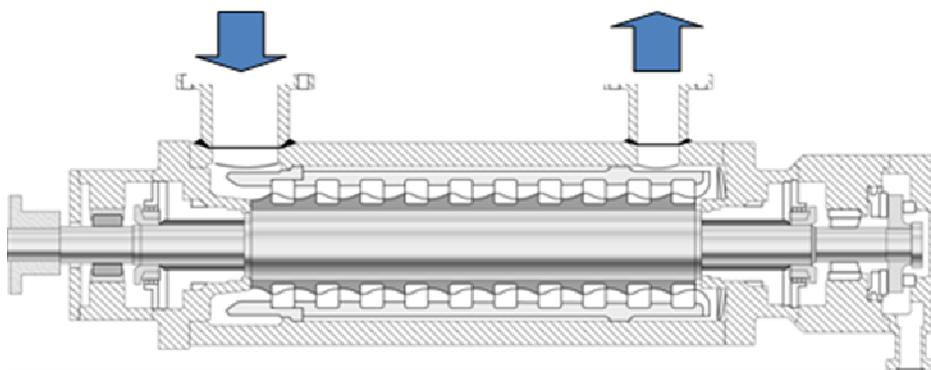
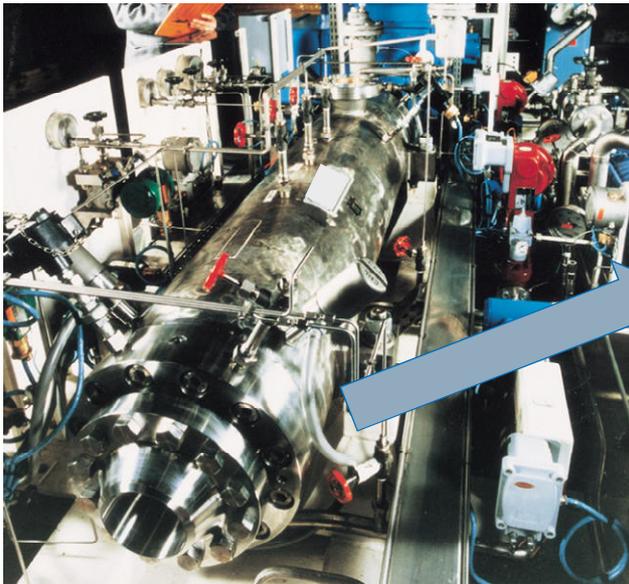


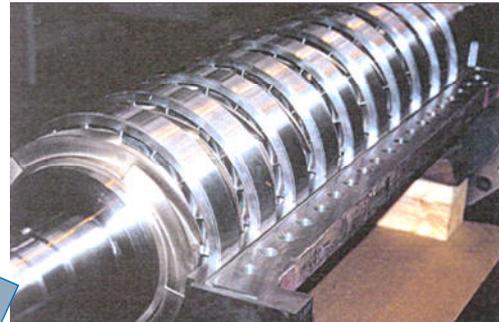
Figure 7: Pompe polyphasique rotodynamique de type Poséidon (source IFPEN)

- ✚ Les pompes volumétriques sont constituées de deux vis sans fin montées parallèlement. Leur domaine de fonctionnement correspond généralement à des gains de pression élevés et des débits relativement faibles. Elles correspondent à des machines de puissances plutôt inférieures à 1,5 MW quoi que des pompes beaucoup plus puissantes, de l'ordre de 5 MW, commencent à être commercialisées.
- ✚ Les pompes rotodynamiques, brevetées par IFPEN et commercialisées sous la licence appelée POSEIDON, sont des pompes hélico axiales multi-étagées comme l'indique la figure 7. Chaque cellule de compression, ou étage de compression, est constituée d'un rotor (ou impulseur), et d'un stator (ou diffuseur) comme la plupart des pompes ou compresseurs rotodynamiques. Les pompes Poséidon possèdent en général entre 5 et 15 étages.

une pompe



l'intérieur :



un étage de compression



Figure 8: Illustrations d'une pompe polyphasique (source IFPEN)

La forme particulière du rotor proche de celle des inducteurs utilisés dans le domaine du nucléaire et de l'aérospatiale, confère à la cellule de compression ses qualités de compression d'un mélange de gaz et de liquide. En outre, elle accepte la venue d'une quantité raisonnable de sable.

1.2.1 Courbes caractéristiques

Comme toutes les pompes rotodynamiques, les pompes polyphasiques sont caractérisées classiquement par des réseaux de courbes représentant le gain de pression, la puissance et le rendement en fonction du débit volume (ou masse pour le cas des compresseurs).

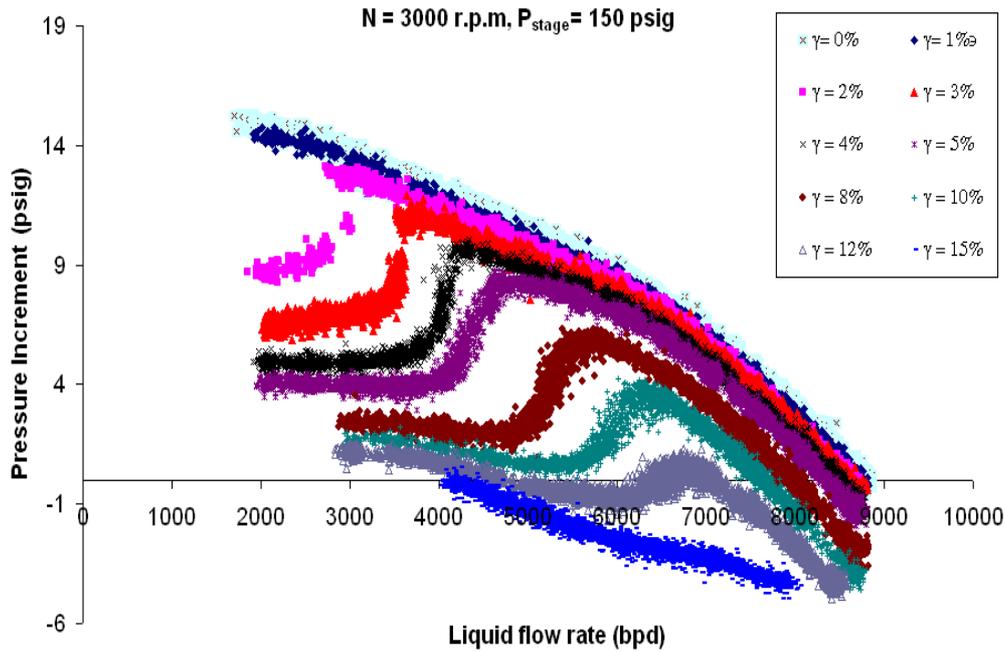


Figure 9: Gain de pression d'une pompe en fonction du débit liquide (Gamboa, 2005).

La figure 9, représente le gain de pression d'une pompe ESP en fonction du débit liquide pour différentes valeurs de la fraction volumique de gaz (GVF). Elle illustre l'impact du GVF sur les performances réelles d'une pompe centrifuge. On voit bien en premier lieu que pour un débit de liquide fixé, le gain de pression diminue lorsque la fraction de gaz augmente. En second lieu, on note que pour un GVF donné, le gain de pression chute à débit partiel. On distingue clairement un comportement de transition qui se traduit par un changement de pente de la courbe du gain de pression pour un débit donné. Enfin on peut constater, pour cette pompe, que le gain de pression devient nul voire négatif à partir d'un GVF de 12%. Une fraction de gaz trop importante procure à la pompe un comportement de turbine, avec une consommation de l'énergie de pression du fluide. Nous supposons que ce comportement correspond à un désamorçage de la pompe à débit réduit mais ne sera pas étudié dans le présent travail.

1.3 Efficacité diphasique

Pour tenter de traduire ces phénomènes, IFPEN a introduit un paramètre pour caractériser les modifications des performances pour l'appliquer au cas des étages de la pompe polyphasique de type Poséidon. Ce paramètre, appelé efficacité diphasique et noté E_c , traduit la dégradation des performances due à la présence d'un mélange gaz/ liquide dans la cellule de compression. Il est défini comme étant le rapport du gain de pression réel $\Delta P_{réel}$ et du gain de pression idéal $\Delta P_{idéal}$

$$E_c = \frac{\Delta P_{réel}}{\Delta P_{idéal}} \quad (1.1)$$

Dans cette relation, $\Delta P_{\text{idéal}}$ représente l'élévation de la pression subie par un fluide fictif dont la masse volumique serait équivalente à celle d'un mélange homogène de gaz et de liquide, dans une fraction volumique de gaz connu.

D'un point de vue physique, l'efficacité diphasique traduit la dégradation de performances de la pompe, liée entre autres à une mauvaise qualité du mélange dans les cellules de compression. Des travaux expérimentaux menés dans les années 90 ont permis à IFPEN de corréler l'évolution de ce paramètre fondamental en fonction des conditions opératoires mesurées à l'entrée de la pompe :

- Pression du mélange ;
- GLR (rapport volumique du débit de gaz et du débit de liquide) ;
- Débit total ;
- Vitesse de rotation.

L'impact de ces deux derniers paramètres sur l'efficacité diphasique est considéré, pour l'instant, comme étant du second ordre. Dans ces conditions, l'efficacité diphasique fait appel aux aspects thermodynamiques du mélange gaz- liquide considéré. Prise comme telle, elle est incapable de restituer ou d'expliquer la modification des courbes telles que celles présentées en figure 9 pour une machine centrifuge. Il en est de même pour les machines axiales de type "Poséidon".

En effet, le modèle qui établit l'évolution de l'efficacité diphasique est, en particulier, basé sur des essais de deux pompes appelées P300 et P200, réalisés dans les années 90. L'évolution de l'efficacité diphasique E_c (donnée en relation (1.1)) en fonction du GLR mesuré à l'entrée d'un étage de compression est donnée sur la figure 10 ci-dessous.

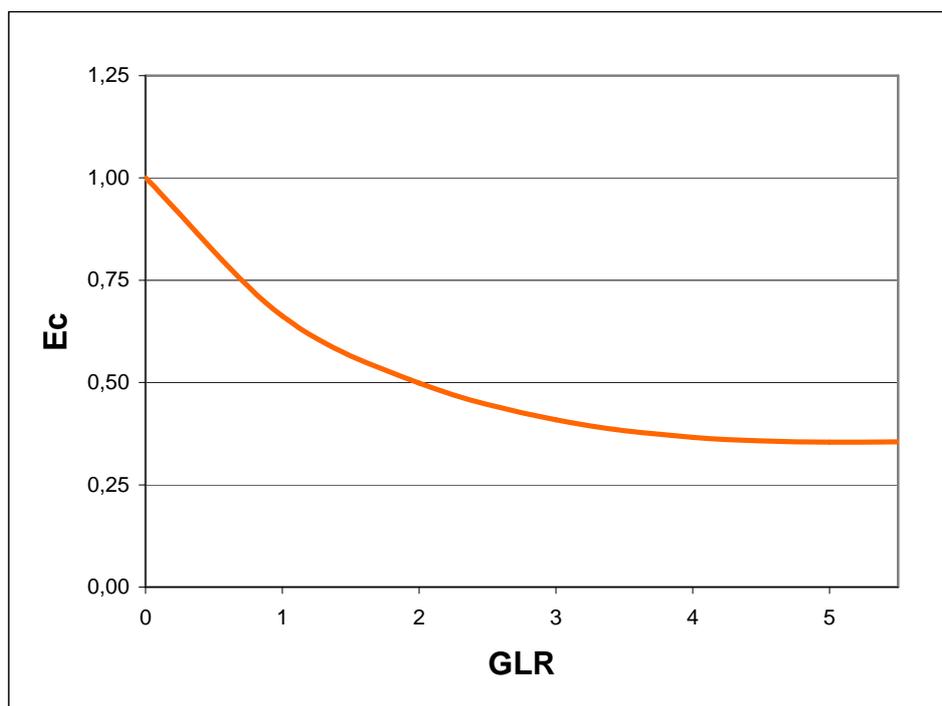


Figure 10: efficacité diphasique en fonction du GLR (source IFPEN)

Bien que des lois empiriques n'aient pas encore été clairement définies, nous sommes parti du principe que la prise en compte des modifications des angles dans la pompe et en particulier ceux de sortie pouvait expliquer les valeurs de l'efficacité diphasique E_c pour une géométrie de pompe donnée et plus particulièrement de celle du rotor. Nous n'avons pas, dans cette étude, étudié les effets du débit et de la vitesse de rotation. Cependant, nous allons en présenter globalement les effets au prochain chapitre.

Nous nous sommes donc limité à tenter de comprendre et d'évaluer les évolutions de la courbe donnée en figure 10 pour les points de fonctionnement considérés proche du point nominal. Pour ces raisons, nous présentons également dans le chapitre suivant, les résultats issus de la littérature, concernant les modifications des structures globales des écoulements en présence de bulles dans les passages inter aubes de différents types de machines.

2 Étude bibliographique

L'écoulement réel dans les turbomachines est extrêmement complexe : il est tridimensionnel, visqueux, compressible et instationnaire. Sa prévision demande des méthodes de calcul sophistiquées, qui n'étaient jusqu'à il y a encore quelques années, traitées que par une méthode quasi tridimensionnelle c'est à dire par un ensemble de calculs successifs sur des surfaces bidimensionnelles (surfaces aube à aube et surfaces méridiennes). Les puissances de calcul actuelles autorisent la résolution des équations de Naviers Stokes complètes. C'est de plus en plus le cas pour les turbomachines véhiculant des fluides polyphasiques, mais c'est souvent pour les points de fonctionnement proches du nominal et pour des fractions d'air très faibles qu'elles sont mises en œuvre car c'est pour ces conditions que les modèles ont pu être validés.

Pour appréhender les effets polyphasiques, on doit encore faire appel aux notions de modèles de calcul méridiens et d'appréhender le problème de façon globale par le biais des modifications des angles de sortie de l'écoulement qui interviennent dans l'utilisation de la relation d'EULER (voir annexe 1) pour les turbomachines. On utilise alors, dans le cadre de ce modèle quasi tridimensionnel, la notion de grille d'aube plane pour le cas des machines axiales

Compte tenu des expériences déjà menées, la dégradation des performances déjà montrés figure 9, est principalement liée à :

- une modification de l'écoulement dans les rotors des étages de compression de la pompe. Celle-ci se traduit par un glissement (différence de vitesses entre la phase gazeuse et la phase liquide) plus ou moins important et par une modification de l'angle de l'écoulement au bord de fuite du rotor ;
- une hétérogénéité de l'écoulement liée à une accumulation de poches de gaz ou de bulles de gaz dans une région du canal inter aubes sous l'action de forces mises en jeu ;
- des transferts thermiques entre les deux phases qui peuvent s'avérer importants pour le cas d'une utilisation de la pompe avec du CO₂ ;
- un transfert de masse entre phases (liquéfaction du CO₂), solubilité du CO₂ dans de l'eau par exemple, ou encore phénomène de cavitation localisée.

Il existe dans la littérature plusieurs études portant sur la caractérisation des évolutions de pression réalisé par des pompes centrifuges en écoulements diphasiques, généralement avec de l'eau et de l'air [8]. Quelques unes concernent les machines mixtes et/ou centrifuges (pompes hélico-centrifuges), très peu traitent du cas des pompes axiales. Ces études présentent pour l'essentiel, des résultats de simulations numériques menées avec des codes commerciaux de type CFX. Dans ces études, les auteurs font des hypothèses sur la physique responsable de la dégradation des performances de la pompe mais ils ne la quantifient pas. Certains auteurs [24],[32],[35] ont cependant mis en évidence la dépendance des performances en fonction des paramètres géométriques de la pompe ou en fonction des conditions d'entrée comme par exemple le diamètre des bulles et le GVF.

2.1 Cas des pompes centrifuges

Zhou et al. (2003) [41], ont étudié un écoulement monophasique en eau dans trois pompes centrifuges de géométries différentes. La première pompe notée M1 est une pompe possédant quatre aubes non vrillées. La pompe M2 est une pompe dont la roue comporte six aubes vrillées et dont l'épaisseur est constante du bord d'attaque au bord de fuite tandis que la pompe M3 est une pompe dont les six aubes sont vrillées mais dont l'épaisseur varie du bord d'attaque au bord de fuite.

L'étude porte sur les résultats des simulations numériques de l'écoulement interne à l'aide du code commercial CFX, en utilisant le modèle standard de turbulence (modèle $\kappa - \varepsilon$).

Le débit de meilleur rendement de chaque pompe à une vitesse de rotation de 1450 tr/min est :

- Pompe M1: $Q = 10 \text{ m}^3/\text{h}$
- Pompe M2: $Q = 180 \text{ m}^3/\text{h}$
- Pompe M3: $Q = 40 \text{ m}^3/\text{h}$

Les figures 11, 12 et 13 ci-dessous montrent les courbes de hauteur manométrique en fonction du débit pour chacune des pompes.

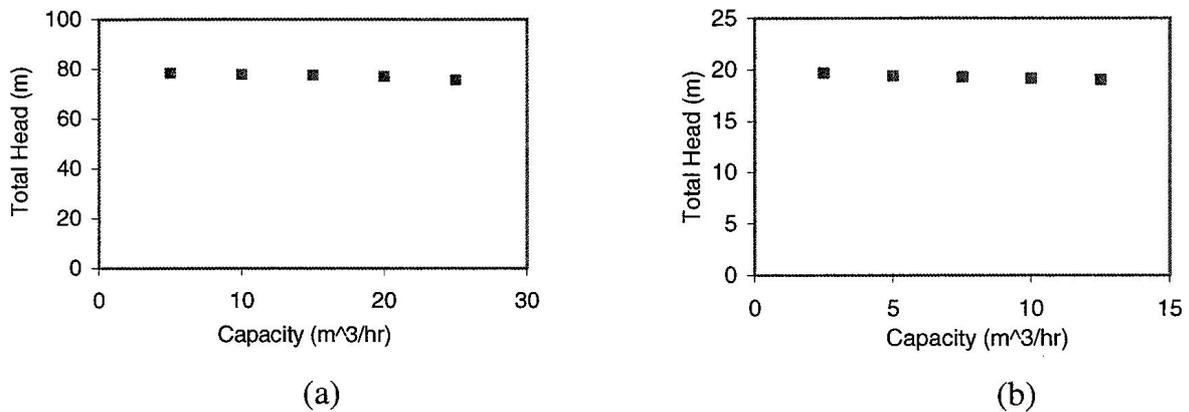


Figure 11: Hauteur manométrique en fonction du débit pour la pompe M1.

a) $N=2900\text{tr}/\text{min}$ b) $N=1450\text{tr}/\text{min}$ (Zhou et al. 2003 [41])

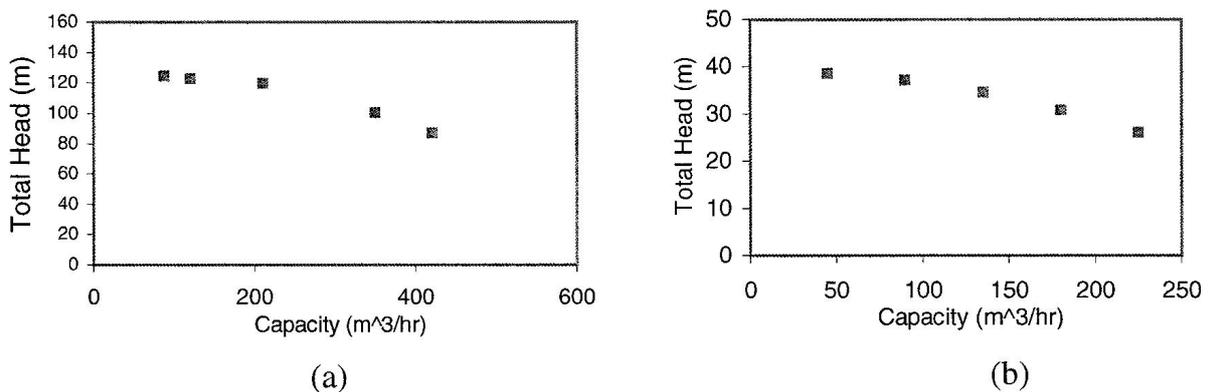


Figure 12: Hauteur manométrique en fonction du débit pour la pompe M2.

a) $N=2900\text{tr}/\text{min}$ b) $N=1450\text{tr}/\text{min}$ (Zhou et al. 2003 [41])

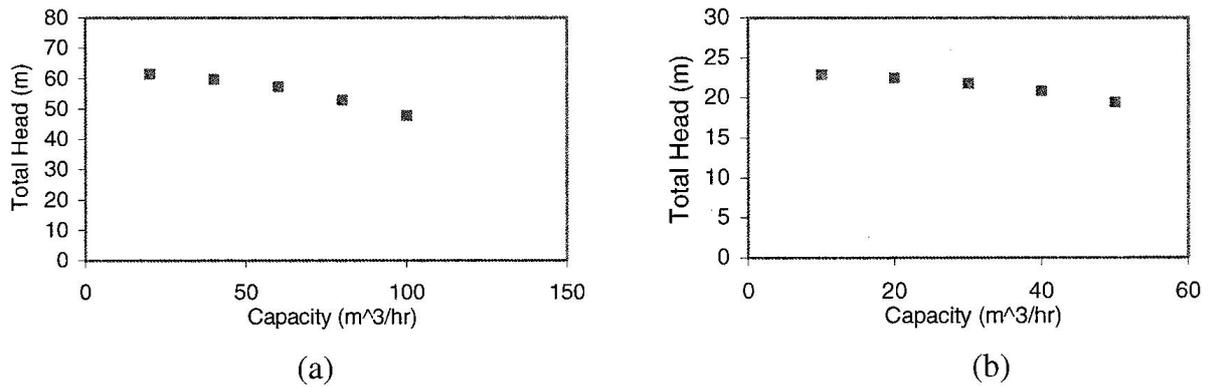


Figure 13: Hauteur manométrique en fonction du débit pour la pompe M3.
 a) $N=2900\text{tr/min}$ b) $N=1450\text{tr/min}$ (Zhou et al. 2003 [41])

Les courbes de hauteur manométrique pour les pompes M1, M2 et M3 suivent bien la tendance de la courbe théorique obtenue à partir du travail d'Euler (figure 14). C'est à dire que le gain de pression diminue lorsque l'on augmente le débit.

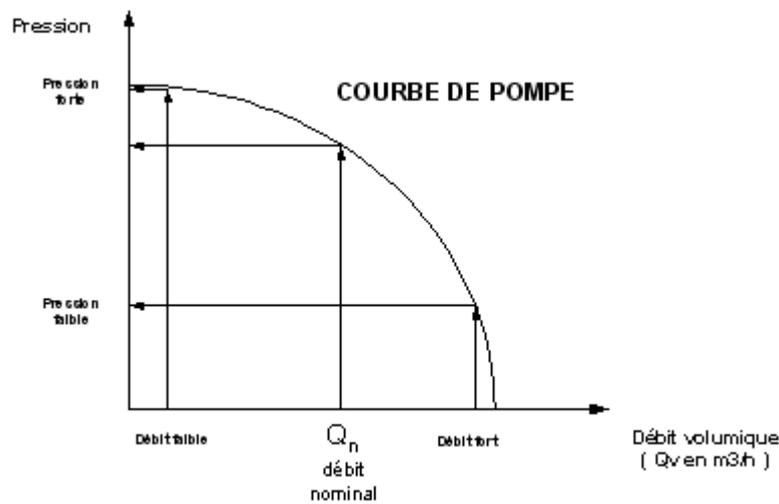


Figure 14: Hauteur manométrique théorique d'une pompe

La pompe M1 présente une courbe de hauteur manométrique qui possède une pente beaucoup plus faible que celle des pompes M2 et M3. Nous pouvons attribuer cette tendance de la pompe M1 au fait que ces aubages sont non vrillés.

Ces résultats préliminaires montrent que les performances d'une pompe avec des écoulements monophasiques dépendent fortement de leur géométrie, comme l'on peut s'y attendre en analysant l'expression donnant le travail théorique d'Euler. Signalons toutefois que les trois pompes étudiées par les auteurs ne sont pas géométriquement semblables c'est-à-dire qu'elles n'ont pas la même vitesse spécifique N_s .

$$N_s = \frac{N\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}} \tag{2.1}$$

Ici N est la vitesse de rotation en tr/min, Q le débit volumique en l/s et H , la hauteur manométrique en mètre.

Avec ce système d'unités, la pompe M1 à un $N_s = 121$, la pompe M2 à un $N_s = 320$ et la pompe M3 à un $N_s = 220$.

On peut donc affirmer, que les performances de ces machines en écoulements diphasiques gaz / liquide dépendront, pour des conditions d'entrée fixées, des géométries de ces pompes, en particulier des angles géométriques en entrée et en sortie, de la cambrure des aubages, et de l'angle de calage. Les performances réelles en écoulement diphasiques seront alors déduites par des écarts par rapport aux caractéristiques en écoulement monophasique équivalent.

Chen et al (1980) [11] ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement diphasique de deux pompes centrifuges (FAST loop pump et CE/EPRI pump) ayant respectivement des vitesses spécifiques proches l'une de l'autre et de valeurs respectives de 2540 et 2574 (valeurs données avec le même système d'unités que ci-dessus).

Mais ces deux pompes ont des paramètres géométriques tels l'angle d'écoulement en sortie et la forme des aubages (implicitement la cambrure) différents. Ils ont ainsi montré que les hauteurs manométriques de ces deux pompes varient de façons différentes en fonction du taux de vide comme le montre la figure 15.

Ainsi la figure 15, représentant le rapport de la hauteur manométrique réelle et de la hauteur manométrique mesurée en fonction du taux de vide GVF montre que des pompes ayant la même vitesse spécifique peuvent avoir des comportements en écoulements diphasique absolument différents. En particulier on note que la pompe Fast loop subit une dégradation des performances bien plus tardivement que la pompe CE/EPRI lorsque l'on augmente la fraction volumique de gaz.

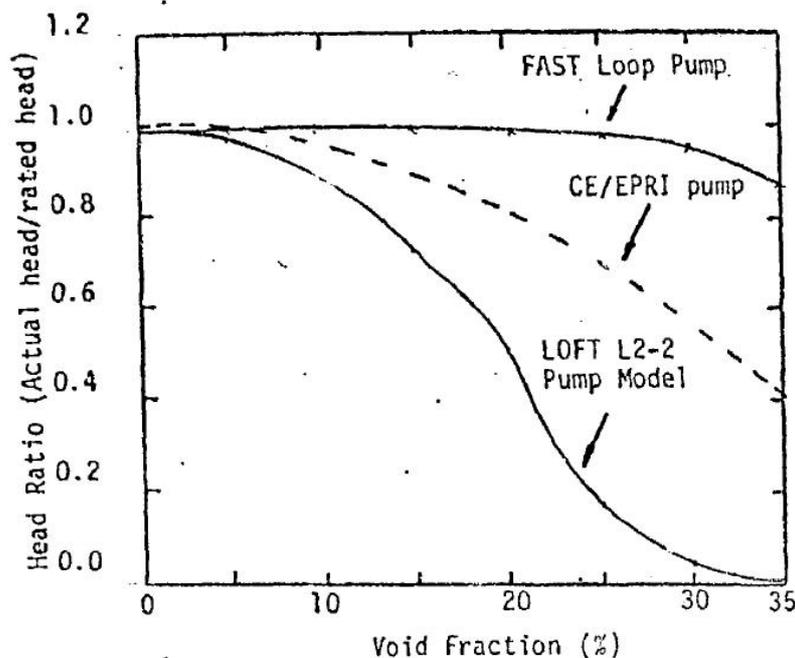


Figure 15: Comparaison de la hauteur manométrique de deux pompes de même N_s (Chen et al.1980 [11])

Furuya (1985) [15] a développé un modèle analytique pour prédire les performances des pompes centrifuges opérant dans des conditions d'écoulements diphasiques. En effet, en partant d'une méthode unidimensionnelle de volume de contrôle, le modèle prend en compte la géométrie de la pompe, la fraction volumique, le glissement et le régime d'écoulement (implicitement le diamètre des bulles et le coefficient de traînée). Il propose ainsi que le gain d'énergie de l'écoulement apporté par la pompe fonctionnant en écoulement diphasique peut s'écrire à partir du gain d'énergie en écoulement monophasique :

$$\Delta H_{ip} = \Delta H_{sp} - \Delta H_w - \Delta H_s - \Delta H_\alpha \quad (2.2)$$

Où ΔH_{sp} est l'énergie reçue par le fluide en monophasique liquide. ΔH_w , ΔH_s et ΔH_α sont respectivement la perte d'énergie attribuée à l'augmentation de la vitesse de l'écoulement due à la rotation du fluide, la perte d'énergie due au glissement et la perte due à la fraction volumique.

La forme de l'équation (2.2) permet de confirmer trivialement que le niveau de surpression réalisé par une pompe en écoulement diphasique est plus faible que celui en monophasique. En outre, le terme ΔH_w traduit l'effet du bilan des accélérations de la phase continue sur la phase dispersée, le terme ΔH_s traduit la traînée de la bulle et le terme ΔH_α traduit la modification de la masse volumique du mélange. Notre étude reste précisément dans ce cadre d'analyse en particulier pour tenter de modéliser les effets des termes ΔH_w et ΔH_s par le biais d'une modification de l'angle moyen de sortie et du blocage de l'écoulement lié à l'accumulation des phases gazeuses comme on va le voir par la suite. Le dernier terme étant pris en compte par les approches thermodynamiques déjà mises en œuvre par l'IFPEN

2.1.1 Physique du phénomène de dégradation de performance

Certains auteurs [8],[24],[25],[33] tentent d'expliquer la physique responsable de la dégradation de performance au moyen des forces qui agissent sur les bulles de gaz avec une analyse de l'effet du diamètre des bulles de gaz, de la pression d'aspiration et du GVF sur cette dégradation.

Ainsi, dans leur article intitulé "A theoretical study on air bubble motion in a centrifugal pump impeller", Minemura Kiyoshi et Murakami Mitsukiyo (1980) [24] émettent une théorie sur le mouvement des bulles dans une pompe centrifuge et identifient cinq forces qui gouvernent le mouvement des bulles. Ils étudient les trajectoires de particules élémentaires de la phase continue (ici de l'eau) dans une roue aubée sur la base des équations de mouvement. Puis une bulle d'air de petit diamètre est placée libre dans ce champ d'écoulement. Les équations de mouvement sont déduites en supposant que le champ d'écoulement n'est pas affecté par la présence de la bulle. Les équations sont ensuite résolues numériquement pour trouver la trajectoire de la bulle dans l'eau.

Équation de mouvement des bulles

En supposant qu'il n'y a ni transfert de masse, ni transfert de chaleur, l'équation de mouvement, dans un repère absolu, d'une bulle d'air de masse M en mouvement dans l'eau avec une vitesse $\vec{V}_{b,a}$ s'écrit:

$$M \left(\frac{D_a \vec{V}_{b,a}}{Dt} \right) = \vec{F}_d + \vec{F}_{\nabla p} + \vec{F}_y + \vec{F}_v + \vec{F}_B \quad (2.3)$$

où

$\vec{V}_{b,a}$: vitesse de la bulle dans le repère absolu

\vec{F}_d : force de traînée due à la différence de vitesse entre l'eau et l'air

$\vec{F}_{\nabla p}$: résultante des forces dues au gradient de pression de l'eau environnant la bulle, de la force de Coriolis et de la force centrifuge dans la roue mobile

\vec{F}_y : force due à la différence de densité entre l'air et l'eau

\vec{F}_v : force due à l'accélération de la masse apparente de la bulle

\vec{F}_B : force de Basset ou force d'histoire traduisant l'effet des mouvements passés de la particule.

Les auteurs émettent l'hypothèse que la force \vec{F}_y peut être négligée car la différence de densité entre l'eau et l'air garde une valeur constante dans le champ d'écoulement. De même étant donné que la masse d'une petite bulle est extrêmement petite, la force \vec{F}_v peut être négligée, le mouvement est presque dans un état d'équilibre et la force de Basset \vec{F}_B dans ce cas, peut aussi être négligée. Ainsi le mouvement des bulles dans une roue aubée de pompe centrifuge est essentiellement gouverné par la force \vec{F}_d qui tend à pousser la bulle vers la sortie de l'aubage (car la vitesse du liquide est plus grande que celle de la bulle) et la force $\vec{F}_{\nabla p}$ due au gradient de pression du liquide avoisinant la bulle corrigée des effets de la force de Coriolis et de la force centrifuge. Ainsi on a :

$$M \left(\frac{D_a \vec{V}_{b,a}}{Dt} \right) = \vec{F}_d + \vec{F}_{\nabla p} \quad (2.4)$$

Avec :

$$\vec{F}_d = - \left(\frac{m}{4d} \right) C_d (\vec{V}_{b,a} - \vec{W}_a) \left| \vec{V}_a - \vec{W}_a \right| \quad (2.5)$$

si les bulles gardent une forme sphérique de diamètre d durant leur mouvement

et

$$\vec{F}_{\nabla p} = - \frac{m}{\rho} \nabla_a p \quad (2.6)$$

En considérant ici que la vitesse de la bulle dans le référentiel lié à la roue est \vec{V}_b , alors :

$$\vec{V}_b = R \dot{i}_r + R \dot{\theta} i_\theta + \dot{Z} i_z \quad (2.7)$$

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = \left(\ddot{R} - R\dot{\theta}^2 \right) \vec{i}_r + \left(R\ddot{\theta} + 2\dot{R}\dot{\theta} \right) \vec{i}_\theta + \ddot{Z} \vec{i}_z \quad (2.8)$$

Or:

$$\frac{D_a \vec{V}_a}{Dt} = \frac{D\vec{V}}{Dt} + 2\vec{w} \wedge \vec{V} + \vec{w} \wedge (\vec{w} \wedge \vec{r}) \quad (2.9)$$

D'où

$$\frac{D_a \vec{V}_a}{Dt} = \left\{ \ddot{R} - R(w + \dot{\theta})^2 \right\} \vec{i}_r + \left\{ R\ddot{\theta} + 2\dot{R}(w + \dot{\theta}) \right\} \vec{i}_\theta + \ddot{Z} \vec{i}_z \quad (2.10)$$

En substituant les équations (2.5) et (2.6) dans l'équation (2.4), on obtient:

$$M \left(\frac{D_a \vec{V}_a}{Dt} \right) = - \left(\frac{3m}{4d} \right) C_d \left(\vec{V}_{b,a} - \vec{W}_a \right) \left| \vec{V}_{b,a} - \vec{W}_a \right| - \frac{m}{\rho} \vec{\nabla}_a p \quad (2.11)$$

Ainsi en regroupant les termes, les composantes de l'accélération de la bulle dans les directions

\vec{i}_r , \vec{i}_θ et \vec{i}_z en un point (R, θ, Z) s'écrivent:

$$\begin{aligned} \ddot{R} &= \left\{ - \frac{3m}{4d} C_{dr} (\dot{R} - W_r) \left| \dot{R} - W_r \right| - \frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right\} / M + R.(w + \dot{\theta})^2 \\ R\ddot{\theta} &= \left\{ - \frac{3m}{4d} C_{d\theta} (R\dot{\theta} - W_\theta) \left| R\dot{\theta} - W_\theta \right| - \frac{m}{\rho} \frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right\} / M - 2\dot{R}(w + \dot{\theta}) \\ \ddot{Z} &= \left\{ - \frac{3m}{4d} C_{dz} (\dot{Z} - W_z) \left| \dot{Z} - W_z \right| - \frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial Z} \right\} / M \end{aligned} \quad (2.12)$$

Le mouvement de bulles en fonction de leur position et des composantes de la phase continue est donc décrit par les expressions (2.12).

Les auteurs ont procédé à la résolution mathématique de ces équations en considérant des bulles de diamètre de 0,3 mm. A l'issue de leurs calculs, les auteurs constatent que les trajectoires des bulles d'air dévient progressivement des trajectoires des volumes élémentaires d'eau vers le côté en surpression des aubages (figure 16).

Dans la direction radiale où règne un gradient de pression positif (du côté en surpression vers le côté en dépression), la composante radiale de la vitesse de la bulle est plus faible que celle de l'eau. On a donc $\dot{R} < W_r$, or la vitesse tangentielle de la bulle $R\dot{\theta}$ est la même pour la bulle et pour la phase continue. Cela implique que l'angle que fait la trajectoire de la bulle avec la direction radiale est plus grand que l'angle que fait la trajectoire d'un volume élémentaire de la phase continue avec la direction radiale. Ainsi les trajectoires des bulles sont déviées par rapport aux lignes de courant de l'eau depuis le côté en dépression vers le côté en surpression, comme le montre le triangle de vitesse de la figure 16 ci-dessous.

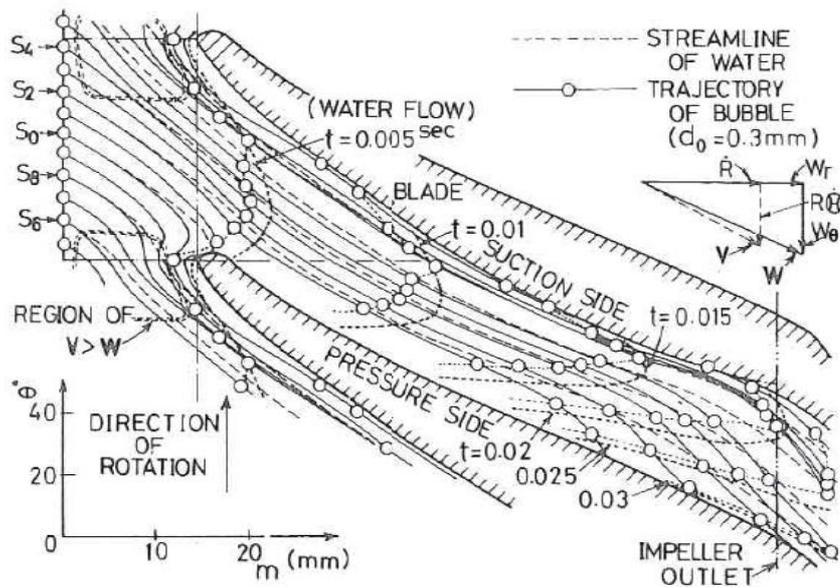


Figure 16: Trajectoires des bulles d'air dans le plan aube à aube (Minemura et al.1980 [24])

Effet du diamètre des bulles

Dans ce paragraphe, on compare les trajectoires des bulles en faisant varier leur diamètre de 0,1 mm à 0,5 mm. Avec la résolution du système d'équations, les auteurs observent alors que la déviation des trajectoires des bulles par rapport aux lignes de courant de la phase continue est plus importante lorsque le diamètre des bulles augmente comme on peut le voir sur la figure 17.

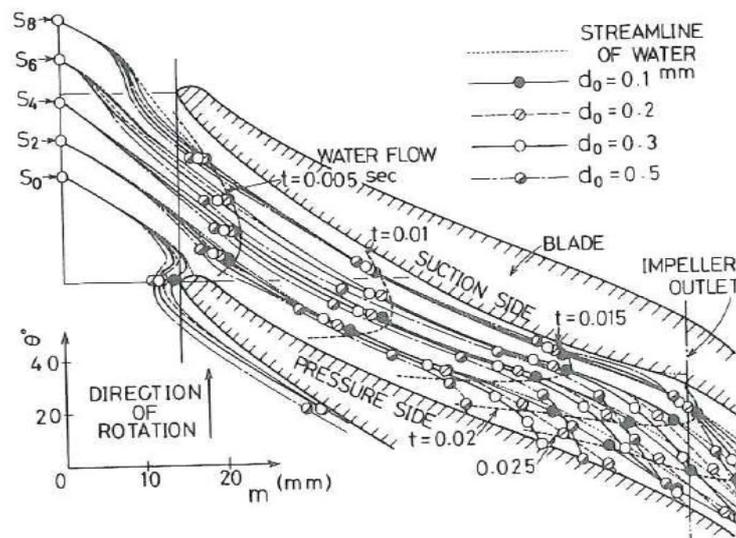


Figure 17: Effet du diamètre des bulles sur leurs trajectoires dans la roue de la pompe (Minemura et al.1980 [24])

Ce constat peut s'expliquer par la modification de la résultante des forces agissant sur les bulles. En effet, la force de traînée augmente avec le diamètre.

$$\vec{F}_d = -\left(\frac{m}{4d}\right) C_d (\vec{V}_a - \vec{W}_a) |\vec{V}_a - \vec{W}_a| \quad (2.13)$$

Où C_d , coefficient de traînée est habituellement donné en fonction du nombre de Reynolds particulaire défini par :

$$R_{ep} = \frac{d \cdot \rho \cdot |\vec{V}_{b,a} - \vec{W}_a|}{\eta} \quad (2.14)$$

Pour une bulle d'air dans l'eau, il a été montré expérimentalement que la relation entre le coefficient de traînée et le nombre de Reynolds particulaire s'écrit :

$$C_d = \left(\frac{24}{R_{ep}}\right) (1 + 0.15 R_{ep}^{0.687}) \quad (2.15)$$

Ainsi, la force liée au gradient de pression de la phase continue est invariable:

$$\vec{F}_{\nabla p} = -\frac{m}{\rho} \nabla_a p \quad (2.16)$$

Effet du taux de gaz GVF

Dans la même logique Caridad et al. (2008) [8] se sont inspirés de la théorie développée par Minemura et al. (1980) [24], pour expliquer la dégradation des performances d'une pompe centrifuge au moyen des forces s'appliquant sur les bulles dans une roue. Leurs travaux présentent le gain de pression d'une pompe centrifuge ESP en écoulement diphasique air-eau à partir de simulations numériques. La géométrie de la roue choisie est celle qui a fait l'objet d'une étude expérimentale menée par Anez et al. (2001) [1]. Les caractéristiques géométriques de la pompe sont présentées dans le tableau ci-dessous.

Characteristics of the Impeller of Interest

Characteristic	Value
H_N (m)	8.5
$Q_N \times 10^3$ (m ³ /s)	4.6
N (rpm)	3000
D_2/D_1	2.22
N_5	1960
Z	7
Exit blade angle (°)	30

Tableau 1 : Caractéristiques géométriques de la pompe simulée par Caridad et al. 2008 [8]

Où H_N est la hauteur totale d'élévation (en mètre), Q_N le débit volume nominal, N la vitesse de rotation (en tour/min), D_2/D_1 le rapport du diamètre de sortie et du diamètre d'entrée de la pompe,

Ns la vitesse spécifique (donnée pour un débit mesuré en Gallon par minute et une hauteur mesurée en pied) et Z le nombre d'aubes.

L'intérêt de ces travaux est de pouvoir comparer les résultats de la simulation numérique avec les expériences. On étudie l'évolution des paramètres tels que: la hauteur manométrique H , l'angle d'écoulement relatif en sortie β_2 et la distribution des phases en fonction du débit liquide, du GVF et du diamètre des bulles de gaz. Les équations de Navier Stokes couplées à l'équation de continuité sont résolues à l'aide du code commercial CFX. Dans cette étude, l'approche eulérienne a été choisie afin d'obtenir la distribution des phases et son influence sur le champ de vitesse et de pression.

Pour rappel, l'approche eulérienne consiste à se placer en un point fixe de l'écoulement et à observer les modifications des propriétés du fluide qui défilent en ce point. Le modèle diphasique utilisé est un modèle à deux fluides non homogène car il permet d'avoir les champs de vitesse de chaque phase (le champ de pression étant commun aux deux phases). Le modèle $k-\varepsilon$ a été choisi comme modèle de turbulence.

La hauteur manométrique délivrée par la roue mobile seule en fonction du débit est présentée sur la figure 22 ci-dessous, pour un écoulement monophasique et pour un mélange de liquide et de gaz avec un GVF de 15%. La hauteur estimée par la simulation numérique est calculée à partir de la relation suivante:

$$H = (1 - GVF) \cdot \left[\frac{(P_2 - P_1)}{\rho g} + \frac{(V_2^2 - V_1^2)}{2 \cdot g} \right]_{Liq} + GVF \cdot \left[\frac{(P_2 - P_1)}{\rho g} + \frac{(V_2^2 - V_1^2)}{2 \cdot g} \right]_{Gaz} \quad (2.17)$$

Où P_1 et P_2 sont respectivement la pression en entrée et la pression en sortie de la roue, V_1 et V_2 sont respectivement la vitesse dans un repère absolu en entrée et en sortie de la roue.

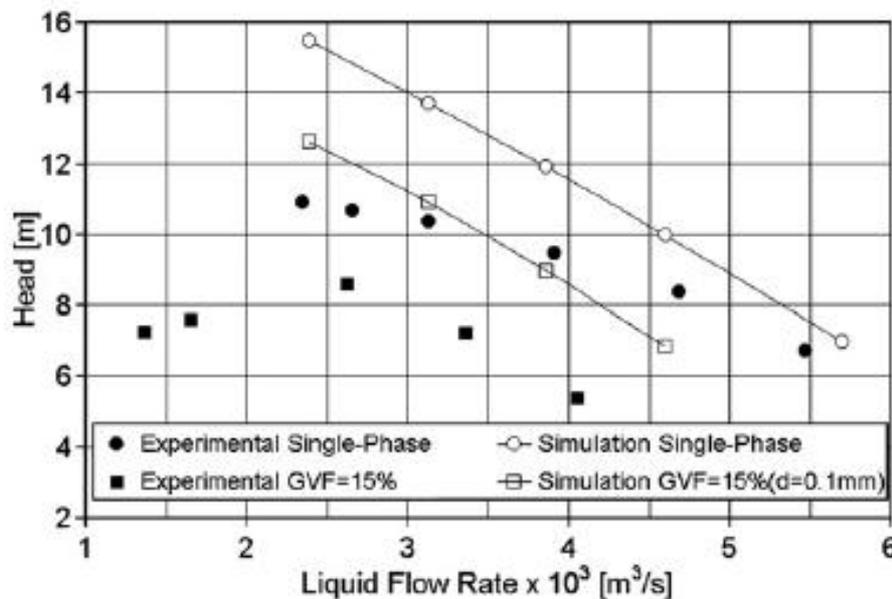


Figure 18: Comparaison entre résultats expérimentaux et résultats numériques (Caridad et al.2008 [8])

De la figure 18, on peut tirer les conclusions suivantes :

- la simulation numérique surestime les résultats expérimentaux que ce soit en monophasique et en diphasique ;
- la simulation numérique ne prédit pas la chute des performances que l'on peut observer expérimentalement à débit réduit. Plus particulièrement la chute est plus importante pour un GVF de 15 %.

Les auteurs expliquent cette différence par le fait que la simulation ne tient pas compte des pertes hydrauliques dans le diffuseur. Cela peut également provenir de l'expression (2.17) utilisée pour le calcul de la hauteur. Cette expression ne tient pas compte des pertes liées au mélange (perte due à la trainée). D'un point de vue physique, la relation est écrite en supposant un écoulement parfaitement homogène.

Ainsi, Anez et al. (2001)[1] ont refait la même simulation mais en tenant compte des pertes dans le diffuseur. Ils obtiennent une concordance entre les résultats de la simulation et les résultats expérimentaux sensiblement meilleurs que pour le cas précédent, comme le montre la figure 19 ci dessous.

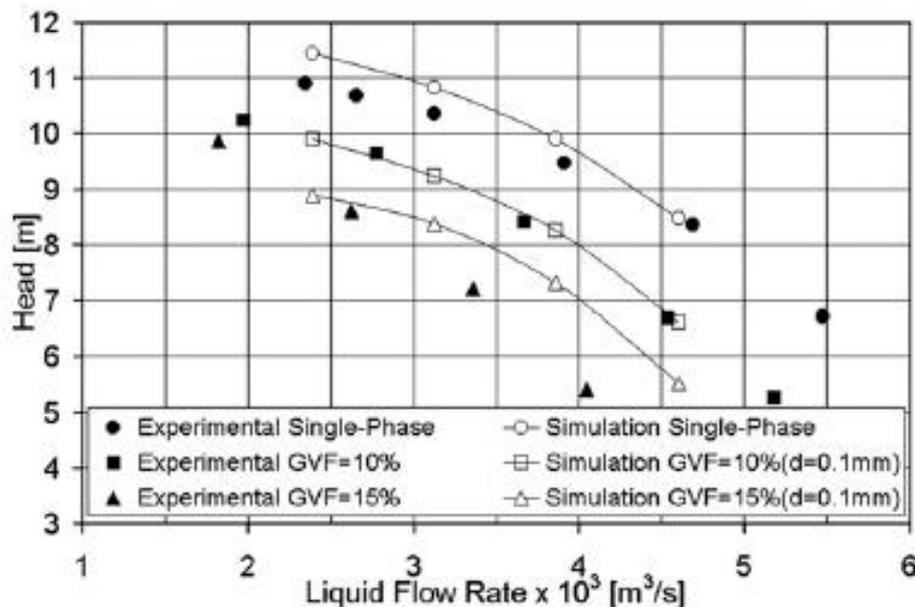


Figure 19: Hauteur manométrique en fonction du débit liquide pour un étage entier (rotor+stator) (Caridad et al.2008 [8])

Néanmoins, pour le GVF de 15%, les auteurs constatent que la simulation surestime la hauteur manométrique. Ils émettent donc l'hypothèse que le GVF est associé au diamètre des bulles. Ce résultat nous permet déjà d'appréhender l'impact de la taille de bulles de gaz sur la dégradation de la hauteur manométrique.

Par ailleurs, la simulation numérique menée par Caridad et al.(2008)[8] révèle une accumulation du gaz sur le côté en surpression des aubages de la roue. Cette accumulation forme une poche de gaz qui favorise ainsi la séparation des phases comme le montre la figure 20.

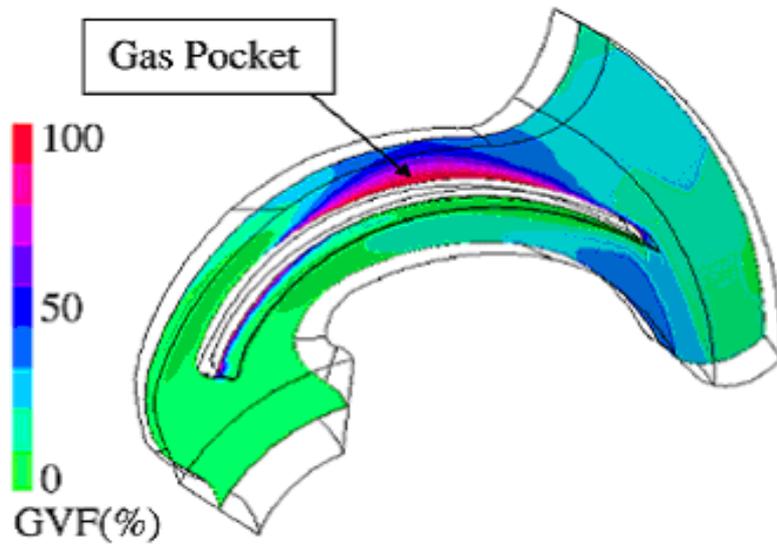


Figure 20: Distribution de phases dans le canal inter aube ($Q_l = 3.1E-03 \text{ m}^3/\text{s}$, $GVF = 10\%$, $d = 0.5 \text{ mm}$) (Caridad et al. 2008 [8])

Caridad et al. (2008) [8] attribuent ce phénomène à la mise en œuvre de deux forces principales, comme l'indiquaient déjà Minemura et al [24], à savoir :

- La force de traînée \vec{F}_d due au diamètre des bulles et à la différence de vitesse entre les phases car la vitesse de la phase liquide est supérieure à celle du gaz;
- la résultante des forces \vec{F}_{vp} incluant entre autre les forces liées aux gradients de pression.

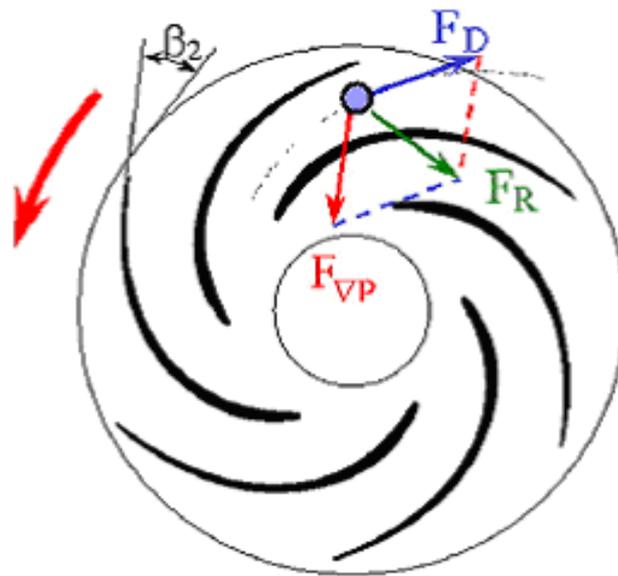


Figure 21: Forces agissant sur une bulle dans une pompe centrifuge (Caridad et al. 2008 [8])

La force \vec{F}_d est une force qui tend à entraîner la bulle vers la sortie car la vitesse de l'eau est plus élevée que celle de la bulle (voir figure 21).

La résultante des forces \vec{F}_{vp} est une force qui tend à ralentir la bulle. Ainsi comme l'illustre la figure 21 et comme l'ont constaté Minemura et al. (1980) [24], la résultante de ces forces tend à déplacer les bulles vers le côté en surpression de l'aubage où elles s'accumulent provoquant ainsi la séparation des phases. On note que la force de Coriolis tend naturellement à provoquer une structure jet sillage à la sortie d'une roue centrifuge, avec deux zones distinctes : une zone localisée de forte énergie et une zone de plus faible énergie [41] [35].

Outre l'augmentation des pertes hydrauliques, la séparation de phases produit une diminution de l'angle d'écoulement moyen relatif β_2 au bord de fuite de l'aubage, pouvant être corrélée à une modification des lignes de courant du liquide. Précisons ici que les auteurs ont repéré l'angle d'écoulement de sortie par rapport à la direction tangentielle. L'évolution de l'angle d'écoulement, en fonction du débit de liquide est présentée sur la figure 23. On constate que pour un débit liquide Q_L constant, l'angle β_2 diminue lorsque le GVF augmente.

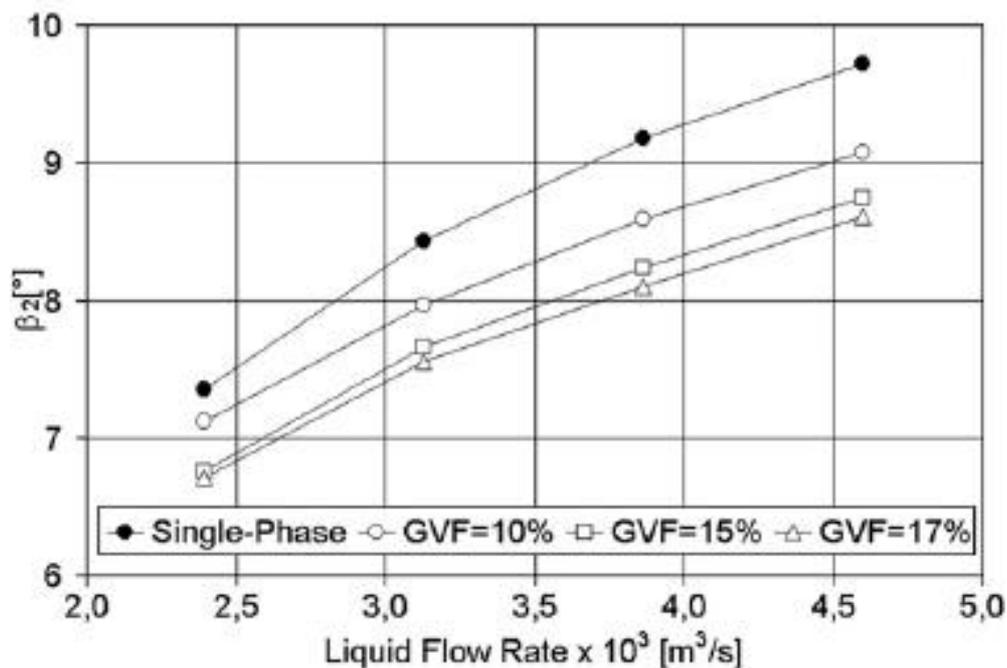


Figure 22: Angle d'écoulement relatif moyen en sortie en fonction du débit liquide ($d=0.1mm$) (Caridad et al.2008 [8])

Ce résultat peut être interprété en se référant à l'équation d'Euler (voir annexe 1). Mais signalons d'abord que les auteurs ont défini l'angle d'écoulement en sortie β_2 non pas par rapport à la direction axiale (convention courante dans la littérature) mais plutôt par rapport à la normale à la direction axiale.

Ainsi pour eux, l'équation d'Euler s'écrit :

$$E = U_2(U_2 - V_a \cdot \text{Ctg}(\beta_2)) \quad (2.18)$$

Ainsi quand le GVF augmente, l'angle de l'écoulement en sortie β_2 diminue. La fonction cotangente étant décroissante, quand β_2 diminue, $\text{Ctg}(\beta_2)$ augmente et donc l'énergie massique (E) apportée au fluide par les aubages décroît.

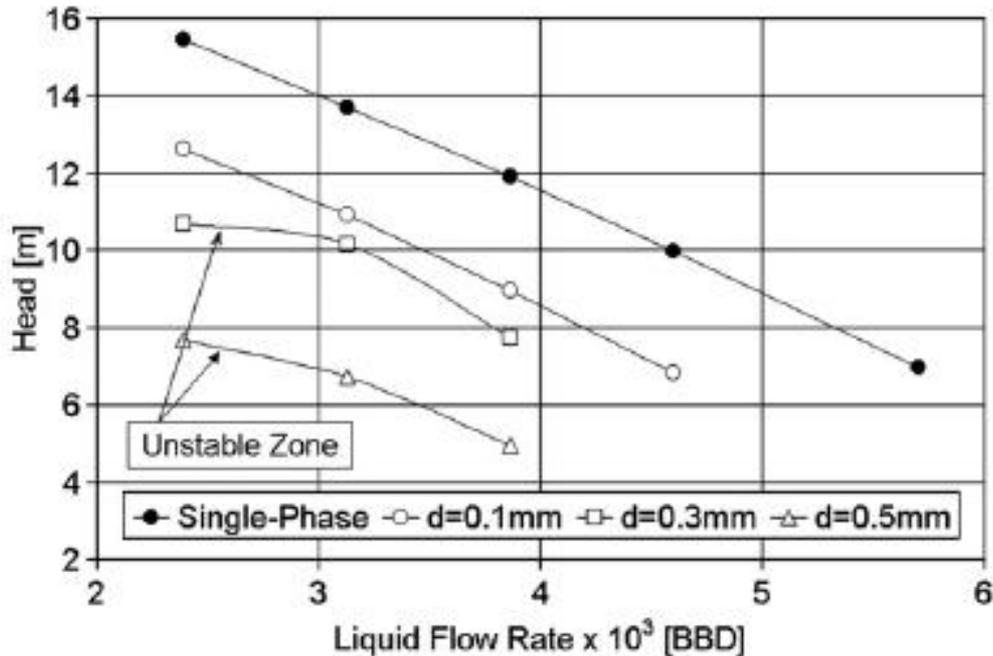


Figure 23: Influence du diamètre de la bulle sur la hauteur manométrique (GVF=15%) (Caridad et al.2008 [8])

Enfin, comme le montre la figure 23, un autre résultat important réside dans le fait que pour les diamètres $d=0,3\text{mm}$ et $d=0,5\text{mm}$, la zone instable de la caractéristique à faible débit est atteinte plus rapidement. Cela peut provenir soit d'un effet de blocage à l'entrée de la roue, soit d'un décollement plus précoce des couches limites sur le côté en dépression, soit des deux à la fois.

Effet de la pression d'aspiration

Léa et Bearden (1982) [19] ont montré dans leurs études que la pression d'aspiration est un paramètre clé dans l'étude des performances d'une pompe fonctionnant avec des écoulements diphasiques, et que la taille des bulles de gaz dépend fortement de ce paramètre.

On peut également citer la relation de Rayleigh Plesset qui permet de corréler le diamètre d'une bulle d'air isolée, en fonction du champ de pression environnante. C'est une relation qui traduit l'équilibre mécanique d'une bulle isolée dans un liquide. Elle suppose de négliger les termes de viscosité, la tension de surface et de considérer une déformation sphérique de la bulle. Cette relation pression-rayon est donnée par :

$$\ddot{R}_b R_b + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = -\frac{p_\infty}{\rho} \quad (2.19)$$

Où p_∞ est la pression environnante dans le liquide, R_b est le rayon de la bulle et $\dot{R}_b = \frac{dR_b}{dt}$ et $\ddot{R}_b = \frac{d^2R_b}{dt^2}$.

Pour résumer, dans une turbomachine centrifuge en écoulement diphasique air-eau, les bulles d'air subissent la force de trainée \vec{F}_d qui tend à entraîner les bulles vers la sortie et la force liée aux accélérations $\vec{F}_{\nabla p}$ dont la résultante est orientée de l'extrados vers l'intrados. La résultante de ces deux forces tend à diriger les bulles d'air vers le côté en surpression des aubages. L'orientation de la force de l'extrados vers l'intrados n'est pas intuitive. Pour comprendre l'orientation de cette force, il est nécessaire de faire un bilan non visqueux des forces mises en jeu dans l'écoulement principal monophasique. En effet, l'analyse des forces créées par l'écoulement principal permet de comprendre l'établissement des gradients de pression dans la roue de la pompe.

2.1.2 Bilan des forces mises en jeu dans la phase continue

La qualification de l'écoulement principal se réfère à la fraction de l'écoulement sain qui suit la géométrie de l'aubage, par opposition aux écoulements secondaires qui désignent les composantes de l'écoulement induites par la proximité des parois.

Dans une machine centrifuge, l'écriture des équations d'Euler dans le référentiel mobile (ou relatif) lié à la roue fait apparaître les forces que subissent les particules fluides. Ce référentiel étant non galiléen, les accélérations centrifuges et de Coriolis se manifestent comme des forces externes.

On définit le repère $(P, \vec{u}_s, \vec{u}_n, \vec{u}_b)$ lié à une particule élémentaire P avec, \vec{u}_s vecteur tangent à une ligne de courant de la phase continue, \vec{u}_n vecteur perpendiculaire à \vec{u}_s au point P, et \vec{u}_b de sorte à ce que $\vec{u}_s, \vec{u}_r, \vec{u}_b$ forment un repère de Frenet.

On définit également le repère $\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z$, lié à la roue mobile, \vec{u}_r est le vecteur dans la direction radiale, \vec{u}_θ le vecteur tangentielle, porté par la vitesse d'entraînement de la roue mobile, \vec{u}_z , le vecteur parallèle à l'axe de la machine.

Dans ce repère, les forces en présence s'expriment de la manière suivante :

- 1) La force d'inertie liée à la variation de vitesse de la particule sur sa trajectoire (exprimée ici par unité de volume). s représente l'abscisse curviligne le long de la ligne de courant:

$$\vec{F}_{inertie} = -\rho \vec{W} \frac{\partial \vec{W}}{\partial s} \vec{u}_s \quad (2.20)$$

La direction de cette force est portée par le vecteur \vec{u}_s . Dans le cas d'une roue mobile d'une pompe, les canaux étant divergents, les particules sont ralenties sur la majeure partie de leur trajet, et donc $\frac{\partial \vec{W}}{\partial s}$ est globalement négatif. On note généralement une accélération locale au niveau du bord d'attaque sur le côté en dépression de l'aubage.

2) La force centrifuge induite par la rotation de la roue dont l'expression est la suivante:

$$\vec{F}_{\text{centrifuge-rotation}} = -\rho \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{r}) \quad (2.21)$$

où $\vec{\omega} = \omega \vec{u}_z$ est la vitesse de rotation de la machine. En notant r la distance à l'axe de rotation (en projection orthogonale), et \vec{u}_r le vecteur direction radiale, la force centrifuge s'exprime:

$$\vec{F}_{\text{centrifuge-rotation}} = \rho \cdot \omega^2 r \cdot \vec{u}_r = \rho \cdot \frac{U^2}{r} \vec{u}_r \quad (2.22)$$

3) La force de Coriolis associée à la rotation de la roue:

$$\vec{F}_{\text{Coriolis}} = -2 \rho \cdot \vec{\omega} \wedge \vec{W} \quad (2.23)$$

4) La force centrifuge due aux courbures des lignes de courant

$$\vec{F}_{\text{centrifuge-courbure}} = \rho \cdot \frac{W^2}{R_c} \vec{u}_n \quad (2.24)$$

où R_c est le rayon de courbure (locale) de la trajectoire relative de la particule.

Ainsi sur la surface aube à aube, le bilan des forces agissant sur les particules fluide s'écrit:

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P = -W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{u}_s + r \cdot \omega^2 \vec{u}_r - 2 \vec{\omega} \wedge \vec{W} + \frac{W^2}{R_c} \vec{u}_n \quad (2.25)$$

Considérons un plan proche de la sortie de la roue, situation représentée figure 24.

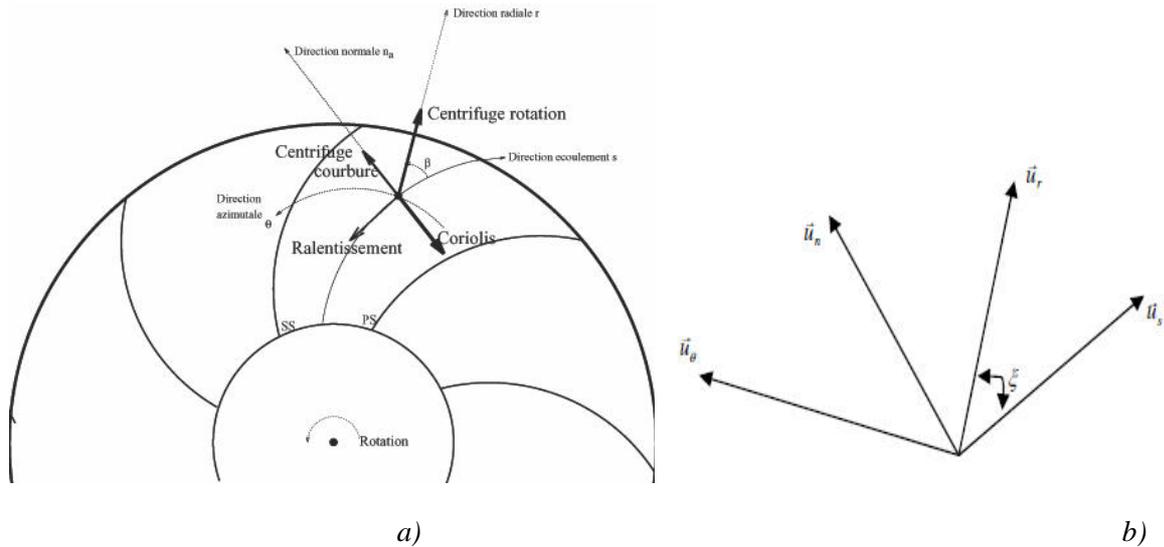


Figure 24 : (a) Représentation des forces en présence dans le plan aube à aube; (b) vecteurs unitaires dans le plan aube à aube

2.1.3 Analyse dans une projection aube à aube

Pour quantifier le gradient de pression transverse (d'une aube à l'autre, perpendiculairement aux lignes de courant), il faut examiner la direction tangentielle \vec{u}_θ . C'est à dire qu'on va projeter l'équation (3.20) sur \vec{u}_θ .

Si on appelle ξ l'angle que font la tangente à la direction de l'écoulement (\vec{u}_s) et la direction radiale (\vec{u}_r) (cf. figure 24.b) on obtient les relations suivantes:

$$\vec{u}_s = \cos \xi \vec{u}_r - \sin \xi \vec{u}_\theta \quad (2.26)$$

$$\vec{u}_n = \sin \xi \vec{u}_r + \cos \xi \vec{u}_\theta \quad (2.27)$$

Projection de la force centrifuge

Ainsi, la force centrifuge associée à la rotation de la machine ($\vec{F}_{centrifuge-rotation} = \rho \omega^2 r \vec{u}_r$) étant portée par le vecteur \vec{u}_r , n'intervient pas dans ce bilan.

Projection de la force d'inertie

La force due à la variation de vitesse

$$\vec{F}_{inertie} = -W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{u}_s \text{ donne } (\vec{F}_{inertie} \cdot \vec{u}_\theta) \cdot \vec{u}_\theta = W \frac{\partial W}{\partial s} \sin \xi \vec{u}_\theta.$$

Etant donné que dans la roue mobile d'une pompe, les particules sont globalement ralenties (effet de diffusion) sur la majeure partie de leur trajectoire, $\frac{\partial W}{\partial s}$ est le plus souvent négatif, et donc la force $\vec{F}_{inertie} = -W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{u}_s$ à une projection négative sur le vecteur \vec{u}_θ . La force d'inertie tend à faire déplacer une particule élémentaire du côté en dépression vers le côté en surpression.

Il faut maintenant comparer la force due à la courbure et la force de Coriolis.

Projection de la force de Coriolis

La force de Coriolis projetée sur \vec{u}_θ donne: $(\vec{F}_{Coriolis} \cdot \vec{u}_\theta) \cdot \vec{u}_\theta = -2 \cdot \omega \cdot W_r \vec{u}_\theta$, cette force a une projection négative sur \vec{u}_θ . La force de Coriolis tend donc à faire déplacer un volume élémentaire du côté en dépression vers le côté en surpression.

Projection de la force liée à la courbure de la ligne de courant

La force centrifuge due à la courbure $\left(\vec{F}_{\text{centrifuge-courbure}} = \frac{W^2}{R_c} \vec{u}_n \right)$ donne $(\vec{F}_{\text{centrifuge-courbure}} \cdot \vec{u}_\theta) \cdot \vec{u}_\theta = \frac{W^2}{R_c} \cos \xi \vec{u}_\theta$, la force $\vec{F}_{\text{centrifuge-courbure}}$ a donc une projection positive suivant \vec{u}_θ .

Cependant, le rayon de courbure est généralement grand, de sorte que la force centrifuge reste inférieure à la force de Coriolis.

On conclut finalement que l'équilibre des forces est dominé par la force de Coriolis: Le gradient de pression reste donc orienté de l'extrados (Suction Side) vers l'intrados (Pressure Side).

2.2 Cas des pompes axiales

2.2.1 Cas des pompes axiales de type Poséidon

Les cellules de compression des pompes Poséidon sont des cellules hélico axiales dont les paramètres de dimensionnement leur confèrent l'aspect des inducteurs :

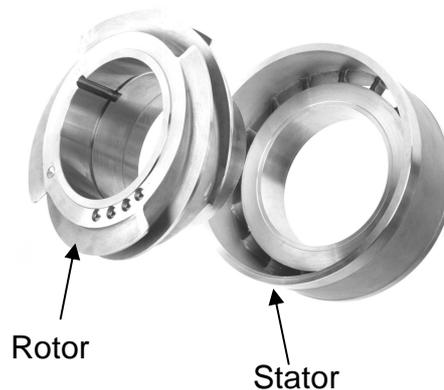


Figure 25: Cellules de compression d'un étage de pompe de type Poséidon (source IFPEN)

En particulier :

- L'angle au bord d'attaque est faible (par rapport à la direction tangentielle);
- L'angle au bord de fuite est également faible, ce qui conduit à adopter des aubages très longs et peu cambrés.
- L'angle de calage est compte tenu des deux premiers points très important.

L'application de l'expression du travail d'Euler conduit alors à démontrer que le gain de pression par étage est relativement faible. Le nombre d'aubages est faible (4 ou 5) de manière à limiter l'effet de blocage de l'écoulement en entrée, compte tenu d'un angle de calage fort.

Les diamètres du moyeu et du carter sont importants avec une faible hauteur d'aubages ce qui conduit à obtenir des canaux étroits. Les pertes par frottement sur les parois sont donc relativement importantes, ce qui conduit à obtenir des rendements plus faibles que les pompes classiques. En contre partie, cette disposition peut permettre une bonne homogénéisation du mélange liquide et du gaz contribuant à obtenir de bonnes efficacités diphasiques.

Dans son rapport interne IFPEN, J. Falcimaigne (1996) [14] présente une analyse comparative des performances de cellules de compression. Cette étude comparative montre une influence des paramètres géométriques de la pompe sur les performances en écoulements polyphasiques.

Dans cette étude, l'efficacité diphasique a été calculée en moyennant le gain de pression réalisé par tous les étages en fonction du GLR (Gas Liquid Ratio) pour différentes pressions mesurées à l'aspiration de la pompe. On constate que plus la pression d'aspiration est élevée, plus le minimum de l'efficacité diphasique est élevé, ce qui traduit de meilleures performances. Ceci est lié au fait que la granulométrie des bulles de gaz diminue lorsque la pression augmente.

J. Falcimaigne montre ainsi que la pression mesurée à l'entrée de la pompe a un effet du premier ordre sur les performances; il confirme également que l'efficacité diphasique est sensible à d'autres paramètres tels que:

- le rendement en monophasique;
- la vitesse spécifique N_s ;
- le rayon de courbure au pied d'aubage;
- l'angle de calage;
- la longueur des aubages.

Concernant le rendement en monophasique on constate que d'une pompe à une autre, si le rendement maximum est supérieur à 50%, l'efficacité diphasique commence à décroître. Cela confirme qu'il est difficile de concilier une bonne efficacité diphasique et un bon rendement.

Pour l'influence de la longueur des aubages caractérisée par la corde, on constate que l'efficacité diphasique croît avec la corde. La conclusion que l'on peut tirer de ce constat est que des aubages de longueur élevée favorisent le mélange des deux phases ce qui conduit donc à une meilleure efficacité diphasique.

2.2.2 Physique du phénomène de dégradation de performance

La présence de la force de Coriolis et de la force centrifuge produit une accumulation importante des bulles de gaz sur le côté en surpression des roues centrifuges. L'absence de ces forces ou leur faible importance dans le cas des pompes axiales est la raison principale pour laquelle les roues centrifuges fonctionnent moins bien que les roues axiales en écoulements diphasiques.

C'est pourquoi l'objectif de notre travail est de comprendre ce qui se passe au sein d'une pompe axiale, de mieux appréhender les phénomènes responsables de la dégradation des performances de ces pompes. Nos travaux s'inscrivent dans un objectif de développement de corrélations permettant de prédire les performances de ces pompes en écoulement diphasique. Une bonne connaissance des phénomènes physiques apportera ainsi du crédit aux corrélations.

Minemura et al. (1983)[25] ont appliqué à une pompe axiale la théorie qu'ils ont développée pour les pompes centrifuges et constatent que contrairement à ce qui se passe dans une pompe

centrifuge, les bulles de gaz (air) ont tendance à s'accumuler au voisinage du côté en dépression des aubages. Ils ont utilisé pour cela, un conduit capillaire pour insérer les bulles à l'aspiration de la pompe et ainsi prendre des photographies de la trajectoire. On peut observer une trajectoire typique sur la figure 26.

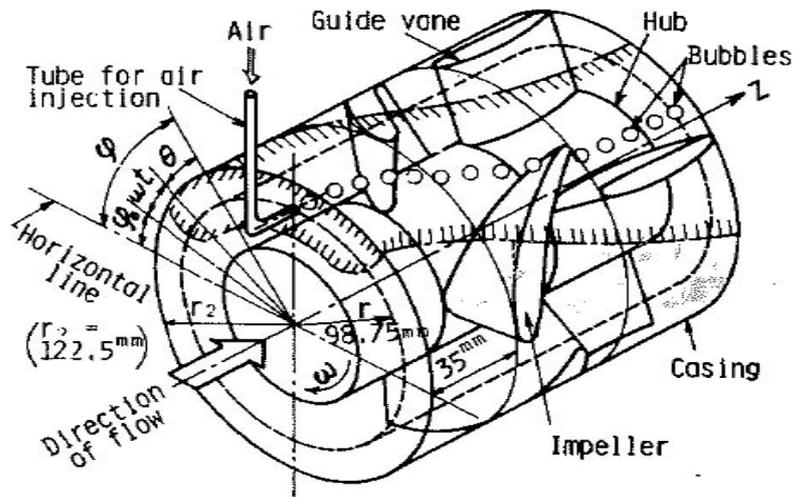


Figure 26: Schéma de la pompe utilisée par Minemura et al. 1983 [25]

Les auteurs ont d'abord déterminé les lignes de courant de la phase continue (de l'eau) sur une surface aube à aube et pour un coefficient de débit $\phi = 0.260$. Le coefficient de débit est défini comme étant le rapport de la vitesse débitante et de la vitesse d'entraînement des aubages. Les lignes de courant sont repérées par des traits pleins sur la figure 30 ci-dessous. Sur la même figure les lignes isobares ($\Delta H_i = \text{constante}$) sont repérées par les lignes en pointillés.

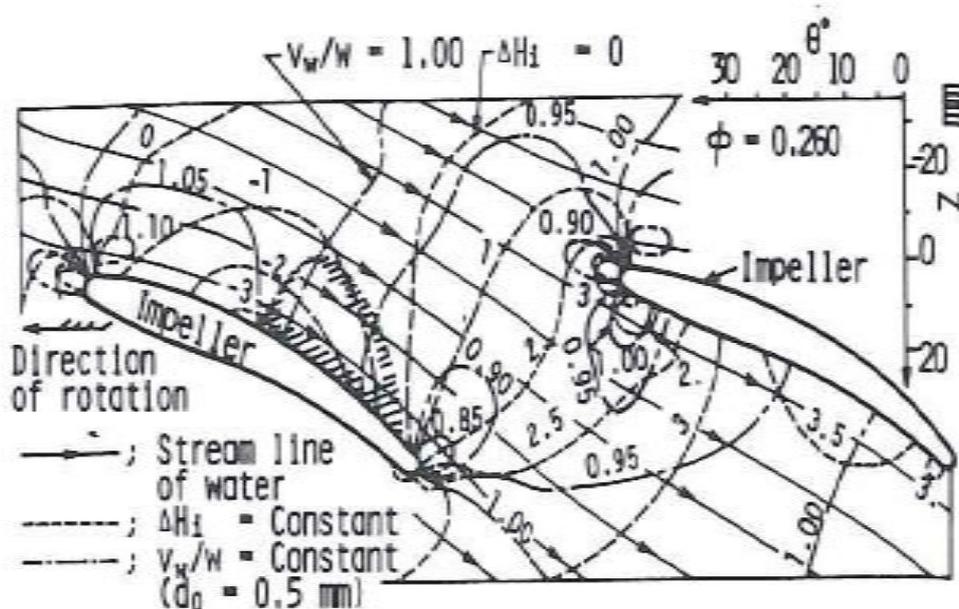


Figure 27: Ligne de courant et ligne isobare de l'eau sur une surface "aube à aube" (Minemura et al. 1983 [25])

La figure 27 montre clairement que les lignes de courant épousent quasiment la forme des aubages indiquant l'absence de décollement de l'écoulement. A l'entrée du canal et sur le côté en dépression, les lignes de courant se resserrent, ce qui traduit bien une accélération locale qui, par ailleurs s'associe à une légère dépression indiquée par les lignes isobares formant une "bulle" (dépression locale qui peut être le siège de cavitation si la pression en entrée est suffisamment faible). A la traversée du canal et en sortie, les lignes de courant sont de plus en plus espacées (décélération de l'écoulement) et de manière assez uniforme de sorte que les lignes isobares sont quasiment perpendiculaires aux lignes de courant.

Sur la figure 28 sont données les trajectoires des bulles de gaz. Sur cette figure, les lignes de courant de la phase continue sont représentées en ligne pointillées tandis que les trajectoires des bulles sont tracées en traits pleins.

Deux constats sont faits par les auteurs :

- près du côté en surpression des aubages, les trajectoires des bulles sont presque parallèles aux lignes de courant de l'eau. Par contre près du côté en dépression elles sont déviées vers l'aubage.
- les lignes pointillées tracées du côté en dépression vers le côté en surpression représentent l'emplacement des particules élémentaires à des instants espacés de 0,005 seconde. Elles peuvent être comparées aux emplacements des bulles d'air prises aux mêmes instants. On constate la présence d'un glissement entre les deux phases.

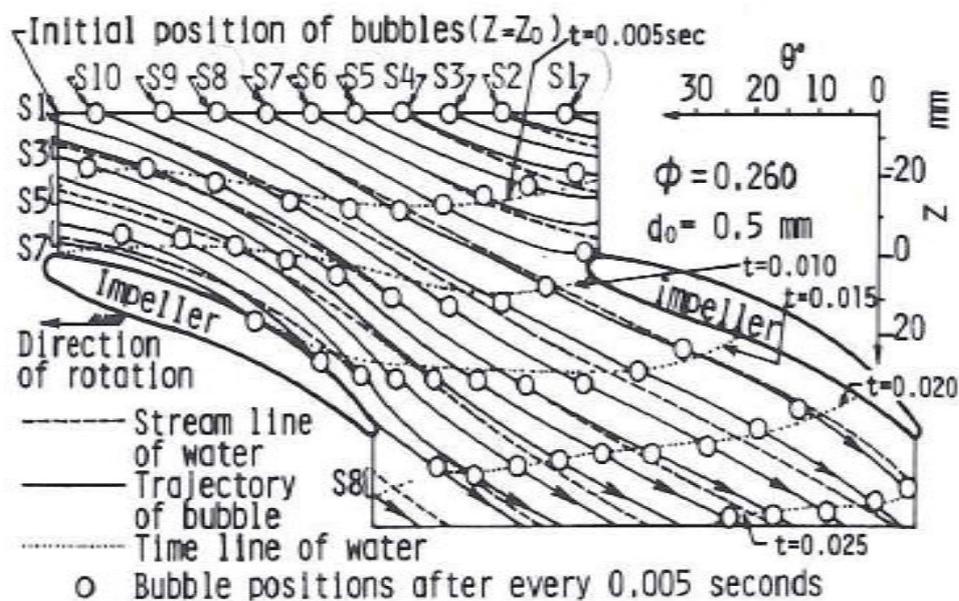


Figure 28: Comparaison de la trajectoire des bulles d'air avec les lignes de courant de l'eau (Minemura et al.1983 [25])

Comme pour le cas des pompes centrifuges, le mouvement d'une bulle est gouverné essentiellement par la force de traînée \vec{F}_d et par la force due au gradient de pression $\vec{F}_{\nabla p}$. Selon les auteurs, la force, $\vec{F}_{\nabla p}$ agit normalement aux lignes isobares de la figure 27. Ainsi près du côté en surpression des aubages, $\vec{F}_{\nabla p}$ est quasiment dans la direction de l'écoulement de la phase continue

alors que près du côté en dépression des aubages, $\overrightarrow{F_{vp}}$ fait presque un angle droit avec les lignes de courant.

Par conséquent, les bulles qui se déplacent dans la zone centrale et près des aubages en dépression (correspondant aux mouvements des bulles qui partent des positions S2 à S6 ou S3 à S7 voir figure 28) sont déviées vers le côté en dépression des aubages.

Cette tendance diffère un peu de celle observée pour le cas d'une pompe centrifuge, dans laquelle la pression ne change principalement que dans la direction radiale.

Effet de la granulométrie des bulles

Les auteurs ont également mis en évidence l'effet de la granulométrie des bulles et du débit de la phase continue sur la déviation de la trajectoire de bulles.

Ils constatent qu'une augmentation du diamètre des bulles noté d_0 sur la figure 29, conduit à accroître la déviation de la trajectoire des bulles vers le côté en dépression et la déviation est d'autant plus intense que les bulles sont localisées au voisinage du côté en dépression (zone de forts gradients de pression).

A contrario, la déviation diminue avec d_0 et la trajectoire d'une bulle de diamètre $d_0 = 0,1 \text{ mm}$ coïncide pratiquement avec une ligne de courant de la phase continue (voir figure 29).

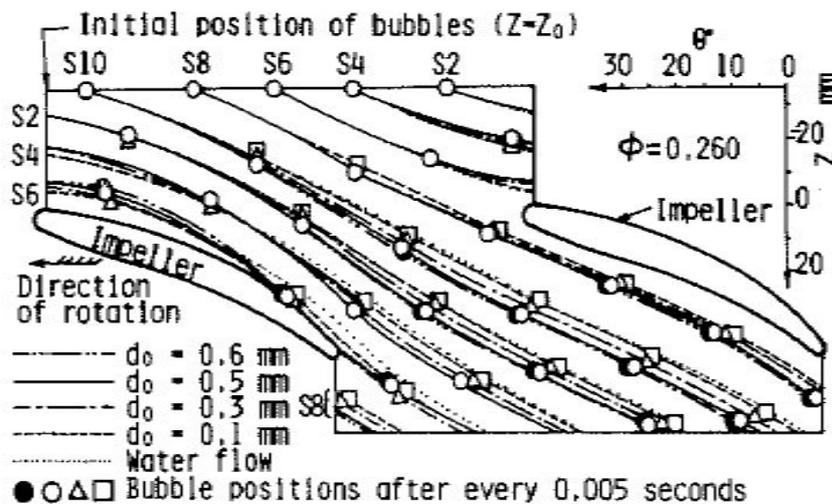


Figure 29 : Trajectoire de bulles avec différents diamètres initiaux (Minemura et al.1983 [25])

Effet de la vitesse de la phase continue

La figure 30 ci-dessous nous permet de constater que la déviation des bulles vers le côté en dépression des aubages dépend aussi de la vitesse de la phase continue. La figure 30 représente la trajectoire de bulles de 500 μm pour quatre valeurs différentes du coefficient de débit Φ . Le débit nominal Q_n correspond à $\Phi = 0.260$ de sorte que le débit varie de $0.77 Q_n$ à $1.115 Q_n$.

On remarque que lorsque le débit augmente, des bulles de diamètre identique sont davantage déviées vers le côté en dépression des aubages. Ce phénomène est sans doute à l'origine d'une

séparation de phase qui favorise la dégradation du gain de pression réalisé par la pompe, ou tout au moins à l'origine d'une hétérogénéité du mélange diphasique à la sortie de la roue mobile.

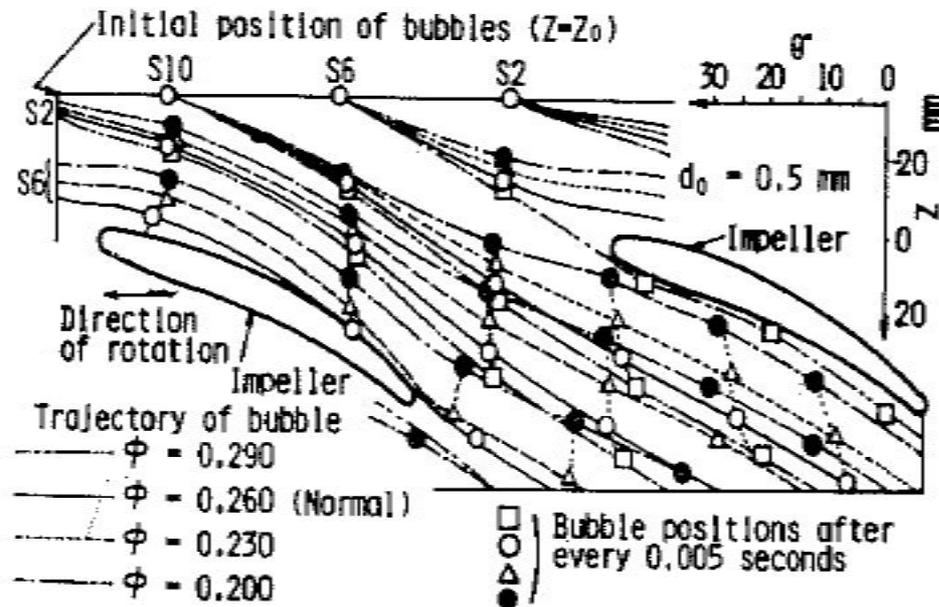


Figure 30.: Trajectoires des bulles à différents débits
(Minemura et al. 1983 [25])

Ce résultat peut s'expliquer par l'analyse des triangles des vitesses (voir annexe 1). En considérant un écoulement à l'entrée et la sortie d'une roue d'une pompe, l'équation d'Euler s'écrit :

$$H_{th} = \frac{1}{g} \cdot (U_2 \cdot V_{\theta 2} - U_1 \cdot V_{\theta 1}) \quad (2.28)$$

où U_1 et U_2 sont respectivement la vitesse d'entraînement au bord d'attaque et au bord de fuite des aubages. $V_{\theta 1}$ et $V_{\theta 2}$ sont respectivement les composantes de la vitesse absolue au bord d'attaque et au bord de fuite des aubages.

Dans une machine axiale les variations de rayon peuvent être négligées le long d'une ligne de courant et donc on a: $U_1 = U_2 = U$ et $V_{a1} = V_{a2} = V_a$.

où $V_a = \frac{Q}{S_2}$ est la vitesse débitante avec Q le débit volume et S_2 la section de sortie de la roue.

Ainsi, pour le cas d'une entrée sans pré rotation, la hauteur manométrique prend la forme:

$$H_{th} = \frac{UV_{\theta 2}}{g} \quad (2.29)$$

or d'après le triangle de vitesses on a: $V_{\theta 2} = U - V_a \operatorname{tg} \beta_2$ et donc $H_{th} = \frac{U^2}{g} - \frac{U \operatorname{tg} \beta_2}{g \cdot S} Q$.

En posant $a = \frac{U^2}{g}$ et $b = \frac{U \cdot \text{tg} \beta_2}{g \cdot S}$ On obtient finalement

$$H_{th} = a - bQ \quad (2.30)$$

La hauteur manométrique théorique varie linéairement avec le débit de façon décroissante.

Ainsi, en dehors du débit nominal on assiste à une accentuation de l'hétérogénéité du mélange ce qui produit une dégradation accrue du gain de pression par rapport au cas du débit nominal.

2.2.3 Analyse dans une projection aube à aube

Dans une machine axiale, les variations d'une ligne de courant dans la direction radiale sont négligeables, et donc la vitesse radiale peut être considérée comme étant négligeable devant les autres composantes. Une approche similaire au cas centrifuge permet de faire le bilan des efforts sur la surface aube à aube de la roue axiale.

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P = -W \frac{\partial W}{\partial s} \vec{u}_s + r \omega^2 \vec{u}_r - 2 \vec{\omega} \wedge \vec{W} + \frac{W^2}{R_c} \vec{u}_n \quad (2.31)$$

Ici la force de Coriolis est portée par le vecteur \vec{u}_r et n'intervient pas dans le bilan des forces sur une surface aube à aube car le vecteur passe par l'axe de rotation de la machine; de même que pour la force centrifuge due à la rotation.

On peut donc déduire de l'équation (2.31) qu'un gradient de pression s'établit pour compenser la force centrifuge due à la courbure des lignes de courant. Ce gradient est positif de l'intrados d'un aubage vers l'extrados.

Pour résumer, sur une surface aube à aube d'une machine axiale, seuls le gradient de pression de l'intrados (côté en surpression) vers l'extrados (côté en dépression), le gradient de pression de l'entrée vers la sortie de la roue interviennent finalement dans le bilan des forces, en plus de la force de traînée de la bulle.

Le résultat est que contrairement au cas centrifuge, ici les bulles de gaz vont vers le côté en dépression des aubages au débit nominal.

2.3 Synthèse

Cette étude bibliographique nous a permis de bien comprendre le phénomène physique responsable de la dégradation des performances dans les pompes polyphasiques. En effet, elle montre que la dégradation des performances est liée à une accumulation de la phase dispersée dans une zone bien précise des canaux des rotors. Cette accumulation est elle-même justifiée par le recensement et l'écriture du bilan des forces agissant sur une bulle de gaz dans l'écoulement à la traversée d'un rotor. Ces forces sont :

- force de traînée $\overrightarrow{F_d}$;
- force liée à la courbure des lignes de courant de la phase continue (gradient de pression transversal) ;
- force due au gradient de pression longitudinal;
- force centrifuge ;
- force de Coriolis.

Il est alors admis que la résultante de ces forces produit une accumulation de bulles de gaz sur le côté en surpression des aubages dans le cas d'une roue centrifuge et sur le côté en dépression des aubages dans le cas d'une roue axiale. Il a été aussi démontré que les paramètres tels que : le diamètre des bulles, la pression d'aspiration, la fraction volumique de gaz et le débit total interviennent sur la dégradation de performance des pompes polyphasiques.

Cependant, tous les travaux cités dans cette revue bibliographique visent généralement à vérifier le comportement des bulles dans les canaux entre les aubes. Aucun d'entre eux ne donne une évaluation de la dégradation des performances de la pompe. Ainsi, au moyen de l'efficacité diphasique que nous avons définie au paragraphe 1.3, nous allons tenter de caractériser les modifications des performances des pompes polyphasiques. Nous sommes partis du principe que l'efficacité diphasique traduisait à la fois une hétérogénéité du mélange liquide/gaz et une modification de l'écoulement au voisinage du bord de fuite des étages de la pompe sous l'effet de glissement entre la phase continue et la phase dispersée.

L'objectif de nos travaux est donc d'apporter une contribution à la quantification de ces effets et en particulier ceux qui proviennent des modifications angulaires des écoulements au bord de fuite des aubages des roues de pompes. Cependant, l'écoulement réel dans une turbomachine étant extrêmement complexe, nous avons simplifié le problème en faisant le choix de l'étude d'un écoulement bidimensionnel dans une grille d'aubes accélératrice. Ce dispositif nous permet de nous affranchir des problèmes de mesures liés aux canaux en rotation, tout en reproduisant les gradients de pression liés à la courbure des lignes de courant associée à la forme des aubages et de la force de traînée sur les bulles.

La description de ce dispositif, de l'installation expérimentale et des techniques de mesure utilisées sont l'objet du chapitre suivant.