Module: Ecoulements diphasiques gaz-liquide

M1 Master Energétique

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Programme

Chapitre I	Introduction générale et rappels de MDF et Thermodynamique (s)
Chapitre II	Définitions de base et terminologie en écoulement diphasique gaz-liquide (s)
Chapitre III	Modèle unidimensionnel de perte de pression en écoulement diphasique (3s)
Chapitre IV	Modèles de calcul de pertes de pressions diphasique dans les singularités (s)
Chapitre V	Configurations et cartes d'écoulements diphasiques (2s)
Chapitre VI	Modèles de transitions pour les configurations d'écoulements (s)
Chapitre VII	Ecoulement diphasique critique (s)
Chapitre VIII	Instrumentation en écoulement diphasique (s)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Bibliographie

1. P.B. Whalley : Boiling condensation and gas-liquid flow. Calderon Press. Oxford, 1987
2. M. Ishii: Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow. Eyrolles, 1975
3. G. B. Wallis: One dimensional two-phase flow. Mc Graw Hill Book Compaby, 1969
4. D. Chisholm: Two-phase flow in pipelines and heat exchangers. Georges Godwin, London and New York, 1983
5. J.M. Delhaye, M. Giot, M.L. Riethmuller. Thermo hydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering, 1981
6. B.J. Azzopardi. Gas liquid flows. Series in thermal and fluid physics and engineering, Begell House, INC, 2006.
7. O. Bratland. Pipe flow 2. Multiphase flow assurance, 2010
8. M. Massoud. Engineering Thermofluids Thermodynamics, Fluid Mechanics, and Heat Transfer, Springer 2005.
9. J.P. Brill, H. Mukherjee. Multiphase flow in wells, SPE, 1999

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

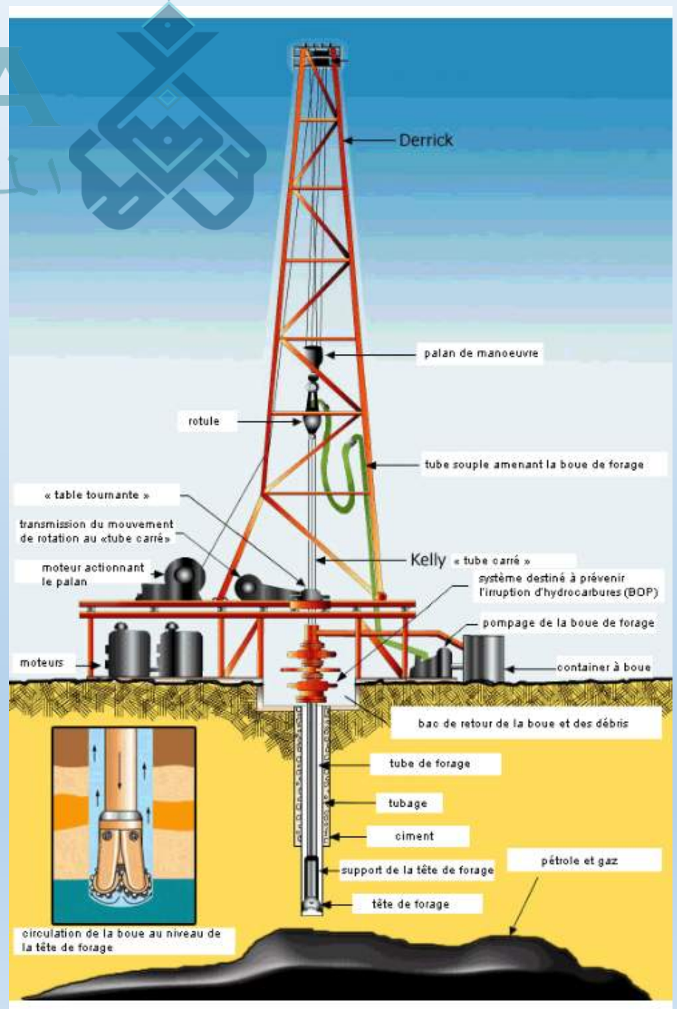
Chapitre I Introduction générale

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Domaines d’application

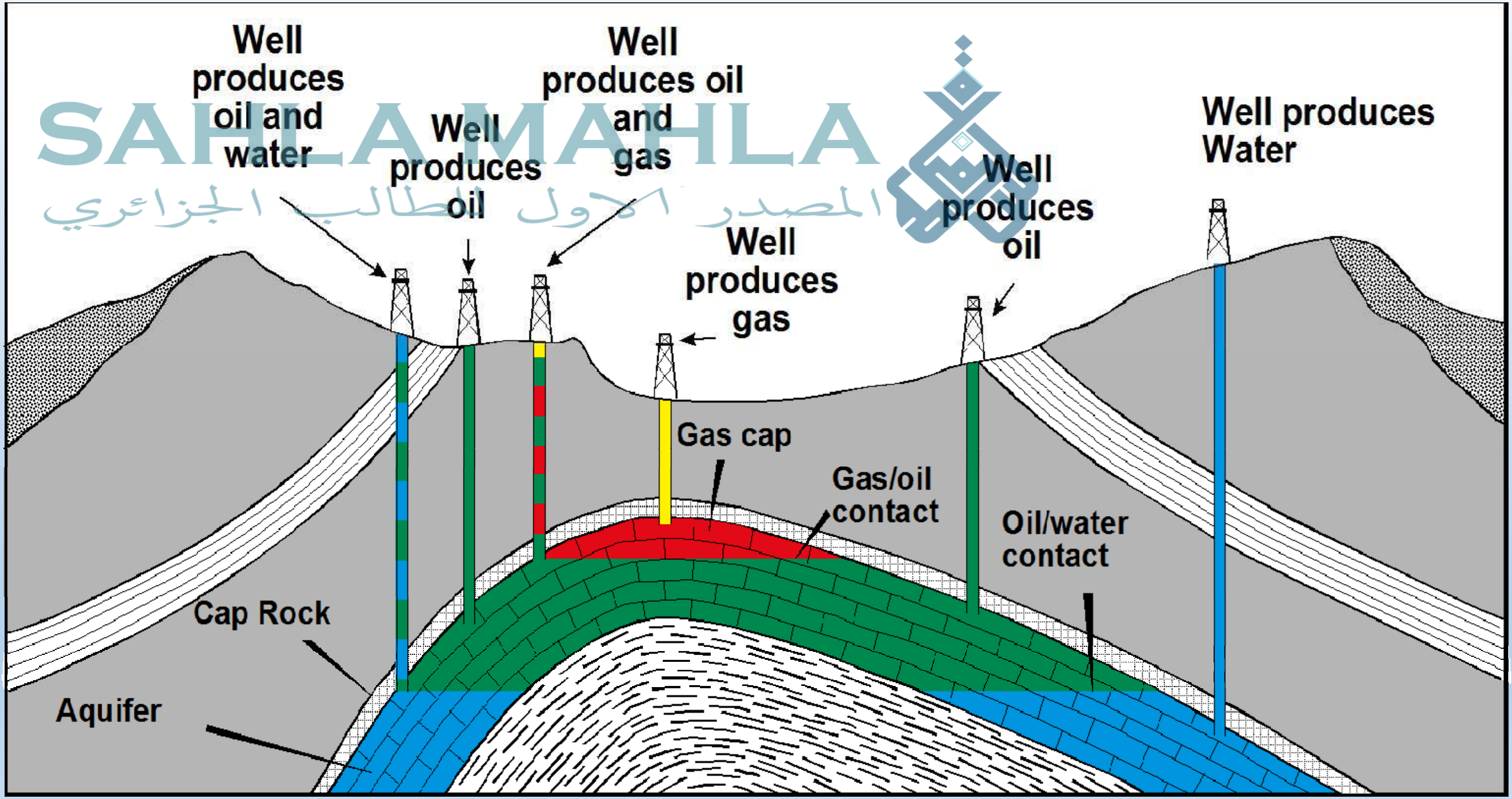
Echangeur de chaleur

Production d’hydrocarbures



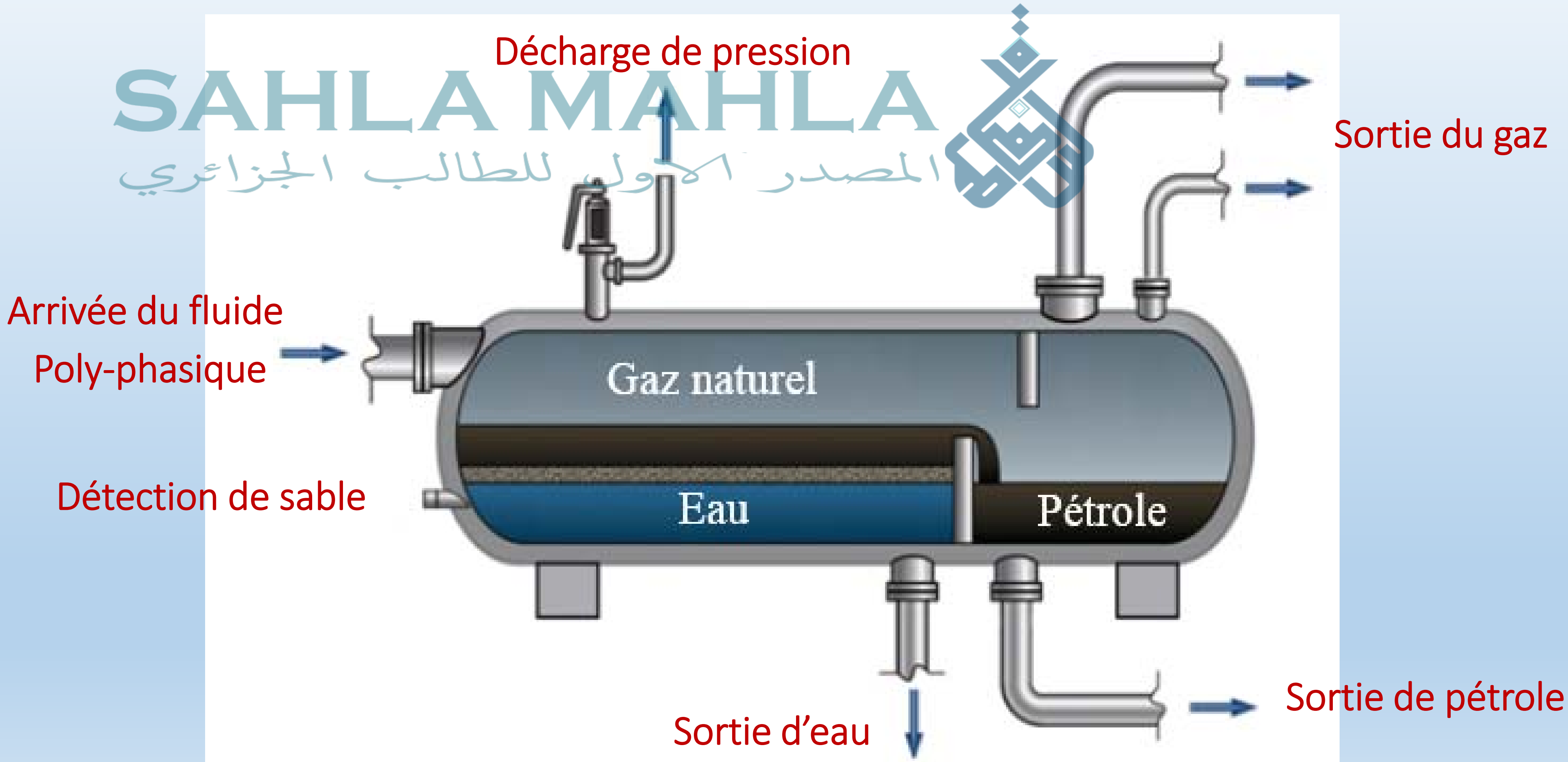
Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Ce que produisent les puits



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Méthode traditionnelle de mesure de débit polyphasique



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Rappels de Mécanique des fluides et thermodynamique

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Masse volumique, ρ

$$\rho = \frac{M}{V} \qquad \left[\frac{kg}{m^3}\right]$$

Masses volumiques de fluides usuels

Fluide	Masse volumique (kg/m^3)
Eau (à température ambiante)	1000
Eau de mer	1020—1030
Mercure	13600
Air (à 20 °C et à pression atmosphérique)	1,2
Vapeur d'eau (à 100 °C et à pression atmosphérique)	0,6
Ethanol (alcool éthylique)	789
Huile végétale	910—940
Huile minérale (lubrifiants)	880—940
Essence	700—750
Kérosène	780—820
Pétrole	870

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Constante des gaz parfaits *R*

$$PV = nRT \qquad \frac{P}{\rho} = rT$$

n nombre de mole, n=1

$$V = 22,4.10^{-3}\ m^3,\ P = 1,1325.10^5\ N/m^2,\ T = 273,15\ K$$

$$R = 8,31\ J/mole.K = 8,31\ kJ/kmole.K$$

Si on considère 1 kg de fluide la valeurs de *r* sera: *r=R/M*, *R* la constante des gaz parfait et *M* la masse molaire du gaz considéré

Exemple l'air: M = 28.96 *kg/kmole*,

$$r = \frac{8,31.10^3\ J/kmole.K}{28.96\ kg/kmole} = 287\ J/kg.K$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Débits

Débit massique

$$Q_m = \dot{M} = \frac{M}{t}\left[\frac{kg}{s}\right]$$

Débit volumique

$$Q_V = \dot{V} = \frac{V}{t}\left[\frac{m^3}{s}\right]$$

Relation entre débit massique et débit volumique

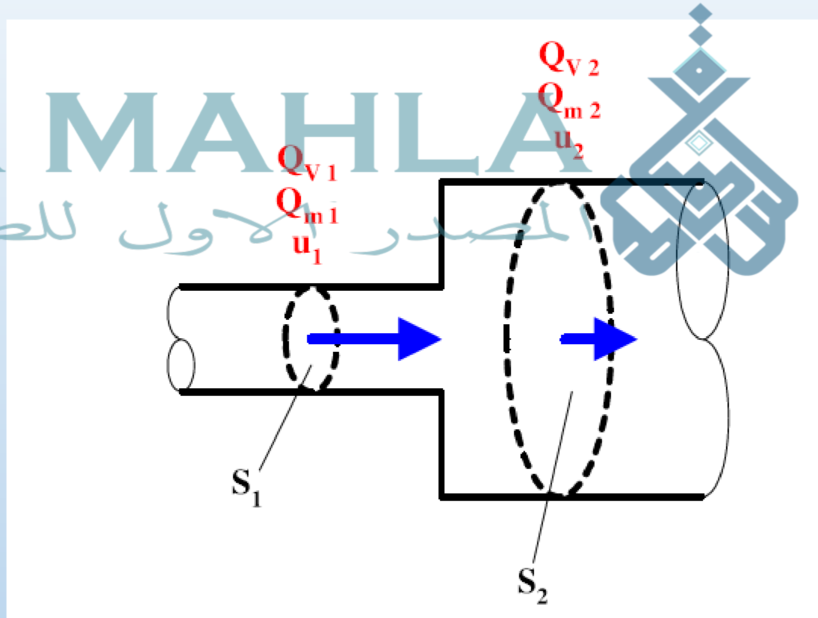
$$Q_m = \rho Q_V \qquad Q_V = Q_m / \rho$$

Relation entre débit et vitesse d'écoulement

$$Q_V = u_{moy}.S \ , \ Q_m = \rho.u_{moy}.S$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Bilan de matière sur une conduite

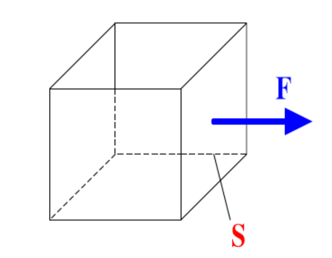


$$m_1 = m_2 \;\Rightarrow\; Q_{m1} = \frac{m_1}{t} = \frac{m_2}{t} = Q_{m2}$$

$$\rho_1 Q_{V1} = \rho Q_{V2} = \rho_1 u_1 S_1 = \rho_2 u_2 S_2 \;\Rightarrow\; u_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{S_1}{S_2} u_1$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Pression



$$P = F / S \quad \left[\frac{N}{m^2}\right]$$

Conversion

$$1Pa = 1N/m^2 = 1J/m^3$$
$$1bar = 10^5\,Pa$$
$$1atm = 101325\,Pa$$
$$1atm = 760\,mmHg$$ Hg (mercure)
$$1mmHg = 133{,}32\,Pa$$
$$1cmCE = 98{,}06\,Pa$$ CE (colonne d'eau)
$$1Psi = 6894{,}7\,Pa$$ Psi (Pound square inch)

Psig (pound square inch gauge) ; Psia (pound square inch absolute)

- Quand la pression du fluide est supérieure à la pression atmosphérique on dit que le fluide est sous pression
- Si c'est le contraire, le fluide est sous vide. Une pression nulle (P = 0 Pa) est le vide parfait.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Pression, relative, absolue

$$P_{relative} = P_{absolue} - P_{atm}$$

Equation de l'hydrostatique

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g$$

$$\int_{p}^{p_{atm}} dp = -\int_{Z_0}^{Z} \rho g dz$$

$$P = P_{atm} + \rho g \left(Z - Z_0 \right)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Calcul des pertes de charges (de pression)

La perte de pression par frottement, ΔP_f

La perte de charge par frottement, J

$$\Delta P_f = \rho g J$$

Origine des frottements

La viscosité dynamique, son unité est le Poiseuille $[Pl]$ $1Pl = 1Pa.s$

La poise Po $1Po = 0.1Pa.s = 0.1Pl$

$1cPo = 10^{-3}Pa.s = 10^{-3}Pl$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

La viscosité cinématique, son unité est le Stokes

$$1St = 10^{-4} m^2 / s$$
$$1cSt = 10^{-6} m^2 / s$$

Viscosité à température ordinaire

Produit	Visocsité (cPo)
Bitume	10^{11}
Polymère fondu	10^6
Miel liquide	10^4
Glycérol	10^3
Eau	1
Air	10^{-2}

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Nombre de Reynolds $\mathrm{Re} = \dfrac{\rho u D}{\mu}$

Laminaire ; $\mathrm{Re} \prec 2100$

Transitoire; $2100 \prec \mathrm{Re} \prec 3000$

Turbulent; $\mathrm{Re} \succ 3000$

Pertes de charges (pression) linéaires

Perte de charge linéaire

$$J = \frac{\Delta P}{\rho g} = \frac{\lambda u^2 L}{2 g D}$$

Perte de pression linéaire

$$\Delta P = \frac{\lambda L \rho u^2}{2D}$$

$$\lambda = f\left(\mathrm{Re}, \frac{k}{D}, \text{ régime d'écoulement}\right)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Blasius pour conduites lisses

Régime laminaire : $\lambda = 64/\mathrm{Re}$

Régime turbulent : $\lambda = 0.318\,\mathrm{Re}^{-0.25}$

Loi de Churchill

$$\lambda = 8\left[\left(\frac{8}{\mathrm{Re}}\right)^{12} + \frac{1}{\left(A+B\right)^{3/2}}\right]^{1/12}$$

avec

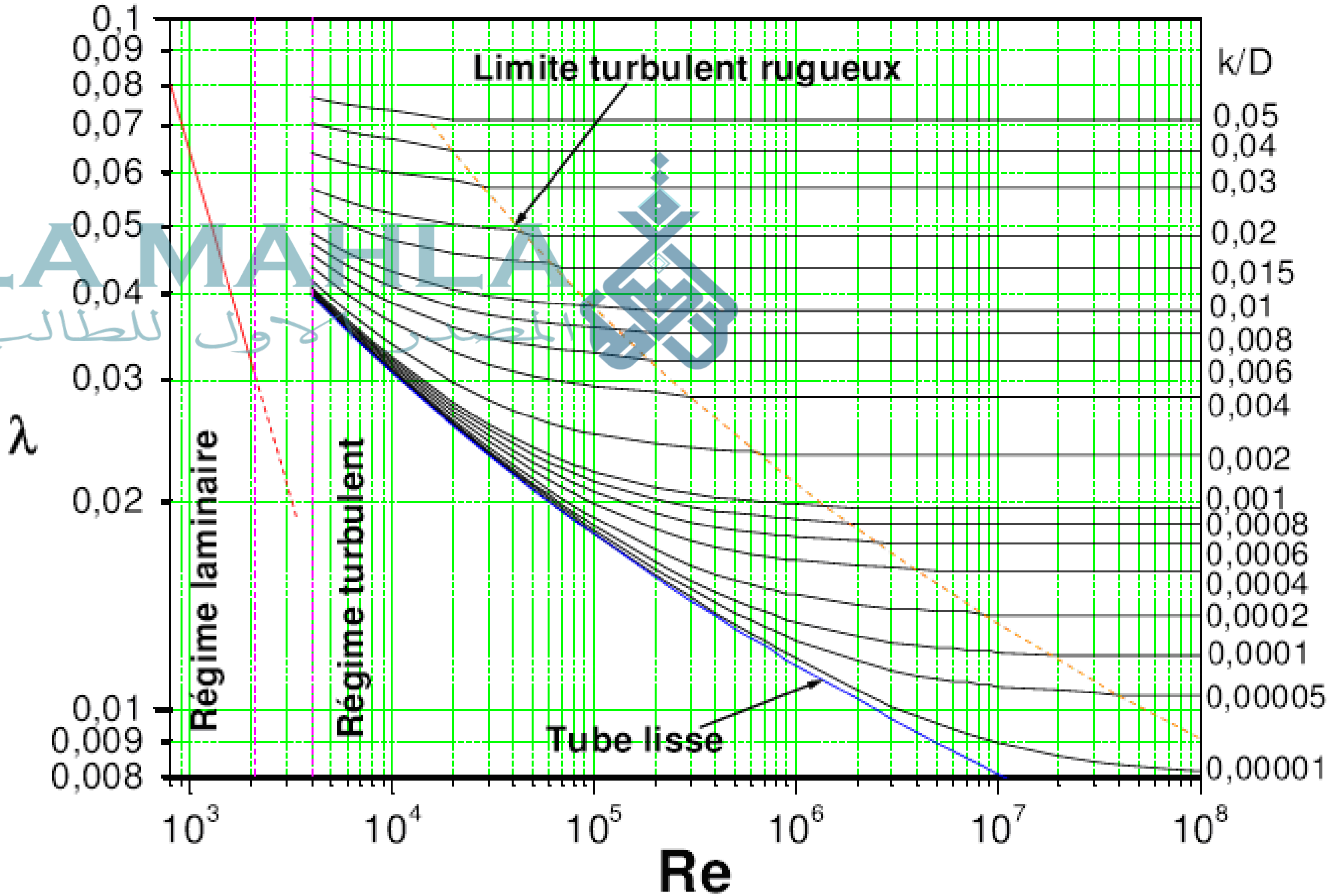
$$A = \left[2.457\ln\left\{\frac{1}{\left(7/\mathrm{Re}\right)^{0.9} + 0.27\varepsilon/D}\right\}\right]^{16}$$

et

$$B = \left[\frac{37530}{\mathrm{Re}}\right]^{16}$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Diagramme de Moody



Perte de pression singulière

$$\Delta P_{sing} = \zeta \frac{\rho u^2}{2}$$

Notion de longueur équivalente, L_{eq} / D

$$\Delta P_{sing} = \zeta \frac{\rho u^2}{2} = \lambda \frac{L_{eq}}{D} \frac{\rho u^2}{2}$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

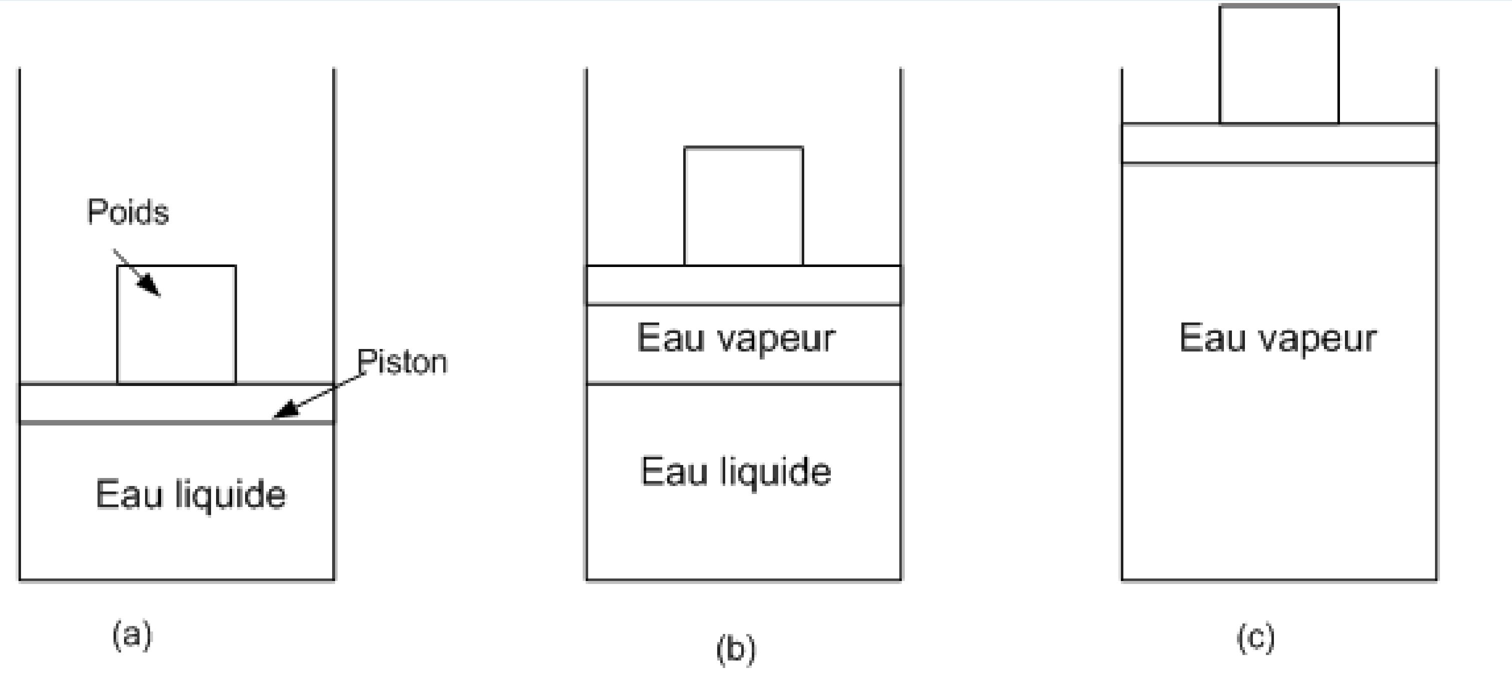
Thermodynamique

Substance pure

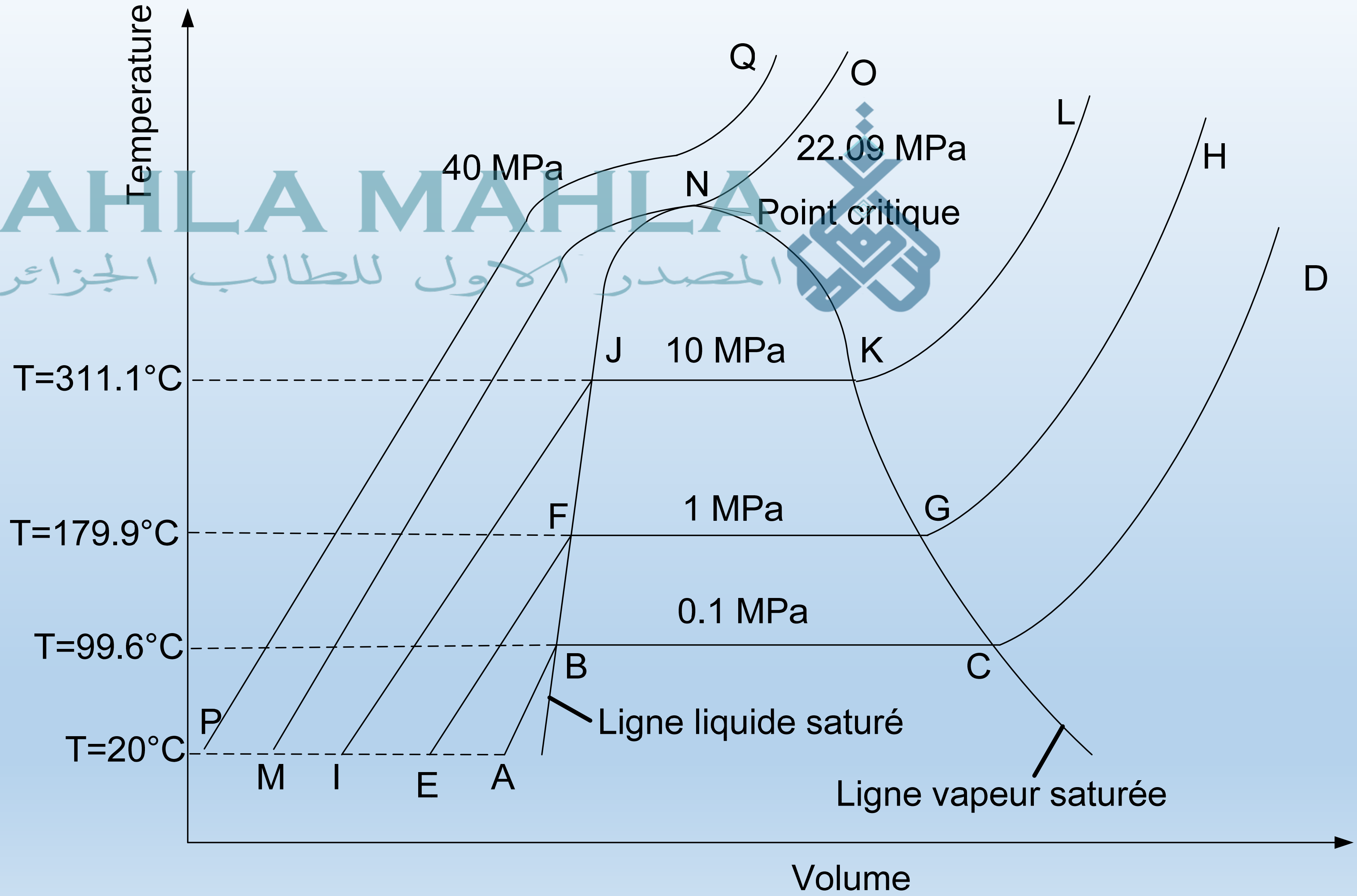
Substance qui a une composition chimique stable et homogène. Elle peut se trouver sous différentes phases mais sa composition chimique est la même dans chaque phase. Exemple (Eau (Eau liquide, eau liquide+vapeur d'eau, glace+eau) sont pures. Les variations de volume comme celles associées à la détente d'un gaz sont les plus importantes.

Equilibre des phases vapeur-liquide

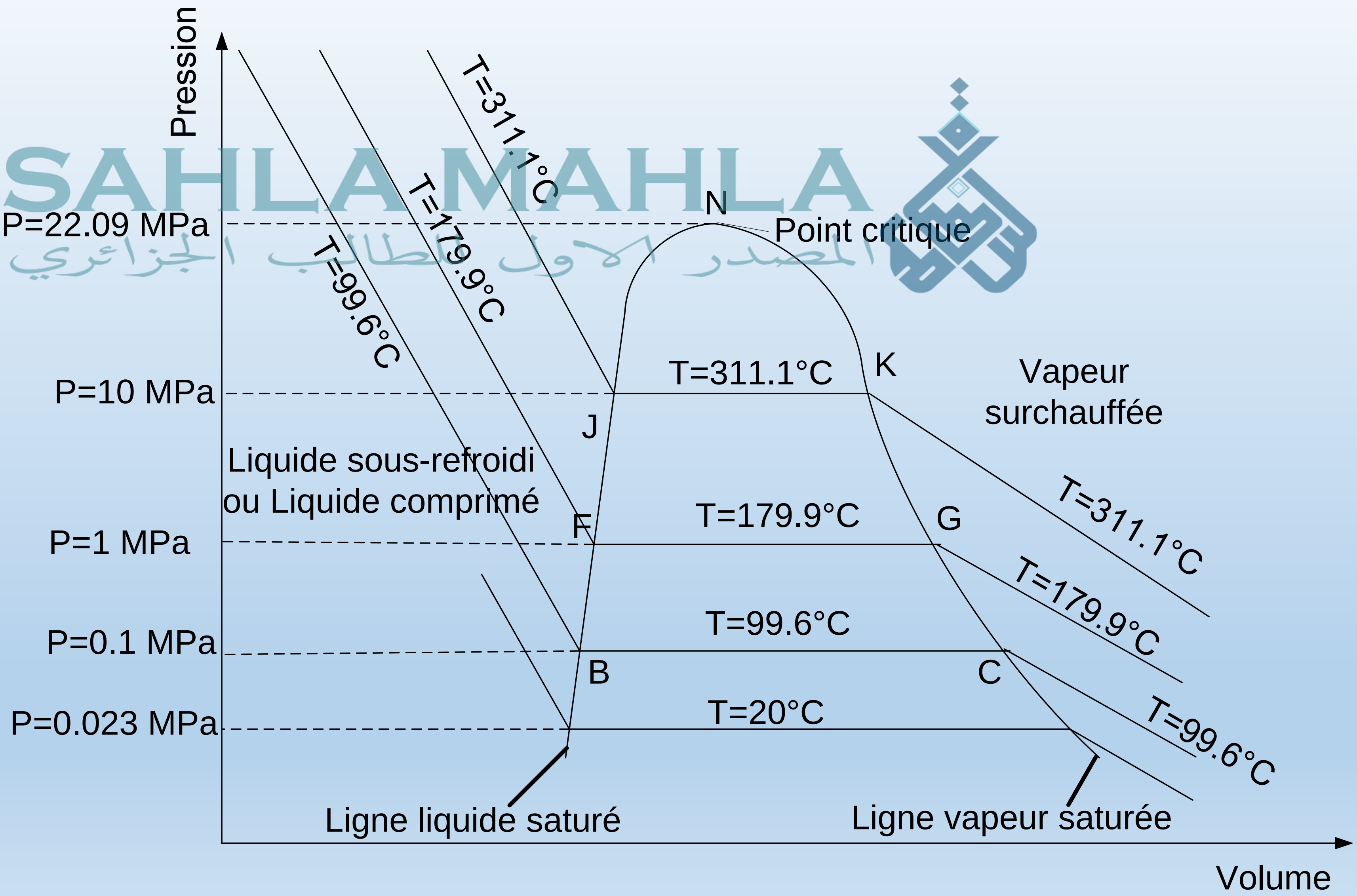
Température initiale: 20°C
Pression initiale: 0.1 MPa



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Titre thermodynamique $x = \frac{M_{vapeur}}{M_{vapeur} + M_{liquide}}$

$$v = xv_g + (1 - x)v_f$$

$$v_f + v_{fg} = v_g$$

$$v = v_f + xv_{fg}$$

$$v = v_g - (1 - x)v_{fg}$$

v: volume spécifique en (m3/kg), *f* : liquide, *g*: *gaz*

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Titre massique $$x = \frac{M_{vapeur}}{M_{vapeur} + M_{liquide}}$$

$$v = xv_g + (1-x)v_f$$

$$v_f + v_{fg} = v_g$$

$$v = v_f + xv_{fg}$$

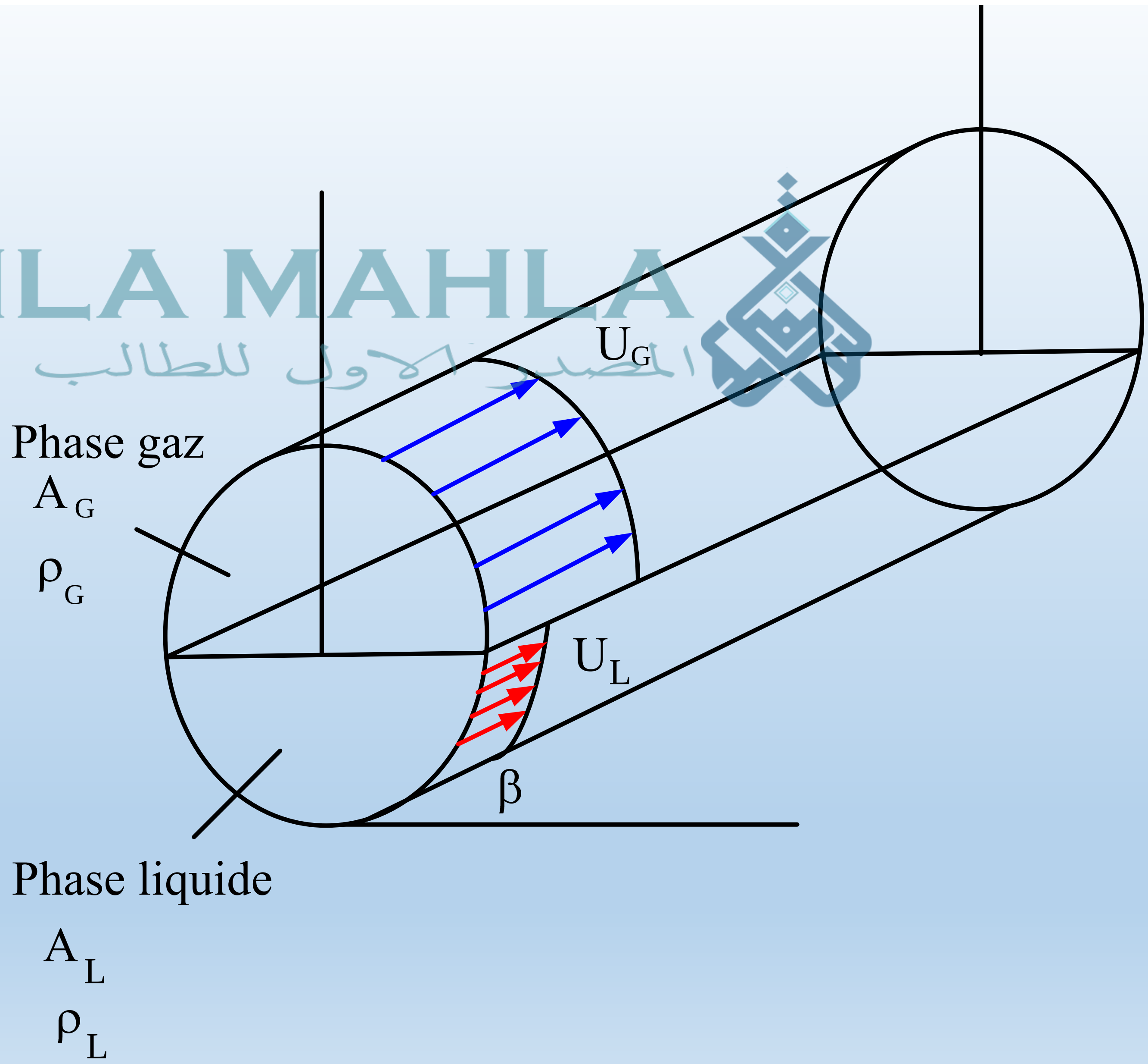
$$v = v_g - (1-x)v_{fg}$$

v: volume spécifique en (m3/kg), *f* : liquide, *g*: *gaz*

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Chapitre II Définitions de base et terminologie en écoulement diphasique gaz-liquide

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Indices: G: Gaz L: Liquide TP: Diphasique (two-phase) H: Homogène

Débit massique = Mass flowrate $\dot{M}[Kg/s]$

Débit massique diphasique total = total Mass flowrate $\dot{M} = G = \dot{M}_G + \dot{M}_L$ (1)

Vitesse massique = débit massique par section droite = mass velocity = mass flux = flux massique

$\dot{m} = G = \dot{M}/A = (\dot{M}_G + \dot{M}_L)/A = \dot{m}_G + \dot{m}_L$ (2) A est la section droite de la conduite

Titre massique = mass flow quality = dryness fraction

$\dot{x} = \dot{M}_G/(\dot{M}_G + \dot{M}_L) = \dot{m}_G/(\dot{m}_G + \dot{m}_L)$ (3)

Vitesse = velocity $u[m/s]$

$$u_L\text{: vitesse moyenne locale du liquide} = \text{liquid average velocity (local)}$$
$$u_G\text{: vitesse moyenne locale du gaz} = \text{gas average velocity (local)}$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Glissement = slip ratio $K = U_G/U_L$ (4)

Taux de vide = void fraction $\alpha = A_G/A_G + A_L$ (5)

Fraction liquid liquid holdup

$$\beta = 1 - \alpha = A_L/(A_L + A_G) \quad (6)$$

Equations de continuité =continuity equations

<u>Pour le gaz</u>: $\dot{M}_G = \rho_G u_G A_G$ (7)

(7) et (5) donnent $\dot{M}_G = \rho_G u_G \alpha A$ (8)

(8) et (3) donnent $\dot{m}_G = \dot{M}_G/A = \rho_G u_G \alpha = \dot{x}\dot{m}$ (9)

<u>Pour le liquide</u>: $\dot{M}_L = \rho_L u_L A_L$ (10)

(10) et (6) $\dot{M}_L = \rho_L u_L (1 - \alpha) A$ (11)

(11) et (3) $\dot{m}_L = \dot{M}_L/A = \rho_L u_L (1-\alpha) = (1 - \dot{x})\dot{m}$ (12)

Si on divise (9) par (12) et on prend (4) en considération on aura: $\alpha = 1/\left[1 + K \frac{\rho_G}{\rho_L}((1 - \dot{x})/\dot{x})\right]$ (13)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Vitesses superficielles = superficial velocities = flux volumétrique par unité de surface = volumetric flux

La vitesse superficielle est la vitesse de la phase si elle circule seule dans le tube

$u_{GS} = \dot{x}\dot{m}/\rho_G = \dot{m}_G/\rho_G$ (14) comparer avec (9)

$u_{LS} = (1-\dot{x})\dot{m}/\rho_L = m_L/\rho_L$ (15) comparer avec (12)

(14) et (9) donnent $u_G = u_{GS}/\alpha$ (16)

(15) et (12) donnent $u_L = u_{LS}/(1-\alpha)$ (17)

Masse volumique du mélange diphasique = two-phase flow density

$$\rho_{TP} = \alpha\rho_G + (1-\alpha)\rho_L \qquad (18)$$

Ecoulement diphasique homogène= homogeneous two-phase flow

Dans le cas ou les vitesses locales du gaz et du liquide sont égales $u_G = u_L$ (K=1), l'écoulement est dit homogène

L'équation (13)devient: $\alpha_H = 1/\left[1 + \frac{\rho_G(1-\dot{x})}{\rho_L\dot{x}}\right]$ (19)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Substituant (19) dans (18), **la masse volumique diphasique homogène** deviendra:

$$1/\rho_{TPH} = \dot{x}/\rho_G + (1 - \dot{x})/\rho_L \qquad (20$$

Quantité de mouvement = Momentum

$$\dot{M}u \quad [Kgm/s/s]$$

En écoulement homogène le titre thermodynamique est égale au titre massique

$$x = \dot{x}$$

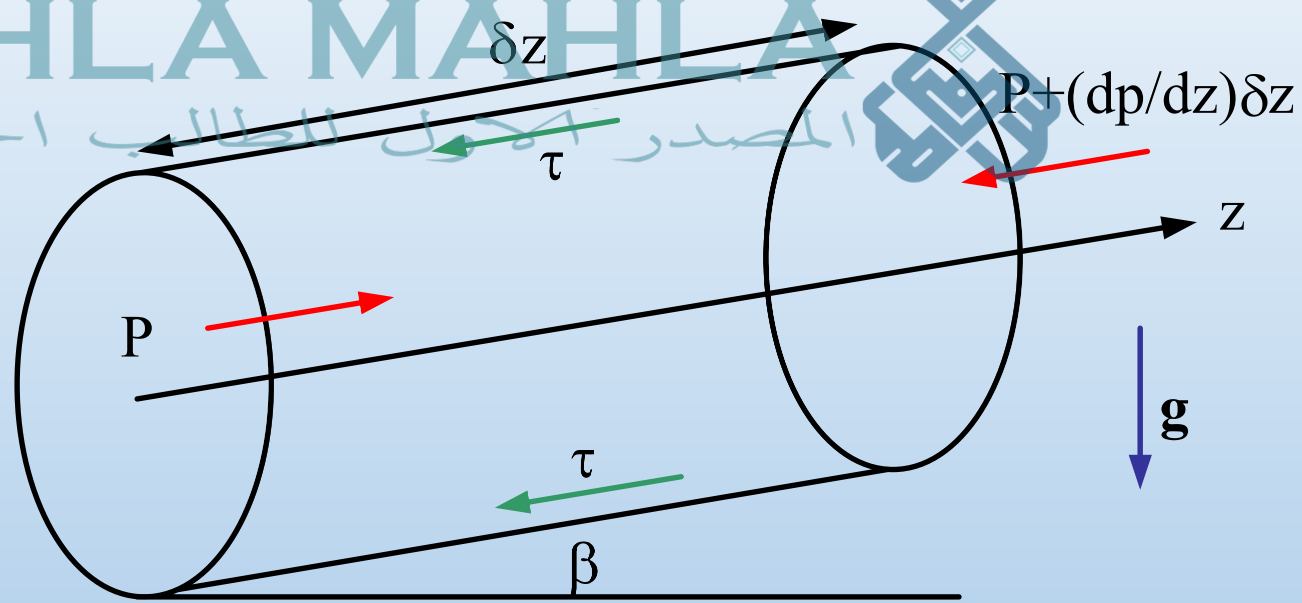
Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Chapitre III Modèle unidimensionnel de perte de pression en écoulement diphasique

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

III.1 Equation de conservation de quantité de mouvement (Momentum equation)

Pour l'élément de conduit illustré par la figure on a:



Résultante des forces appliquées sur cet élément dans le sens de l'écoulement **=** **Taux d'augmentation de la quantité de mouvement sur cet élément dans le sens de l'écoulement** **(0)**

Les forces appliquées sont les effets de pression statique, de cisaillement pariétal et de gravité

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Dans sa forme intégrale, la résultante des forces dans la direction de l'écoulement est:

$$Résultante = \int_{S(surface)} PdS - \int_{S(surface)} \left(P + \frac{dP}{dz}\right) \delta z dS - \int_{S(surface)} \rho g sin\beta \delta z dS - \int_{per(perimetre)} \tau \delta z dp \quad (1)$$

pression

Contrainte de cisaillement pariétal

Pour le calcul de ces intégrales on prendra les hypothèses suivantes:

1- la pression statique constante sur une section droite
2- la masse volumique est ρ_G sur la fraction ε_G de la section et ρ_L sur le reste
3- la contrainte pariétale peut être représentée par $\bar{\tau}$

La force résultante unidimensionnelle est alors:

$$Résultante = -(dP/dz)\delta z S - [\varepsilon_G \rho_G + (1-\varepsilon_G)\rho_L] g sin\beta \delta z S - \bar{\tau} \delta z per \quad (2)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Le taux d'augmentation de la quantité de mouvement sur l'élément dans le sens de l'écoulement est la différence du taux de transport des quantités de mouvement sortantes et entrantes

Le taux de transport de quantité de mouvement, γ à travers une section droite est donné par:

$$\gamma = \int_S u^2 \rho dS \qquad (3)$$

Le taux d'augmentation de la quantité de mouvement à travers l'élément de volume est donc:

$$[\gamma_i + (d\gamma/dz)\delta z] - \gamma_i = \left((d/dz) \int_S u^2 \rho dS \right) \delta z \qquad (4)$$

En utilisant les hypothèses, l'équation (4) devient:

$$(d\gamma/dz)\delta z = (d/dz) \left[[\bar{u}_G^2 \rho_G \varepsilon_G + \bar{u}_L^2 \rho_L (1 - \varepsilon_G)] s \right] \delta z$$

$$= (d/dz)[\dot{m}^2((x_G^2/\varepsilon_G \rho_G) + ((1 - x_G)^2/(1 - \varepsilon_G)\rho_L))S]\delta z \qquad (5)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Si on remplace (2) et (5) dans (0) et divisons par $S\delta$ on aura:

$$dP/dz = (\overline{\tau}Per/S) + [\varepsilon_G\rho_G + (1-\varepsilon_G)\rho_L]gsin\beta + (d/dz)\left[\dot{m}^2\left((x_G^2/\varepsilon_G\rho_G) + ((1-x_G)^2/(1-x_G)\rho_L)\right)\right] \quad (6)$$

L'équation (6) est la somme de trois composantes

Où

$$-dP/dz = -(dP/dz)_{frott} - (dP/dz)_{gravit} - (dP/dz)_{accé} \quad (7)$$

$$-(dP/dz)_{frott} = \bar{\tau}Per/S \quad (8)$$

$$-(dP/dz)_{gravit} = [\varepsilon_G\rho_G + (1-\varepsilon_G)\rho_L]gsin\beta \quad (9)$$

$$-(dP/dz)_{accé} = (d/dz)\left[\dot{m}^2\left((x_G^2/\varepsilon_G\rho_G) + ((1-x_G)^2/(1-\varepsilon_G)\rho_L\right)\right] \quad (10)$$

Les corrélations de calcul des pertes de pressions diphasiques consiste donc en la détermination de chacun des trois termes. (8), (9) et (10)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

III.2. Composante de frottement (friction component)

En monophasique la contrainte de frottement pariétal, $\bar{\tau}$ est: $\bar{\tau} = f\rho\bar{u}^2/2$ et l'équation (8) en monophasique est:

$$-(dP/dz)_{frott\,(sp)} = \frac{\bar{\tau}Peri}{S}$$

$$-(dP/dz)_{frott(sp)} = (4/D_t)\left(f_{sp}\rho_{sp}\bar{u}^2/2\right) = \left(4f_{sp}\dot{m}_{sp}^2\right)/\left(D_t 2\rho_{sp}\right) \quad (11)$$

Une équation similaire peut être écrite pour l'écoulement diphasique (indice: TP)

$$-(dP/dz)_{frott(TP)} = (4/D_t)(f_{TP}\rho_{TP}\bar{u}^2/2) = (4f_{TP}\dot{m}_{TP}^2)/(D_t 2\rho_{TP}) \quad (12)$$

L'équation (12) peut être écrite aussi comme le produit du gradient de pression monophasique de frottement (simple phase) et un facteur multiplicateur, écrit généralement, Φ^2, appelé, Multiplicateur diphasique Two-phase flow multiplier.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

$$-(dP/dz)_{frott} = (4/D_t)(f_{TP}\rho_{TP}\bar{u}^2/2) = (4f_{TP}\dot{m}_{TP}^2)/(D_t 2\rho_{TP}) = [(4f_{SP}\dot{m}_{SP}^2)/(D_t 2\rho_{SP})]\,\Phi^2 \qquad (13)$$

avec

$$\Phi^2 = [f_{TP}\dot{m}_{TP}^2\rho_{SP}]/[f_{SP}\dot{m}_{SP}^2\rho_{TP}] \qquad (14)$$

Les corrélations de perte de pression diphasique par frottement ont été développées en utilisant ce concept de Multiplicateur diphasique.

Il y a quatre possibilités pour le gradient de pression monophasique (simple phase)
Le tableau suivant donne ces quatre possibilités

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Appellation	Flux massique	Masse volumique	Nombre de Reynolds, Coefficient de frottement	Ecriture
Tout le mélange s'écoule comme liquide	$\dot{m} = \dot{m}_G + \dot{m}_L$	ρ_L	$Re_{LO} = \dot{m}D_t/\mu_L$ f_{LO}	$\Phi_{LO}^2 = [(dP/dz)_{TP}]/[(dP/dz)_{LO}]$
Fraction liquide seule	$\dot{m} = \dot{m}_L$	ρ_L	$Re_L = \dot{m}_L D_t/\mu_L$ f_L	$\Phi_L^2 = [(dP/dz)_{TP}]/[(dP/dz)_L]$
Fraction gaz seule	$\dot{m} = \dot{m}_G$	ρ_G	$Re_G = \dot{m}_G D_t/\mu_G$ f_G	$\Phi_G^2 = [(dP/dz)_{TP}]/[(dP/dz)_G]$
Tout le mélange s'écoule comme gaz	$\dot{m} = \dot{m}_G + \dot{m}_L$	ρ_G	$Re_{GO} = \dot{m}D_t/\mu_G$ f_{GO}	$\Phi_{GO}^2 = [(dP/dz)_{TP}]/[(dP/dz)_{GO}]$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

$$-(dP/dz)_{LO} = 2f_{LO}\dot{m}^2/\rho_L D$$

$$-(dP/dz)_L = 2f_L(1-\dot{x})^2\ \dot{m}^2/\rho_L D$$

$$-(dP/dz)_{GO} = 2f_{GO}\dot{m}^2/\rho_G D$$

$$-(dP/dz)_G = 2f_G\ \dot{x}^2\ \dot{m}^2/\rho_G D$$

Si de plus on applique **Blasius** pour conduite lisse, on aura les équations suivantes pour les coefficients de frottement:

$f_{LO} = 16/Re_{LO}$ Laminaire

$f_{LO} = 0.079 Re_{LO}^{-0.25}$ Turbulent

$f_{GO} = 16/Re_{GO}$ Laminaire

$f_{GO} = 0.079 Re_{GO}^{-0.25}$ Turbulent

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Composante de l'accélération

L'intégrale de l'équation (10) de $z_1 et\ z_2$ donne l'équation suivante:

$$-\Delta P_{acc} = \left[\dot{m}^2\left((\dot{x}^2/\alpha'\rho_G) + ((1-\dot{x})^2/(1-\alpha')\rho_L)\right)\right]_{z_1}^{z_2} \qquad (15)$$

α' est le taux de vide réel, non pas celui moyenné dans la section droite

Cette équation représente la différence de flux de quantité de mouvement entrant et sortant du conduit.
Peu de travaux ont été menés pour prédire le flux de quantité de mouvement pour les vitesses d'écoulements modérées, car le terme d'accélération est petit, même quand l'évaporation ou la condensation ont lieu.
Dans l'ingenieurie, le but est de prédire la chute de pression maximale probable. On suit les recommandations suivantes:

a) Pour les écoulements **adiabatiques, ou évaporation,** le flux de quantité de mouvement augmente le gradient de pression, la perte de pression peut être calculée en supposant un modèle homogène:

$$-\Delta P_{acc} = [\dot{m}^2/\rho_{TPH}]_{z_1}^{z_2} = [\dot{m}^2(\dot{x}/\rho_G + (1-\dot{x})/\rho_L)]_{z_1}^{z_2} \qquad (16)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

b) Pour les écoulements où il y a condensation, la perte de pression peut être calculée en utilisant l'équation (15) et en prenant $\alpha' = \alpha$

Généralement, on suggère d'utiliser la formule de Morris (1984), qui prédit d'une façon acceptable cette perte de pression:

$$-\Delta P_{acc} = [\dot{m}^2/\bar{\rho}]_{z_1}^{z_2} \qquad (17)$$

$$1/\bar{\rho} = \big((\dot{x}/\rho_G) + ((U_R(1-\dot{x})/\rho_L)\big)[\dot{x} + ((1-\dot{x})/U_R)(1 + (U_R - 1)^2/((\rho_L/\rho_G)^{0.5} - 1)] \qquad (18)$$

$$U_R = \left[(1-\dot{x}) + \dot{x}\ (\rho_L/\rho_G)\right]^{0.5} \qquad (19)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Equation combinée

En remplaçant les équations trouvées dans la forme intégrale de l'équation (7) et en utilisant le principe que tout le Mélange s'écoule seul comme liquide pour l'expression de la perte de pression par frottement on trouve:

$$-\Delta P = \int_{z_1}^{z_2} \left[\frac{(4 f_{LO} \dot{m}^2 \Phi_{LO}^2)}{2D\rho_L} \right] dz + \int_{z_1}^{z_2} [\alpha\rho_G + (1-\alpha)\rho_L] g sin\beta dz + \dot{m}^2 \left[(\dot{x}^2/\alpha'\rho_G) + \left((1-\dot{x})^2\right)/(1-\alpha')\rho_L \right]_{z_1}^{z_2} \quad (20)$$

L'équation (20) est utilisée plus généralement pour le calcul de la perte de pression dans des conduites droite. en supposant que le tube a une section droite constante et donc un flux massique constant, $\dot{m}$

$$-\Delta P = \frac{(4 f_{LO} \dot{m}^2)}{2D\rho_L} \int_{z_1}^{z_2} \Phi_{LO}^2 dz + \int_{z_1}^{z_2} [\alpha\rho_G + (1-\alpha)\rho_L] g sin\beta dz + \dot{m}^2 \left[(\dot{x}^2/\alpha'\rho_G) + \left((1-\dot{x})^2\right)/(1-\alpha')\rho_L \right]_{z_1}^{z_2} \quad (21)$$

La perte par accélération est obtenue en utilisant α et non pas α'

Pour résoudre l'équation (21), il faut déterminer trois inconnues: Φ_{LO}^2, α , α'

En conclusion à partir de la conservation de quantité de mouvement on peut déterminer le gradient de pression qui est constitué de trois terme

→ Le terme par accélération déjà discuté

→ Pour le terme par gravitation, l'inconnue est le taux de vide, $\varepsilon_G, \varepsilon'_G$ ceci sera discuté

→ Pour le terme par frottement, l'inconnue est Φ^2 ceci sera discuté

Equations pour le calcul du taux de vide

Un grand nombre d'équations empiriques existe pour le calcul du taux de vide.
L'équation qui sera utilisée est celle développée à partir de grandes larges domaines expérimentaux, et idéalement devrait donner des résultats raisonnables si elle est extrapolée à des conditions extrêmes:

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

$a)$ $\varepsilon_G \longrightarrow 0$ si $\dot{x} \longrightarrow 0$ Monophasique liquide

$b)$ $\varepsilon_G \longrightarrow 1$ si $\dot{x} \longrightarrow 1$ Monophasique gaz

$c)$ $\varepsilon_G \longrightarrow \varepsilon_{GH}$ si $P \longrightarrow P_{crit}$ Gaz et liquide identique

A l'exception de quelques relations empiriques la majorité des corrélations publiées sont basées sur des développements à partir du modèle homogène

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Modèle homogène

Ce modèle suppose l’égalité des vitesses locales des phases, et comme ces vitesses sont reliées aux vitesses superficielles par l’intermédiaire du taux de vide:

$$u_G = u_{GS}/\varepsilon_G \qquad u_L = u_{LS}/(1-\varepsilon_G) \qquad (26)$$

En égalant u_G et u_L on aura $u_{GS}/\varepsilon_G = u_{LS}/(1-\varepsilon_G)$

D’où: $$\varepsilon_{GH} = 1/(1+[u_{LS}/u_{GS}]) = 1/(1+[(1-\dot{x})/\dot{x}][\rho_L/\rho_G]) \qquad (27)$$

Ce modèle homogène nécessite des **corrections** pour deux raisons majeures:
1- La non-uniformité des profils de vitesse et de taux de vide. Ceci influence sur l’opération de **moyenne** dans le modèle unidimensionnel
2- Le glissement car les deux vitesses ne sont pas égales

Ces **corrections** peuvent être faites de plusieurs façons:
- a) En appliquant un multiplicateur empirique à (27).
- b) En donnant au glissement un facteur appelé le rapport de glissement, $U_R = U_G/U_L$.
- c) En essayant de corriger les deux effets séparément dans ce qui est appelé, ‘’drift flux model’’ modèle de dérive.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Multiplicateur empirique appliqué au modèle Homogène

Ici, le taux de vide homogène (eqt 27) est multiplié par un facteur correctif A . A selon les auteurs

Correction pour le rapport de glissement

Dans ce cas le taux de vide est: $\varepsilon_G = 1/\left[1 + U_R\left((1-\dot{x})/\dot{x}\right)/(\rho_G/\rho_L)\right]$ (29)

Les corrélations sont à travers U_R, On peut utiliser celles de Chisholm ou Premoli données dans ce qui suit

Chisholm (1972)

$$U_R = [1 - \dot{x}(1 - \{\rho_L/\rho_G\})]^{0.5} \qquad (30)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Premoli et al. (1971) appliquée par CISE

$$U_R = 1 + E_1[\{J/1 + E_2 J\} - JE_2]^{0.5} \quad \text{Si } 1/1 + JE_2 > E_2$$

$$U_R = 1 \quad \text{Si } 1/1 + JE_2 < E_2 \qquad (31)$$

Avec:

$$j = \varepsilon_{GH}/(1 - \varepsilon_{GH}) \qquad (32)$$

$$E_1 = 1.578 R_{ep}^{-0.19} (\rho_L/\rho_G)^{0.22} \qquad (33)$$

$$E_2 = 0.0273 We R_{ep}^{-0.51} (\rho_L/\rho_G)^{-0.08} \qquad (34)$$

et $R_{ep} = (\dot{m}_L + \dot{m}_G) D_t/\mu_L$ (35) $We = (\dot{m}_L + \dot{m}_G)^2 D_t/\sigma\rho_L$ (36)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Corrélations par le drift flux (flux de dérive)

Le drift flux model introduit par Wallis en 1969, est pour les écoulements diphasiques gaz-liquide ou la phase continue est la phase liquide tels que: à bulles, à poches, à bouchons et churn.

Il a introduit un paramètre appelé **la vitesse de dérive,** qui est la vitesse du gaz relative à **la vitesse du mélange (gaz-liquide).** Zuber and Findlay (1965) ont développé une série de corrélations basée sur cette idée.

La vitesse locale du gaz $U_G = U_{GS}/\varepsilon_G$ est prise égale à la vitesse du mélange plus la vitesse de dérive notée V_{Gd}

La non-uniformité de la distribution de vitesse et du taux de vide sont exprimées par une constante C_0 à Multiplier par la vitesse du mélange; on aura:

$$U_{GS}/\varepsilon_G = C_0(U_{LS} + U_{GS}) + V_{Gd} \quad (37)$$

$$\varepsilon_G = U_{GS}/[C_0(U_{GS} + U_{LS}) + V_{Gd}] \quad (38)$$

Où $V_{Gd} = K[\sigma g(\rho_L - \rho_G)/\rho_L^2]^{0.25}$ (39)

Zuber and Findlay (1965) proposent: $C_0 = 1.13 \;\; et \;\; K = 1.4$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

On peut déduire une relation entre le taux de vide homogène et le taux de vide à partir du drift flux model

Si on divise le numérateur et le dénominateur de l'équation (38) par le terme $C_0 U_{Gs}$ on aura:

$$\varepsilon_G = \{U_{Gs}/C_0 U_{GS}\}/\{[C_0(U_{GS} + U_{LS})/C_0 U_{GS}] + [V_{Gd}/C_0 U_{GS}]\}$$

Ou $\varepsilon_G = (1/C_0)/\{[\underbrace{(1 + U_{LS}/U_{GS})}_{\varepsilon_{GH}}] + V_{Gd}/C_0 U_{GS}\}$

$$\boxed{\varepsilon_G = (1/C_0)/\{\varepsilon_{GH} + V_{Gd}/C_0 U_{GS}\}} \qquad (41)$$

Corrélations dites directes pour le calcul du taux de vide

Dans la littérature, plusieurs corrélations dites directes sont proposées pour le calcul du taux de vide, nous nous Limiterons juste de citer celles de Lockhart et Martinelli (1949) et Beggs and Brill (1973)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Equations pour la détermination de la perte de pression diphasique par frottement

Généralement les corrélations utilisées pour calculer la perte de pression par frottement sont basées sur le multiplicateur diphasique

$$-(dP/dz)_{frott} = (4/D_t)(f_{TP}\rho_{TP}\bar{u}^2/2) = (4f_{TP}\dot{m}_{TP}^2)/(D_t 2\rho_{TP}) = [(4f_{SP}\dot{m}_{SP}^2)/(D_t 2\rho_{SP})]\,\Phi^2 \quad (13)$$

Les auteurs ont choisi de considérer que ‘tout le mélange circule comme liquide’ comme écoulement monophasique avec lequel les données diphasiques sont comparées. Elles sont donc corrélées au multiplicateur Φ_{LO}^2.

Donc: $\rho_L = \rho_{SP}\ et\ \dot{m}_{sp} = \dot{m}_{TP} = \dot{m} = \dot{m}_G + \dot{m}_L$ (45)

La plupart des travaux expérimentaux sont basés sur des tubes lisses, la valeur de f_{SP} est prise égale à la valeur qu’elle aurait dans un tube lisse avec un nombre de Reynolds : $Re_{SP} = \dot{m}_{sp} D_t/\mu_L$ (46)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Comme pour les corrélations du taux de vide, il est possible de suggérer des formes asymptotiques pour les corrélations proposées pour le Φ_{LO}^2 :

$$\left.\begin{array}{llll}
\Phi_{LO}^2 \longrightarrow 1 & \text{quand} & \dot{x} \longrightarrow 0 & \\
\Phi_{LO}^2 \longrightarrow 1 & \text{quand} & p \longrightarrow p_{crit} & \\
\Phi_{LO}^2 \nearrow & \dot{x} \nearrow & \Phi_{LO}^2 \nearrow & \rho_L/\rho_G \nearrow \\
\Phi_{LO}^2 \searrow & \dot{m} \nearrow & &
\end{array}\right\} \qquad (47)$$

Dans ce qui suit on donne quelques corrélations pour le calcul de Φ_{LO}^2

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Modèle homogène

Dans le modèle homogène, l'écoulement diphasique se comporte comme fluide monophasique, l'indice sp Dans (13) devient TP et Φ^2 pris égale à 1 et $\dot{m}_{TP}$ donnée par (45) et la masse volumique homogène diphasique:

$1/\rho_{TPH}$=$\dot{x}/\rho_G$ + $(1-\dot{x})/\rho_L$ (48)

Le facteur de frottement sera remplacé par un facteur de frottement diphasique homogène:

$$f_{TPH} = f(Re_{TPH}, e/D_t) \quad (49)$$

$$Re_{TPH} = \dot{m}_{TP} D_t/\mu_{TPH} \quad (50)$$

La seule inconnue restante est la viscosité homogène, μ_{TPH} , et il y a pratiquement cinq possibles façons pour la calculer:

$\mu_{TPH} = \mu_L$ (51) $\qquad$ $1/\mu_{TPH} = \dot{x}/\mu_G + (1-\dot{x})/\mu_L$ (52)

$\mu_{TPH} = \dot{x}\mu_G + (1-\dot{x})\mu_L$ (53) $\qquad$ $\mu_{TPH}/\rho_{TPH} = \mu_G\dot{x}/\rho_G + \mu_L(1-\dot{x})/\rho_L$ (54)

$\mu_{TPH} = \mu_L(1-\varepsilon_G)(1+2.5\varepsilon_G)$+$\mu_G\varepsilon_H$ (55)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Finalement:

$$(dp/dz)_{frott} = 4f_{sp}\dot{m}_{sp}^2\Phi^2/D_t 2\rho_{sp} \quad (13)$$

avec: $\dot{m}_{sp} \longrightarrow \dot{m}$

$f_{sp} \longrightarrow f_{TP} \longrightarrow f_{TPH}$

$\rho_{SP} \longrightarrow \rho_{TP} \longrightarrow \rho_{TPH}$

$\Phi^2 \longrightarrow 1$

(13) Sera donc:

$$(dp/dz)_{frott} = 2f_{TPH}\dot{m}^2\ /D_t\rho_{TPH}\ = [2f_{TPH}\dot{m}^2/D_t]\left[(\dot{x}/\rho_G) + \left(1-\dot{x}\right)/\rho_L\right)\right]$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Corrélations graphiques

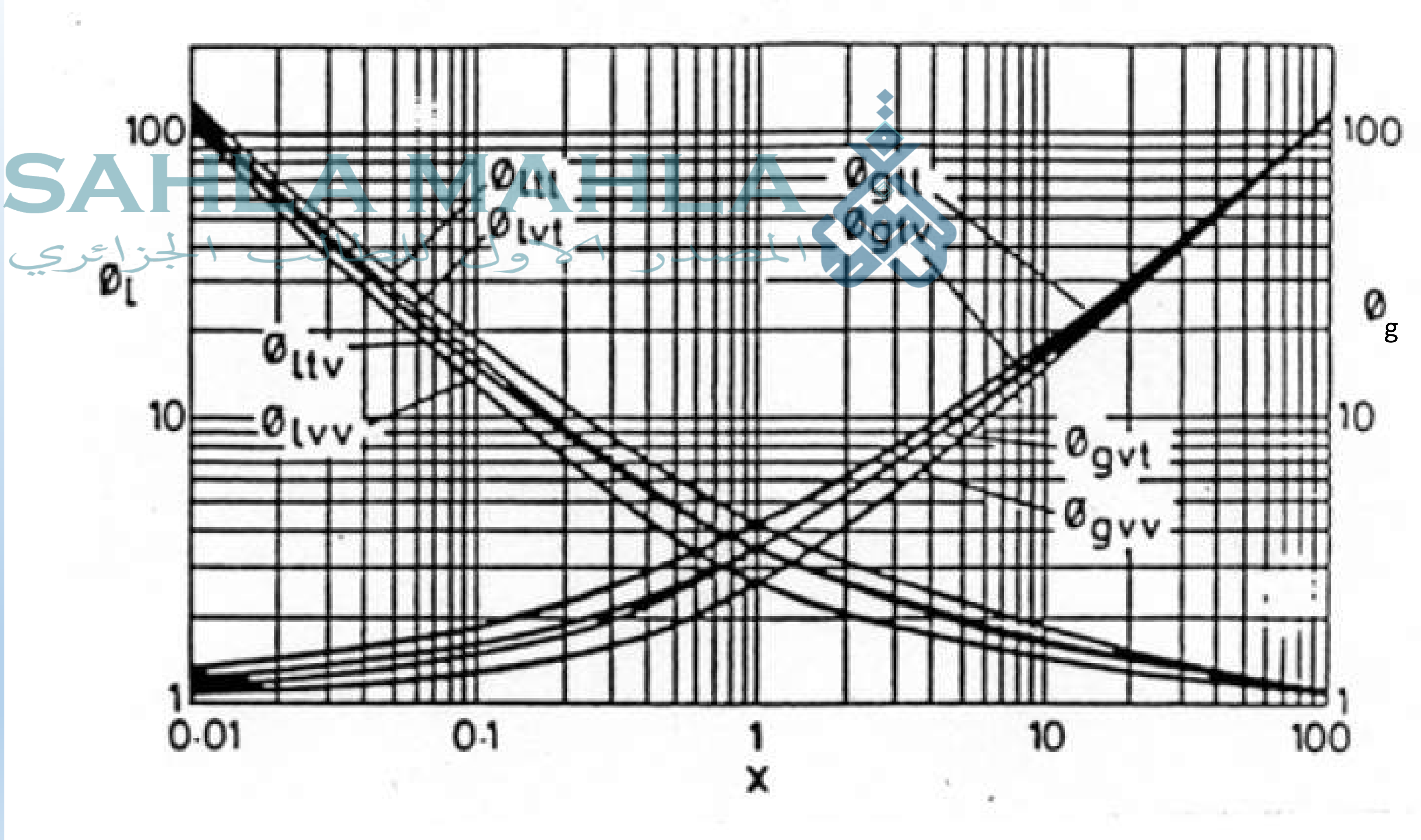
Lockhart et Martinelli (1949) ont suggéré que les multiplicateurs $\Phi_L^2\ et\ \Phi_G^2$ peuvent être corrélés en function de X^2

$$\phi_l^2 = \frac{\Delta p_{TP}}{\Delta p_l} \qquad \phi_g^2 = \frac{\Delta p_{TP}}{\Delta p_g} \qquad X^2 = \frac{\Delta p_l}{\Delta p_g}$$

$\Delta p_L\ et\ \Delta p_g$ Sont les pertes de pression monophasiques pour le liquide et le gaz quand il circulent seuls avec leur propres vitesses

Il y a quatre possibilités de groupage pour le calcul de X^2 dependant si les écoulements liquide et gaz sont laminaires ou turbulents. Lockhart et Martinelli proposesnt 4 corrélations qui sont :
vv, vt, tv et tt (v=visqueux, t= turbulent)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Chisholm en 1967 proposa une forme analytique pour cette solution graphique

$$\Phi_L^2 = 1 + C/X + 1/X^2 \qquad (56)$$

$$\Phi_G^2 = 1 + CX + X^2 \qquad (57)$$

Liquide	**Gaz**	**C**
v	v	5
t	v	10
v	t	12
t	t	20

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Corrélations algébriques

Les corrélations dites algébriques, ou simplement formules, sont plus appropriées que les corrélations graphiques. Ils existe un nombre important de corrélations, mais nous nous limiterons à citer seulement la corrélation de Friedel (1979) qui est considérée la plus universelle et parmi les plus recommandées

Corrélation de **Lutz Friedel (1979)**

$$\Phi_{LO}^2 = A_1 + A_2 \quad (58) \qquad A_1 = (1-\dot{x})^2 + \dot{x}^2 \frac{\rho_L}{\rho_G}\frac{f_{GO}}{f_{LO}} \quad (59)$$

Pour écoulement horizontal et vertical ascendant:

$$A_2 = \frac{3.24\dot{x}^{0.78}(1-\dot{x})^{0.224}\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.91}\left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.19}\left(1-\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.7}}{Fr_F^{0.045}We_F^{0.035}} \quad (60)$$

Pour écoulement vertical descendant:

$$A_2 = \frac{48.6\dot{x}^{0.8}(1-\dot{x})^{0.29}\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.9}\left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.73}\left(1-\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{7.4}{Fr_F}^{0.03}}{We_F^{0.12}} \quad (61)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Dans ces équations f_{GO} et f_{LO} sont les coefficients de frottements si l’écoulement s’écoule seul comme liquide ou comme gaz.

$$Fr_F = \frac{\dot{m}_{TP}^2}{\rho_{TPH}^2 g D_t} \qquad (62)$$

$$We_F = \frac{\dot{m}_{TP}^2 D_t}{\rho_{TPH} \sigma} \qquad (63)$$

σ $tension\ surfacique$

$$\rho_{TPH} = \left[\frac{\dot{x}}{\rho_G} + \frac{1-\dot{x}}{\rho_L}\right]^{-1} \qquad (64)$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Chapitre IV Modèles de calcul de pertes de pressions diphasiques dans les singularités

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Introduction

Il est clair que dans n'importe quel circuit de transport de fluide monophasique ou autre, nous n'avons pas affaire seulement à des conduites droites. Ces dernières sont assemblées entre elles par des pièces dites **singularités (singularities, or fittings)** ou plomberie.

Ces singularités servent à :

1- Orienter ou changer de direction du fluide

2- Réduire ou augmenter le débit, augmenter ou diminuer la pression

3- Homogénéiser l'écoulement

4- Mesurer le débit (monophasique ou diphasique)

5- Partager le débit

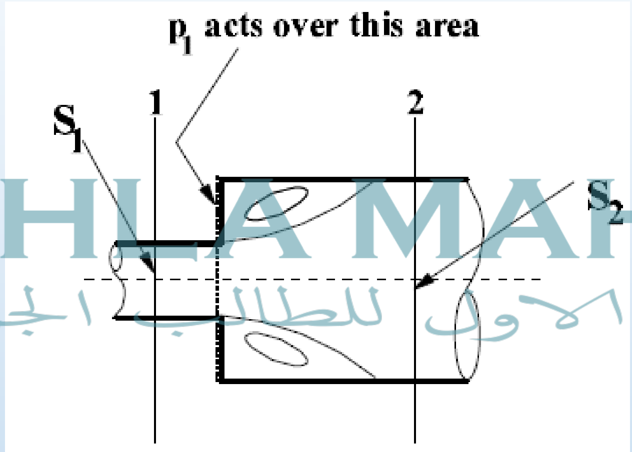
6- Réduire la pression

7- Etc.

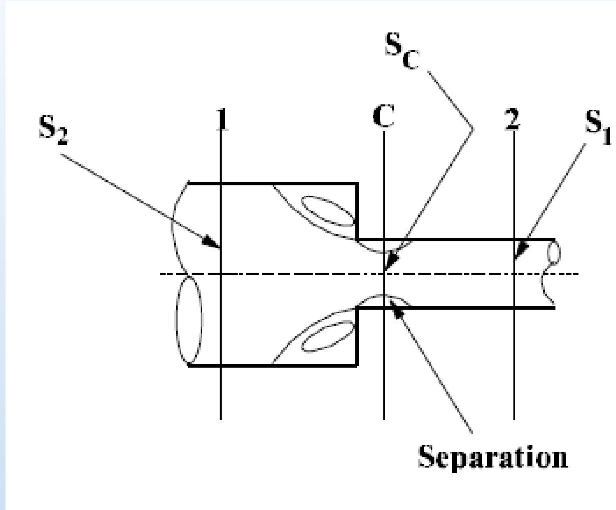
Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

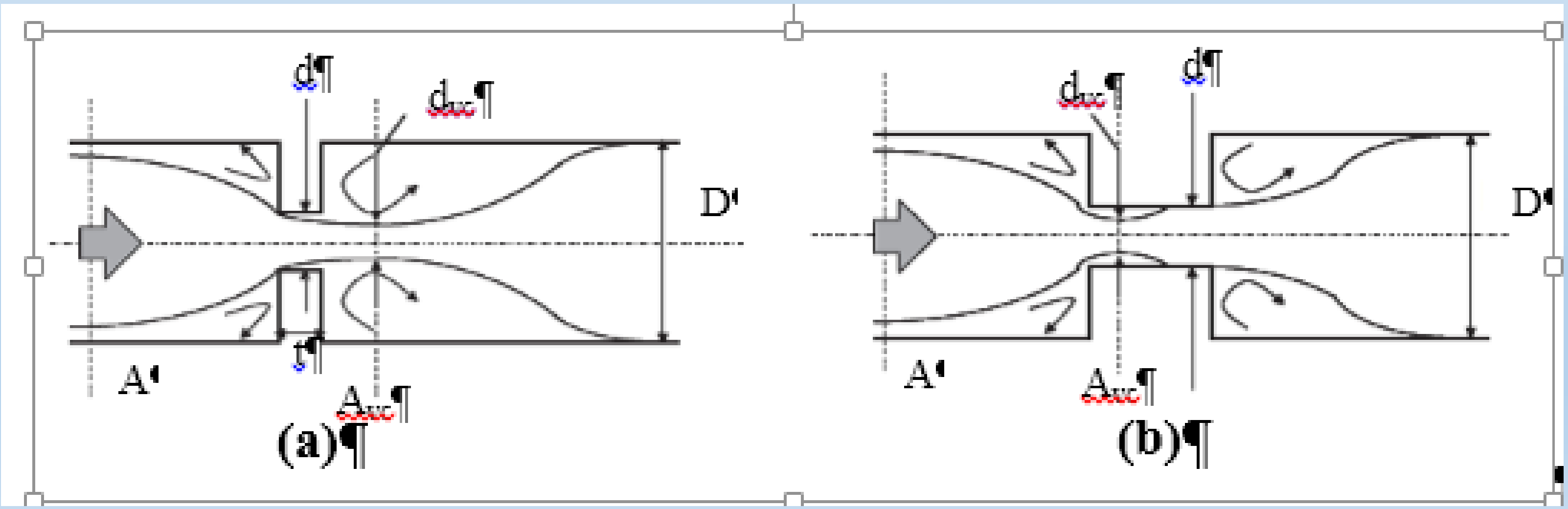
Quelques singularités

Elargissement brusque



Rétrécissement brusque

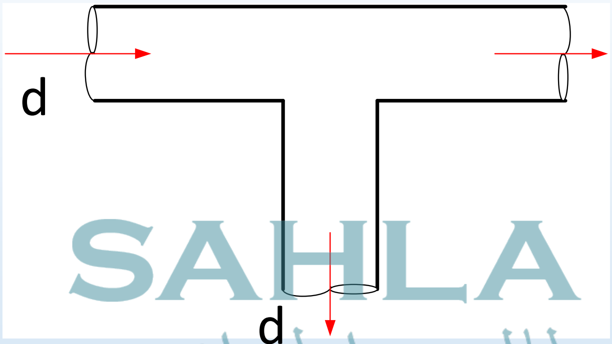




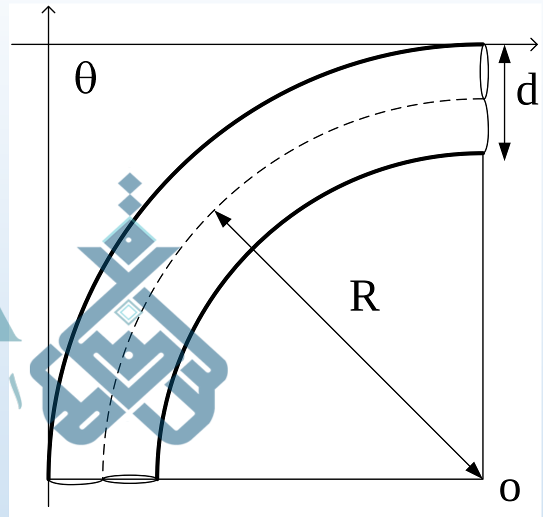
Orifice

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

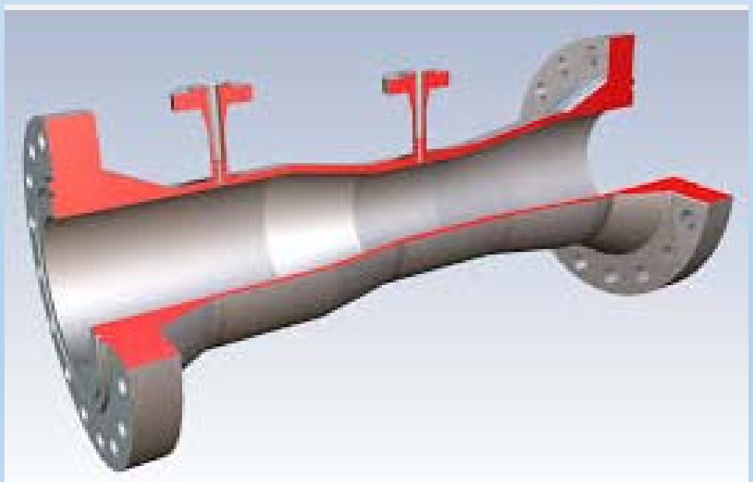
Té



Coude à 90°



Soupape de sûreté



Venturi

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Méthode de calcul de la perte de pression monophasique à travers une singularité

En écoulement monophasique, la perte de pression à travers un rétrécissement brusque, un élargissement brusque un orifice et une tuyère peut se calculer théoriquement par un bilan de quantité de mouvement, ou **Momentum equation.**

Mais généralement pour les singularités on utilise l'équation suivante pour le calcul de la perte de pression:

$$\Delta p = k\frac{\rho U^2}{2} \qquad (1)$$

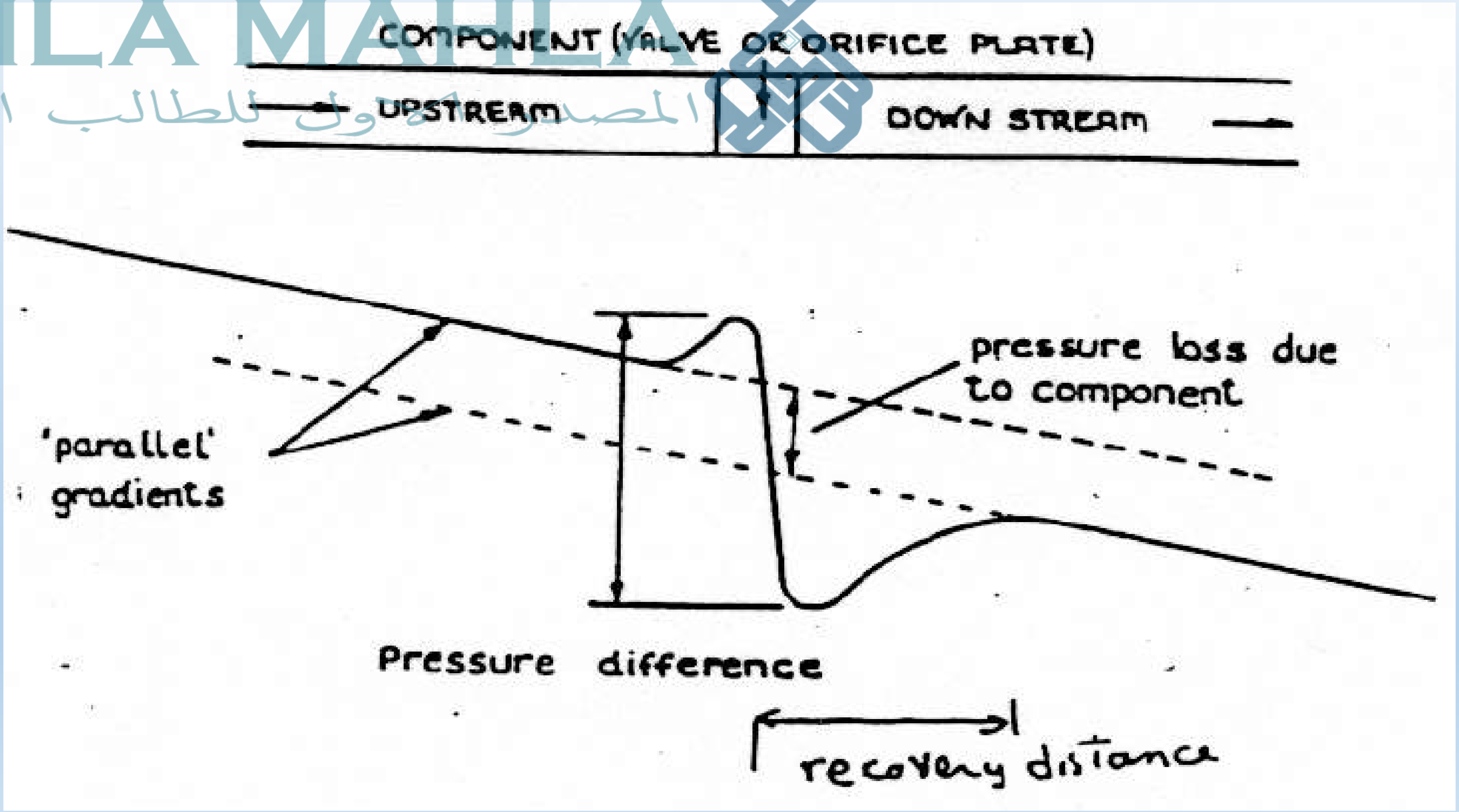
avec k le coefficient de perte de pression de la singularité (spécifique pour chaque singularité), U la vitesse et ρ la mass volumique

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Méthode graphique de la détermination de la perte de pression à travers une singularité

Que ce soient pour un écoulement monophasique ou diphasique, la détermination de la perte de pression est détérminée Graphiquement à partir du tracé piézométrique de l’évolution de la pression statique à travers une conduite droite contenant une singularité

Profil typique de pression



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Concept du multiplicateur diphasique pour la détermination de la perte de pression diphasique à travers les singularités

Comme pour les conduites droites, pour les singularités on utilise aussi le concept du multiplicateur diphasique pour le calcul de la perte de pression diphasique à travers la singularité

$$\Phi^2_{LO,S} = \frac{\Delta p_{TP,s}}{\Delta p_{LO,s}} \qquad (2)$$

Ainsi, la perte de pression diphasique à travers la singularité, $\Delta p_{TP,S}$ est déterminée si on connait $\Delta p_{LO,S}$ qui est calculée à l'aide de l'equation (1) ou K est donnée dans des handbook de MDF, et $\Phi^2_{LO,S}$ calculée par des corrélations proposées par les auteurs.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Elargissement Brusque (à partir de l'équation de quantité de mouvement)

D'après Delhaye (1981), l'équation de quantité de mouvement entre les plans 1 et 2.
On suppose que p1 agit le long de la surface S1 au plan 1

$$p_1 S_2 + \dot{M} u_1 = p_2 S_2 + \dot{M} u_2$$
$$u_1 S_1 = u_2 S_2$$

$$p_2 - p_1 = \frac{\dot{m}_1^2}{\rho} S\,(1 - S) \quad (3)$$

$$S = S_1/S_2$$

Rétrécissement Brusque (à partir de l'équation de quantité de mouvement)

$$\Delta p = \left[S^2 \left(\frac{1}{C_c} - 1 \right)^2 + \left(S^2 - 1 \right) \right] \frac{\dot{m}_1^2}{2\rho} \quad (4)$$

$$where\ C_c = S_c / S_2;\ \ S = S_1 / S_2$$

contraction coefficient, C_c, Chisholm (1983) suggests

$$C_c = \frac{1}{0.639\,[1 - (1/S)\,]^{1/2} + 1}$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Modèles semi-empiriques de Chisholm pour les singularités

Chisholm a développé une équation connue sous B-equation valable pour toutes les singularités, et qui prend la forme suivante:

$$\Phi_{LO}^{2}=1+\left(\frac{\rho_1}{\rho_g}-1\right)\left[\,Bx(1-x)+x^2\,\right] \qquad (5)$$

B est calcué pour chaque singularité

Pour l'orifice:

Thin Orifice

$$B=\frac{\left[\frac{1}{(C_c\beta)^2}-1\right]\frac{1}{S}-\frac{2}{C_c\beta S}+\frac{2}{S^{0.28}}}{\frac{1}{(C_c\beta)^2}-1-\frac{2}{C_c\beta}+2}$$

Thick Orifice

$$B=\frac{\left[\frac{1}{(C_c\beta)^2}-1\right]\frac{1}{S}-\frac{2}{C_c\beta^2 S}+\frac{2}{\beta^2 S^{0.28}}-\left[\frac{1}{\beta}-1\right]\frac{2}{S^{0.28}}}{\frac{1}{(C_c\beta)^2}-1-\frac{2}{C_c\beta^2}+\frac{2}{\beta^2}-\frac{2}{\beta}+2} \qquad (6)$$

$$C_c=\frac{1}{[0.639(1-\beta)^{0.5}+1]}$$

$$S=\begin{cases}\left(1+x\left(\frac{\rho_1}{\rho_g}-1\right)\right)^{0.5} & \text{if } X>1\\ \left(\frac{\rho_1}{\rho_g}\right)^{\frac{1}{4}} & \text{if } X\le 1\end{cases}$$

$$X=\frac{(1-x)}{x}\left(\frac{\rho_1}{\rho_g}\right)^{0.25}$$

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Pour le coude:

$$B = 1 + \frac{2.2}{k_{lo}\,(2 + R/D)} \qquad (7)$$

k_{lo} : Coefficient de perte de charge singulière monophasique si le liquide circule avec le débit total

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Remarque importante:

Contrairement aux écoulements diphasiques en conduites, la perte de pression par gravitation est négligeable; les pertes par accélération et par frottement sont incluses dans cette perte totale.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Chapitre V Configurations et cartes d’écoulements diphasiques

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Définition

En écoulement monophasique, en fonction des paramètres géométriques de la conduite (longueur, rugosité, diamètre; des propriétés de transport du fluide (viscosité, masse volumique, tension surfacique) et des paramètres d'écoulement (vitesse), l'écoulement prend des formes dites régimes d'écoulements à savoir: laminaire (visqueux), transitoire et turbulent. Chaque régime d'écoulement est régit par ses propres équations, que ce soient pour la perte de pression ou transfert de chaleur et/ou de masse.

En écoulement diphasique l'étude est plus complexe, et l'interface (surface fictive séparant les deux phases) peut prendre plusieurs formes, allant d'un surface plane à une forme plus ou moins sphérique.

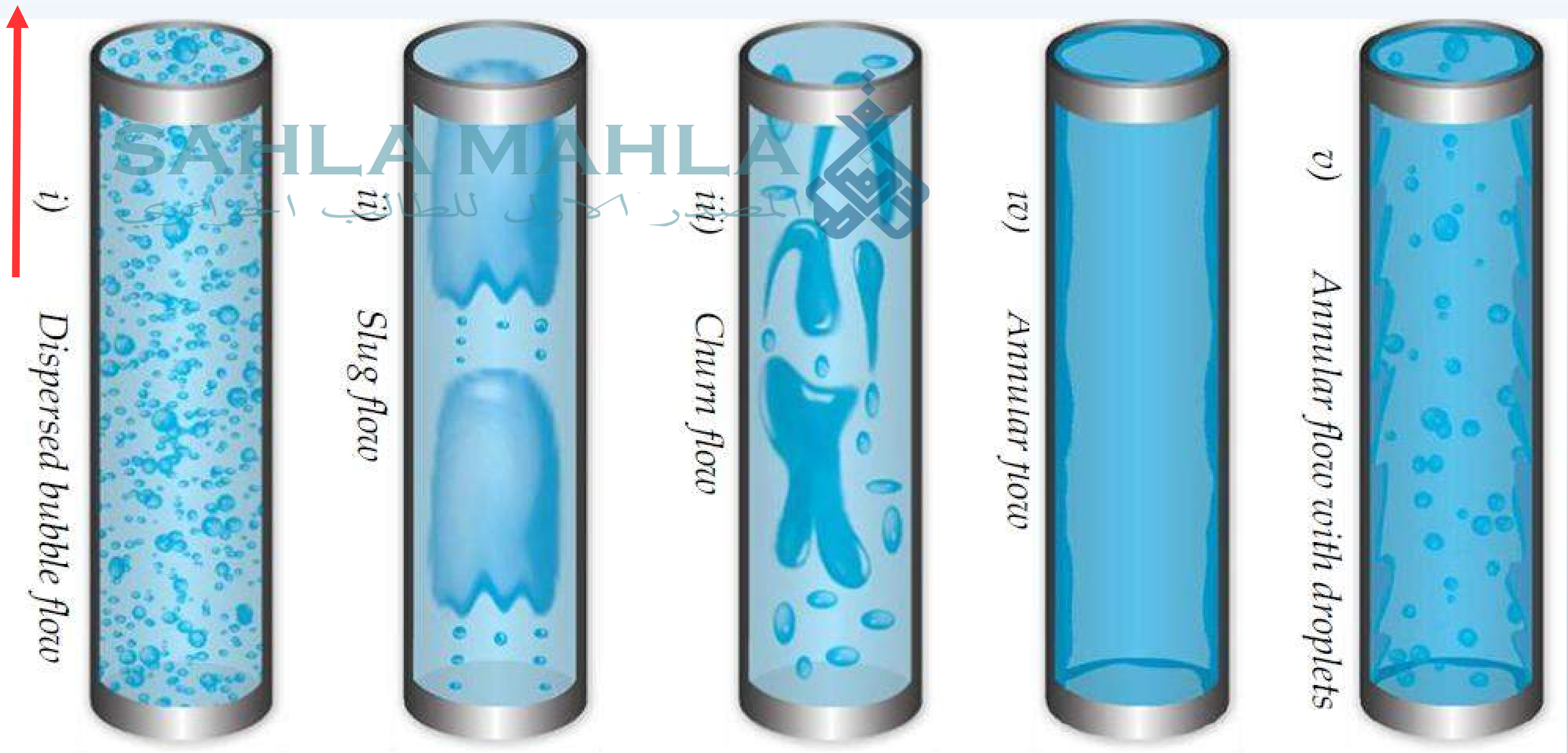
Il est clair qu'en écoulement diphasique le nombres de paramètres à prendre en compte est beaucoup plus grand qu'en écoulement monophasique.

De plus l'effet de l'accélération gravitationnelle vient s'ajouter à cette complexité.

En diphasique au lieu de parler de régime d'écoulement on parlera de **configuration d'écoulement**

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Ecoulement diphasique vertical ascendant



i) Bulles dispersées; ii) poches-bouchons iii) chaotique iv) annulaire; v) annulaire avec gouttelettes

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Vertical Ascendant

Ecoulement à bulles, dispersed bubbles: Cette configuration est caractérisée par une phase continue liquide dans laquelle baigne une phase discontinue gaz sous forme de bulles.

Les bulles de gaz se déplacent avec le mouvement complexe de l'écoulement et peuvent coalescer (coalescence=deux bulles qui s'associent ou fusionnent) pour donner une bulle plus grande. Ces bulles peuvent se rassembler au centre ou près des parois.

Quand une bulle monte dans un écoulement diphasique ou le liquide est stagnant on remarque le mouvement en « Zigzag » de la bulles, et qui ne présente pas une forme sphérique mais plutôt une bulle ovale.

Ecoulement Poches-Bouchons, Slug flow : Cet écoulement ascendant dans les tubes est plus connu sous l'appellation Slug flow. Il apparait en général lorsque le phénomène de coalescence commence et la taille des bulles s'approche de celle du tube sous forme « arrondi-pointu » appelée : Bulle de Taylor ou Bulle de Dimitrisco!. La bulle de Taylor se déplace entourée d'un film liquide adhérant à la parois.

Le bouchon liquide se trouvant entre deux bulles successives de Taylor contient souvent des petites bulles.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Ecoulement chaotique, bouillonnant, pulsé ; Churn flow: Ce type d'écoulement est observé quand la bulle de Taylor atteint de grandes vitesses et se casse donnant une configuration instable continue, et un mouvement ascendant-descendant périodique.

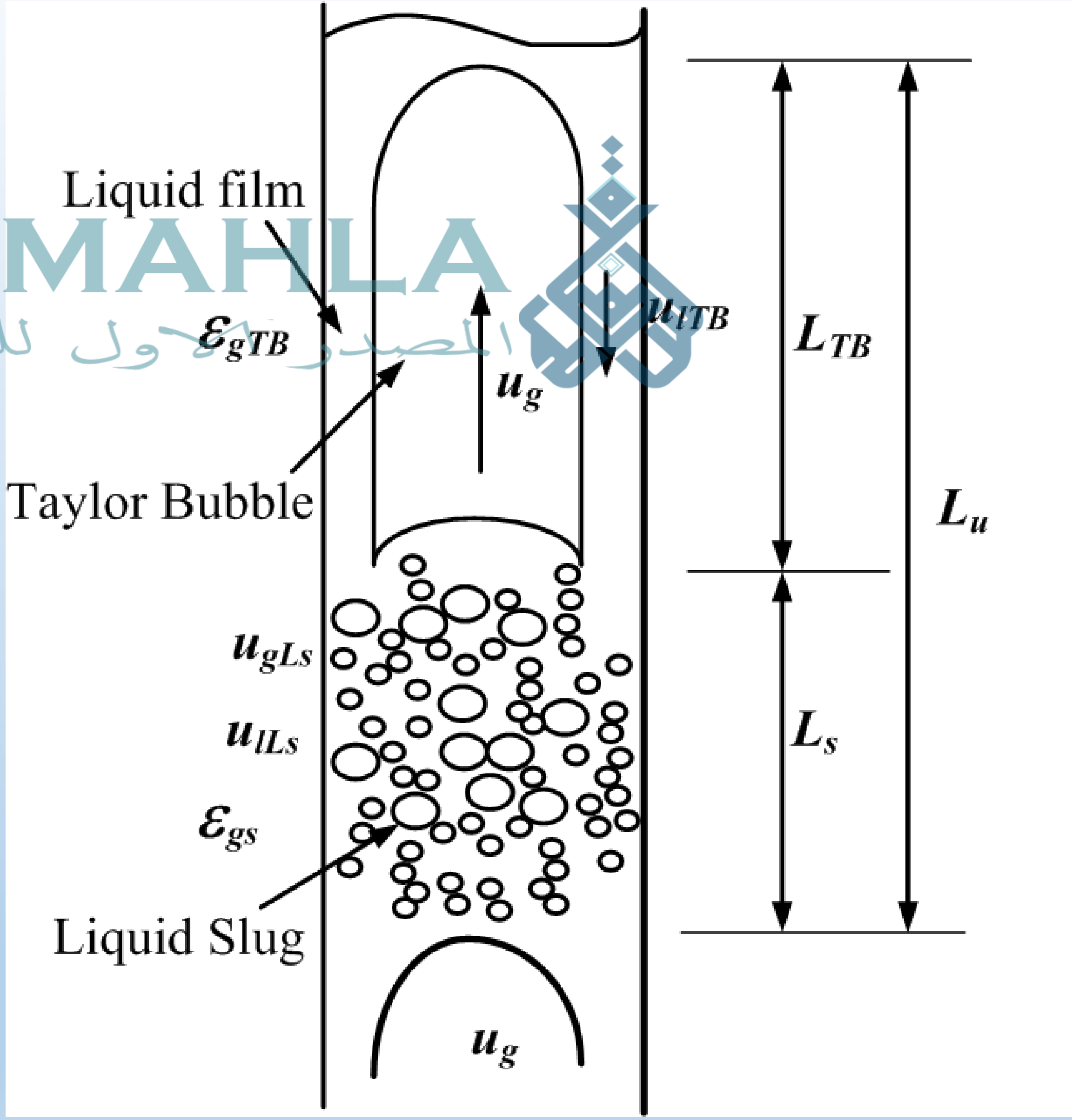
Les écoulement slug et churn montrent de larges fluctuations du taux de vide et de la perte de pression.

Ils sont groupés autant qu'écoulements intermittants (Intermittent flow).

Ecoulement Annulaire, Annular flow: Cet écoulement est caractérisé par un film liquide se déplaçant sur les parois du tube, et la phase gaz circulant dans la partie centrale du tube. Le gaz peut contenir de fines gouttelettes liquides. Le gaz se déplaçant à une forte vitesse, et vue la forme pas très droite de l'interface gaz-liquide , il aura tendance à arracher des gouttelettes liquides du film liquide et les entrainer dans son chemin. D'un autre coté, certaines gouttelettes liquides vont se déposer dans le film liquide.

Ces deux phénomènes de l'écoulement annulaire sont dits: Entrainement et Déposition.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Unité Slug

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Ecoulement diphasique vertical descendant

(a), (b) Bulles
(c) Poches-bouchons
(d) Chaotique
(e) Film descendant
(f) Annulaire

(a) (b) (c) (d) (e) (f)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Vertical descendant

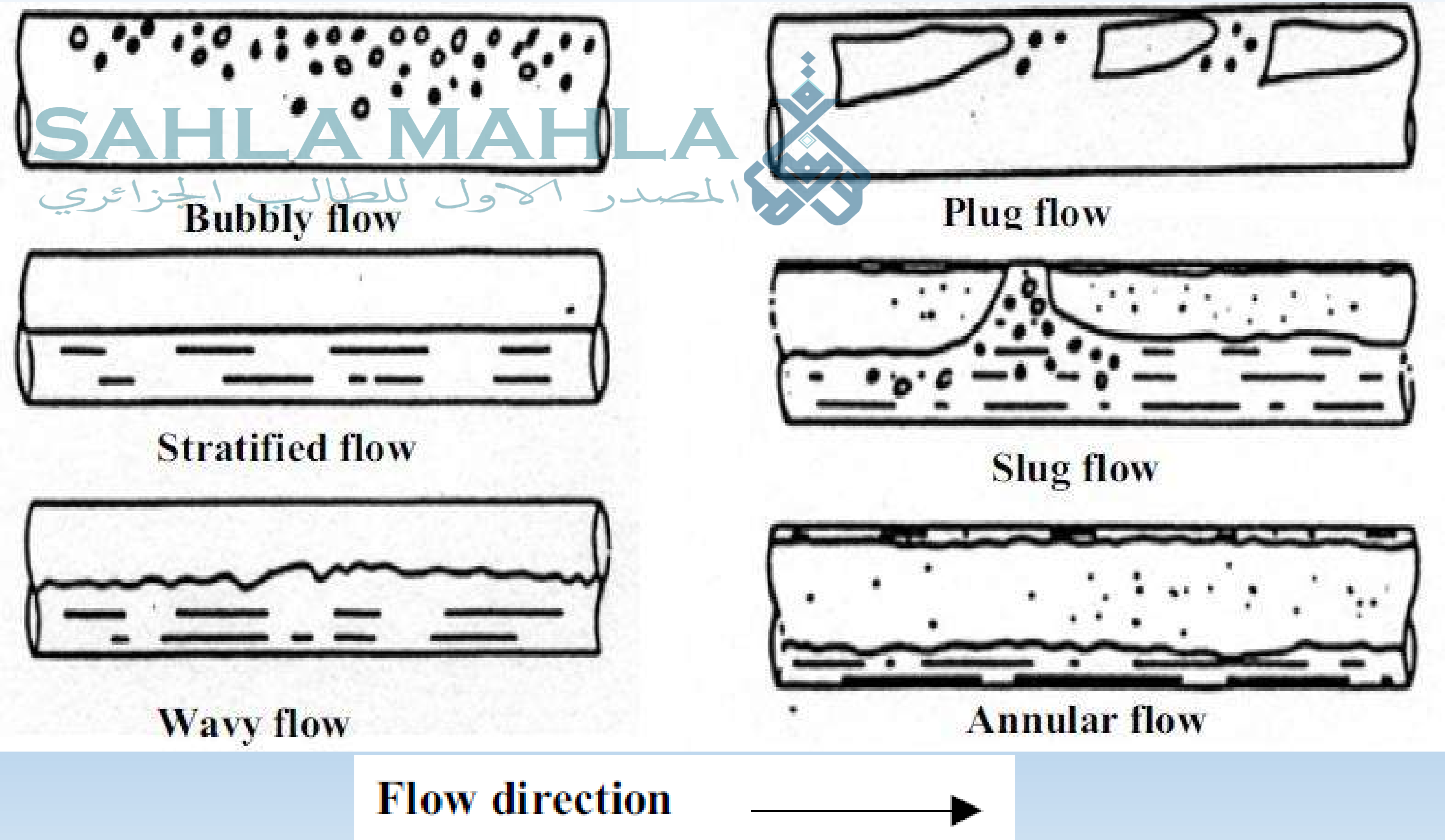
Pour l’écoulement descendant on plus des configurations rencontrées qu’en écoulement ascendant on retrouve la configuration dite film descendant. Le liquide adhérant à la paroi et le gaz dans la partie centrale du tube.

Il n’y a pas de phénomène de déposition et d’entrainement comme dans l’écoulement verticale ascendant.

Les vitesse du gaz et du liquide sont faibles.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Ecoulement horizontale



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

En écoulement horizontale, l'effet de la gravitation aura pour conséquence la séparation des phases, ce qui augmente le nombre de configurations, comparativement à une conduite verticale.

Ecoulement à bulles (bubbly flow):

Ce sont des bulles de gaz dispersées dans une phase liquide continue. Cependant due à l'effet de la gravitation les bulles ont plus tendance à se retrouver à la partie supérieure de la conduite.

Ecoulement stratifié lisse (stratified smouth):

Le liquide circule dans la partie inferieure du tube et le gaz dans sa partie supérieure. L'interface est lisse.

Ecoulement stratifié ondulé (stratified wavy):

Comme pour l'écoulement stratifié lisse mais l'interface est ondulée.

Ecoulement à poches de gaz (plug flow):

Cette configuration est caractérisée par des bulles de gaz arrondies pointues, comme en écoulement verticale mais elles sont agglomérées à la partie supérieure de la conduite.

Ecoulement à bouchons liquides (slug flow):

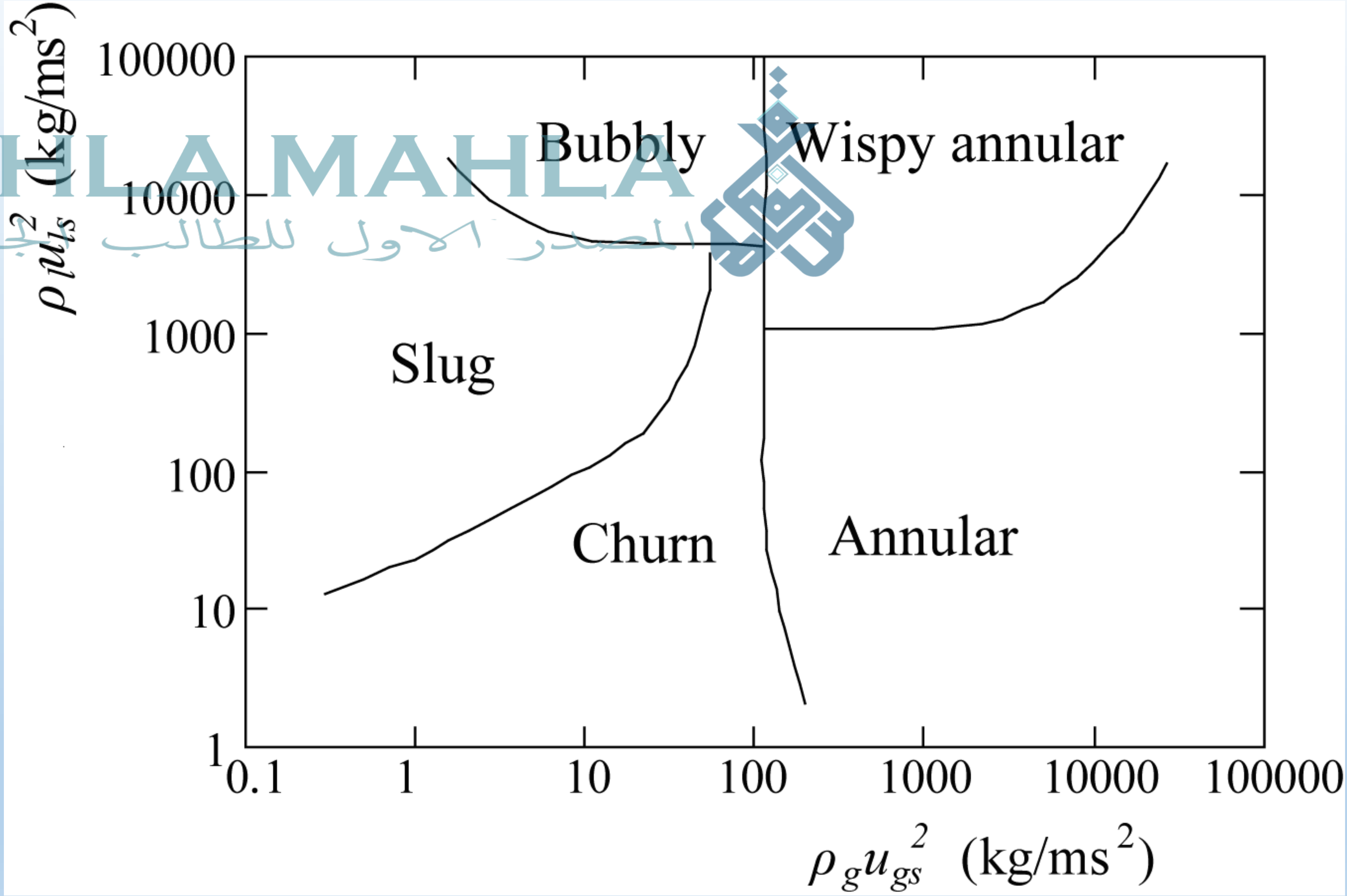
C'est plus ou moins la combinaison de l'écoulement à bulles et l'écoulement stratifié. Les bulles de gaz sont Grosses et le bouchons liquide contient des petites bulles de gaz.

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Ecoulement Annulaire (annular flow): Caractérisé par un noyau gazeux au centre du tube entouré par un film Liquide qui s'adhère à la paroi. Le noyau gazeux peut entrainer des gouttelettes liquide. La gravitation aura pour conséquence que le film liquide est plus épais à la partie inferieure qu'à la partie supérieure de la conduite.

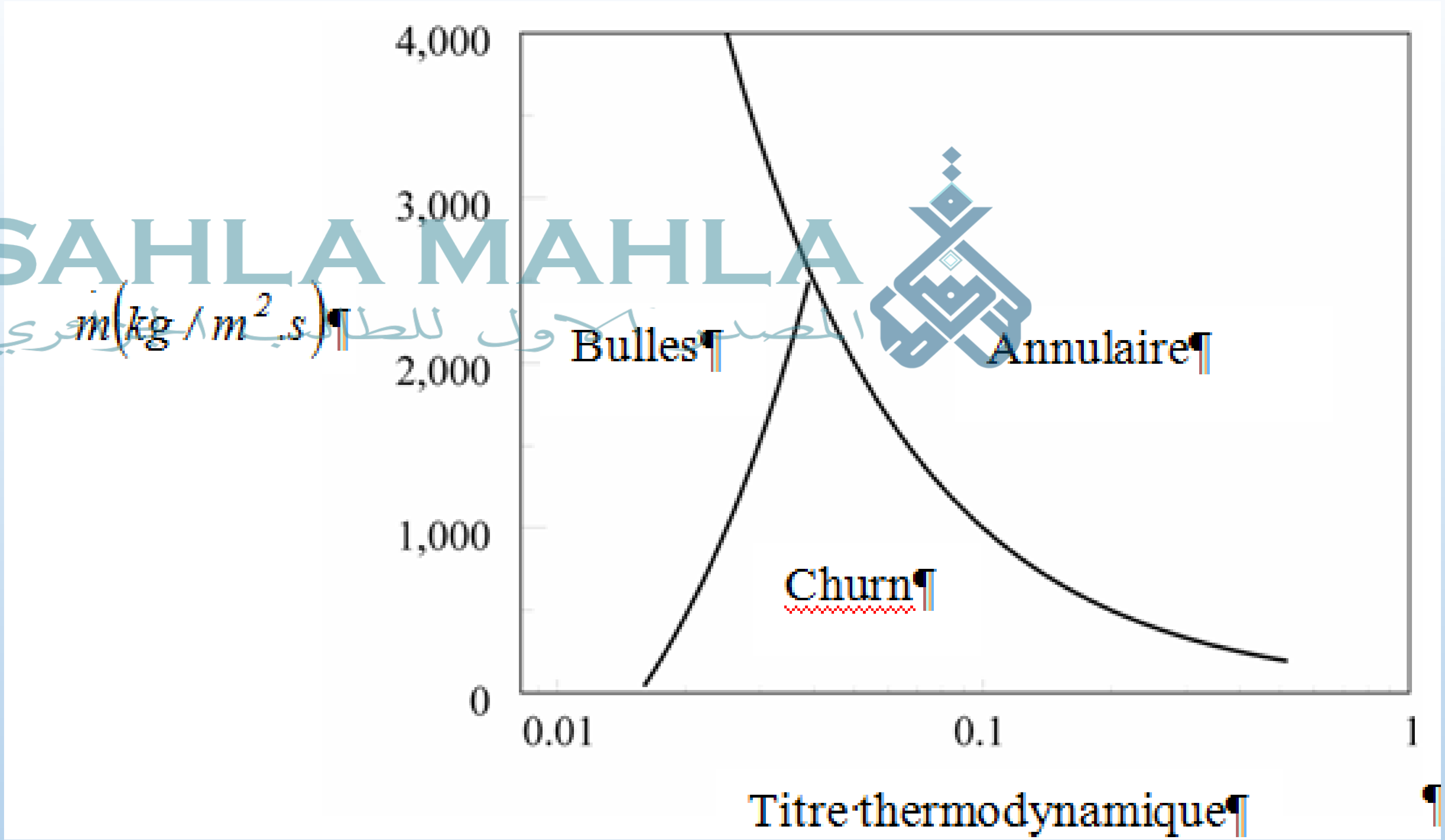
Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Carte d'écoulement Verticale ascendant



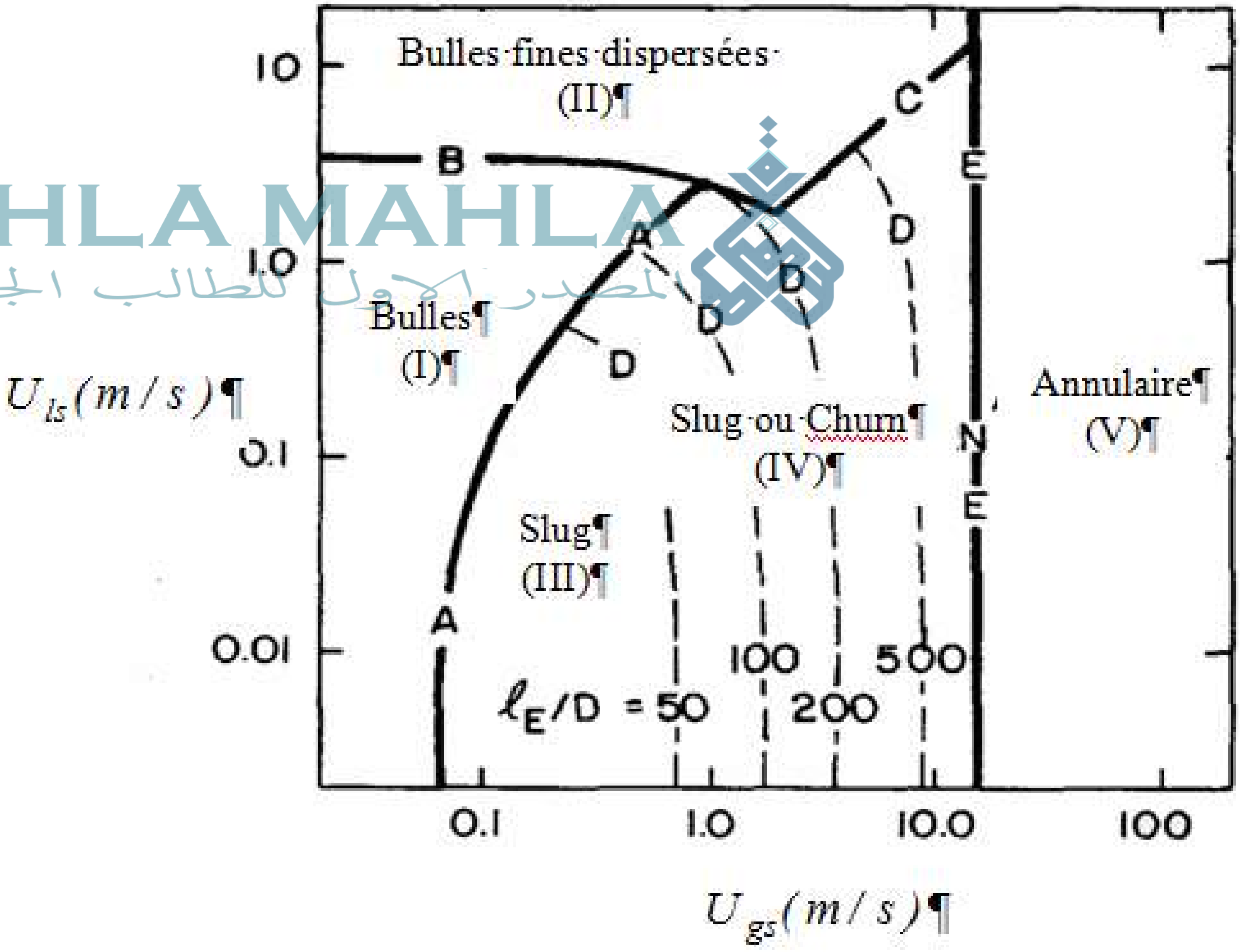
Hewitt et Robert (1969)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Mayinger et Zetzmann (1976).

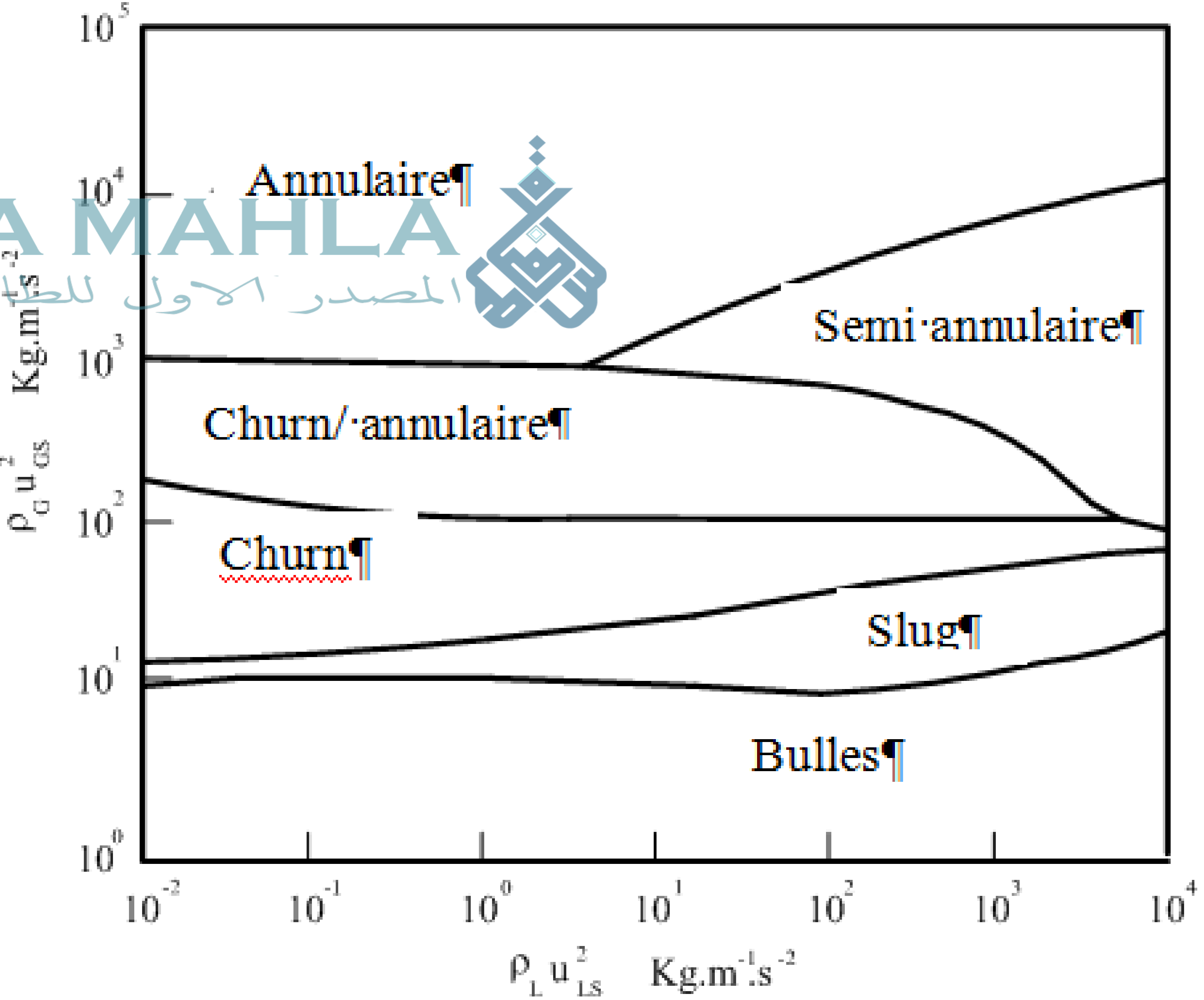
Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Taitel et al. (1980)

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Owen (1986)



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

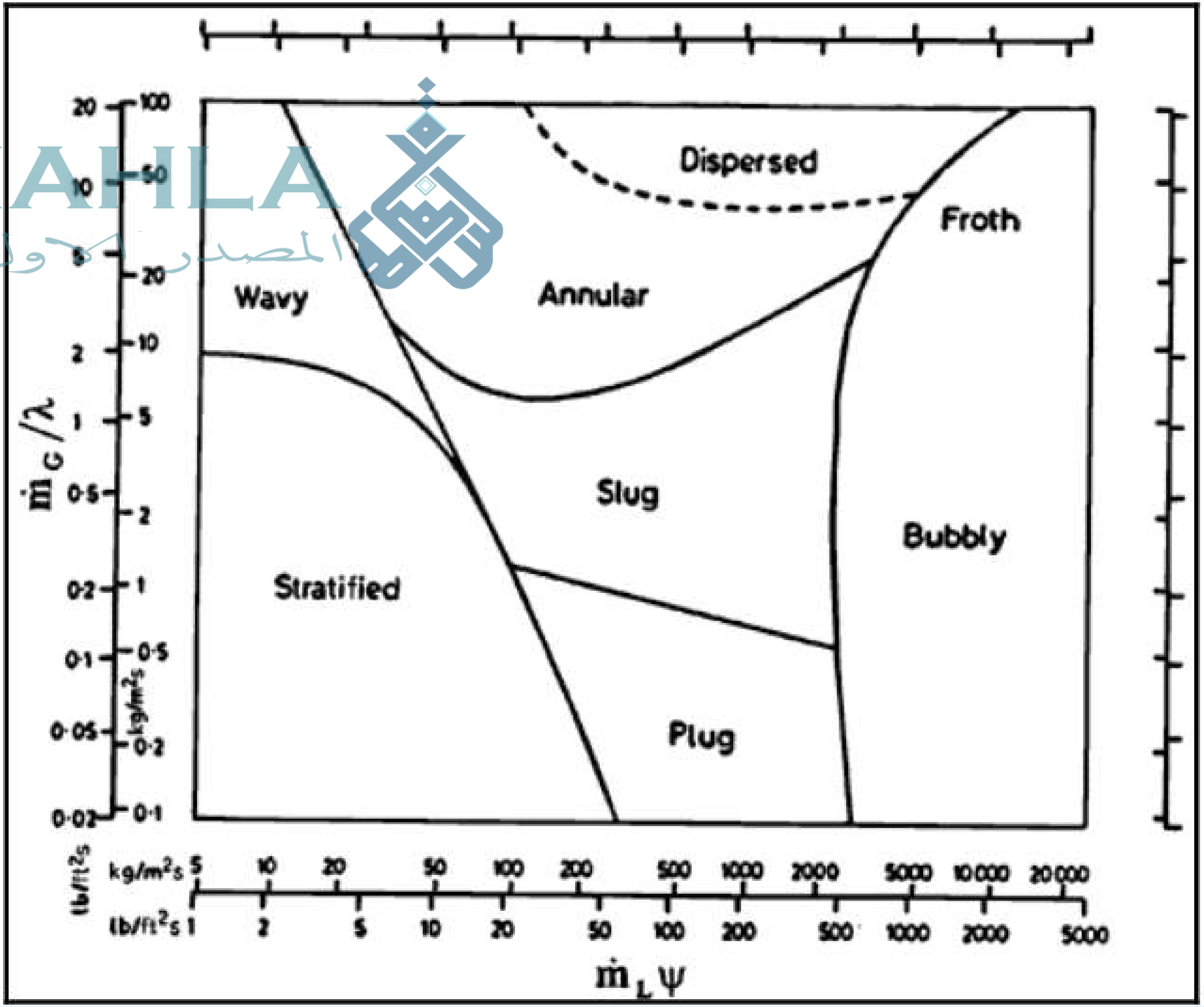
Carte d'écoulement Horizontale

Carte de Baker (1954)

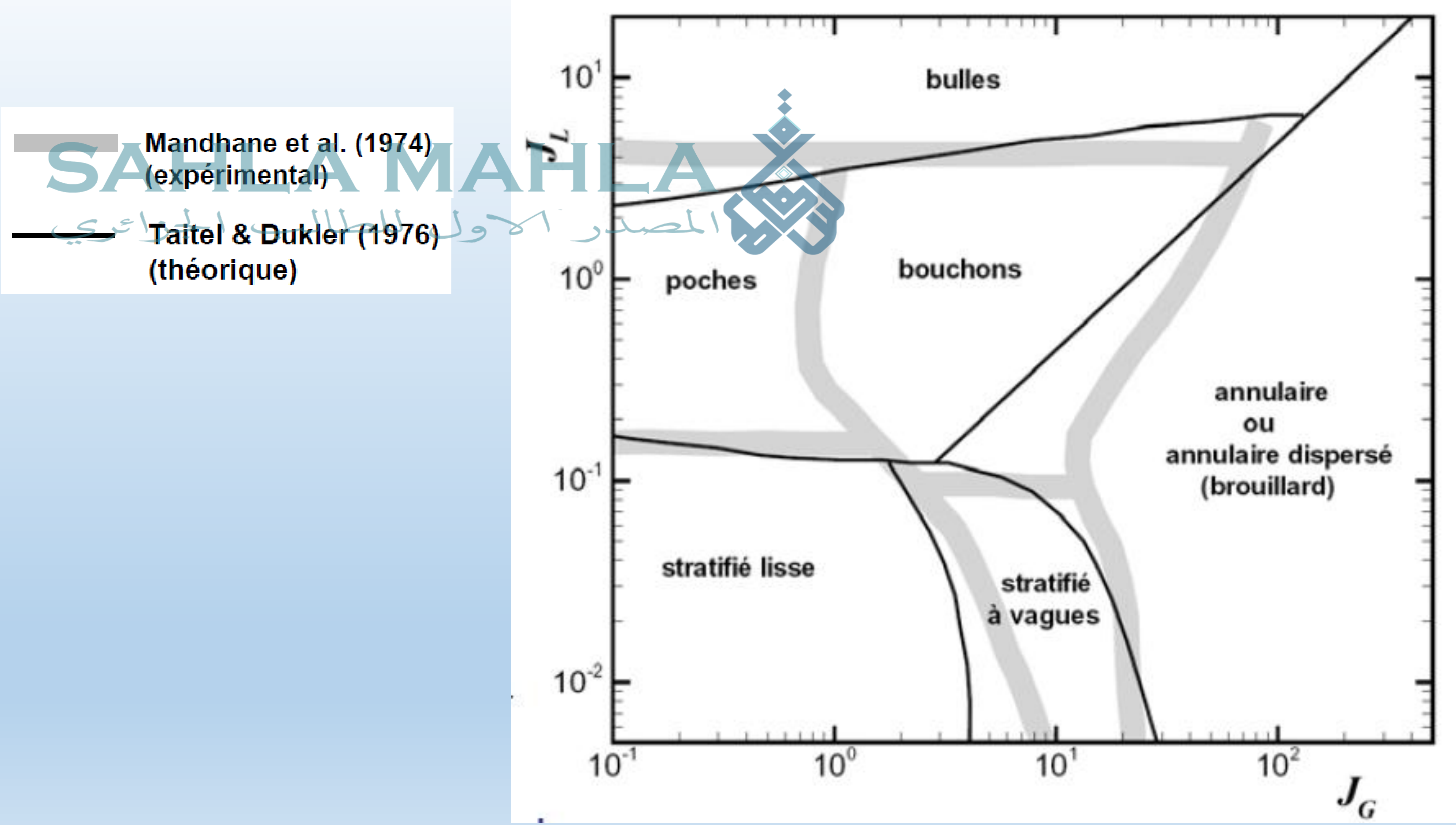
$$\lambda = \left(\frac{\rho_G}{\rho_{air}} \frac{\rho_L}{\rho_{water}} \right)^{1/2}$$

$$\psi = \left(\frac{\sigma_{water}}{\sigma} \right) \left[\left(\frac{\mu_L}{\mu_{water}} \right) \left(\frac{\rho_{water}}{\rho_L} \right)^2 \right]^{1/3}$$

$\rho_{water} = 1000\ \mathrm{kg/m^3}$;
$\rho_{air} = 1.23\ \mathrm{kg/m^3}$;
$\mu_{water} = 0.001\ \mathrm{Ns/m^2}$;
$\sigma_{water} = 0.072\ \mathrm{N/m}$.

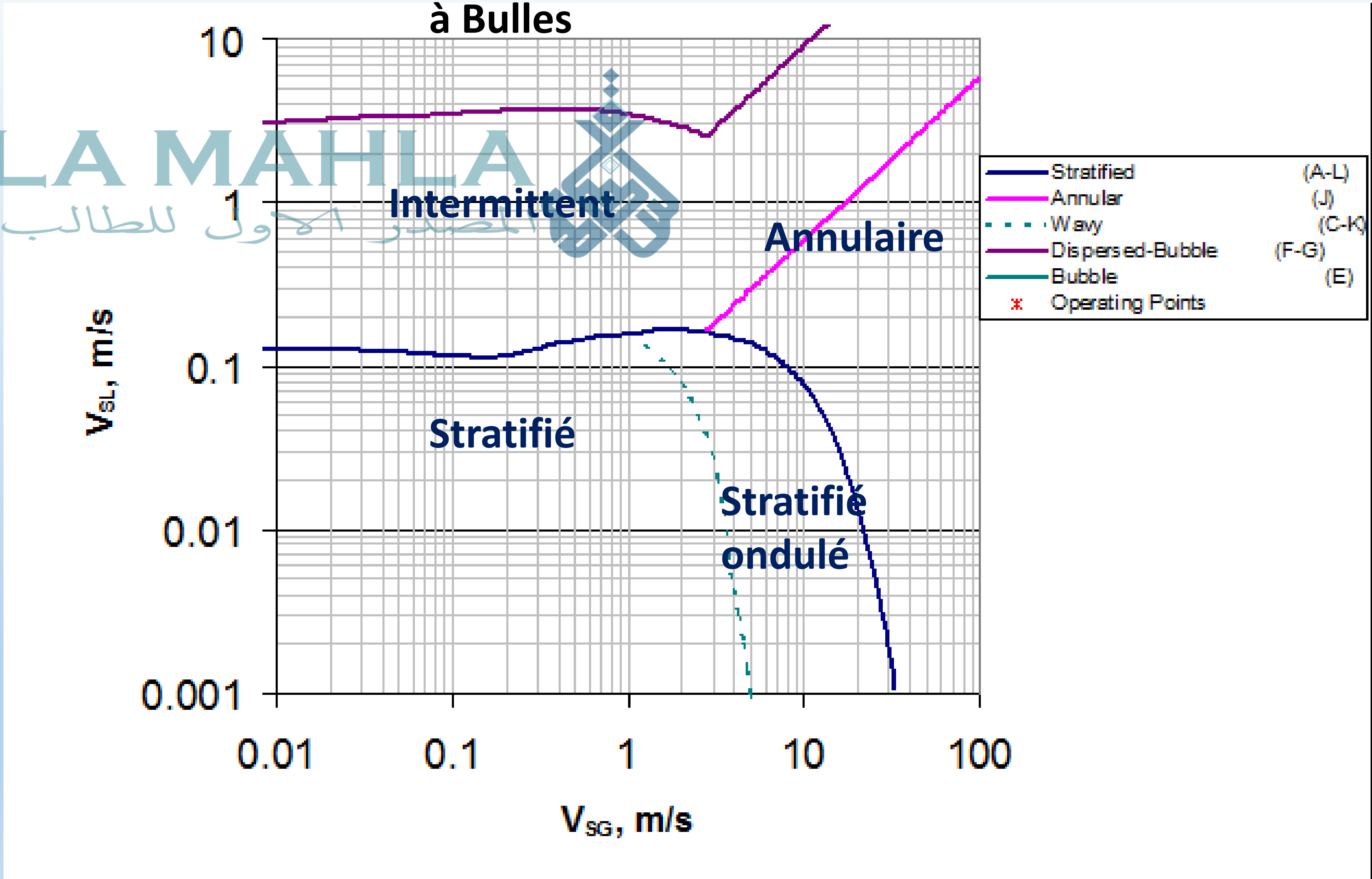


Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

Carte de Ovadia Shoham (2006)



Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz

SAHLA MAHLA

المصدر الاول للطالب الجزائري

Prof. Abdelwahid Azzi, USTHB, aazzi@usthb.dz