Perte de charge singulières : $h_i = \zeta \frac{v^2}{2g}$.

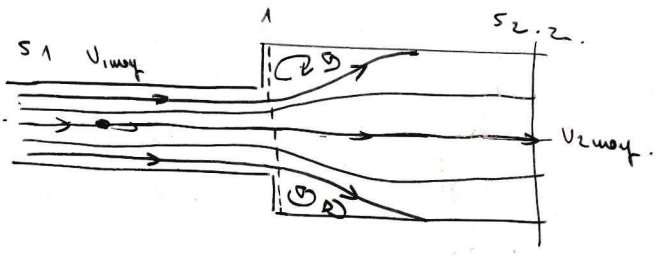
Les pertes de charges singulières sont dûe au fait que le fluide doit surmonté des résistances provoquées surtout par des décollement locaux des tourbillons, ainsi que par la transformation notable de la forme des écoulements.

Tous ces processus dépendent en grande partie de la nature des obstacles locaux. La grande diversité des formes des obstacles engendrant la résistances locale et la complexité du processus hydrodynamique ayant lieu lors de l'écoulement du fluide n'ont pas permis d'établir une théorie générale du calcul des résitances locales. Pour cette raison dans le calcul pratique on utilise généralement les données sur le coef de résistance locale ζ obtenu au cours des études expérimentale. Dans certains cas on peut cependant déduire les formules théoriques pour le calcul des coef.

élargissement brusque : $\zeta = \left(\frac{S_2}{S_1} - 1\right)^2$

rétrécissement brusque : $\zeta = 1 - \frac{S_2}{S_1}$

1. Élargissement brusque.



La fig montre le schéma des ligues de courant d'un écoulement de fluide visqueux dans un élargissement brusque. Immédiatement après l'élargissement brusque, on observe la formation de tourbillons annulaires intenses qui en divergent, occupent progressivement la section entière du tuke. Le processus de divergence de ces filets s'effectue sur un tronçon de section large correspondant au moins à dix mètre.

Les expériences prouvent que la pression qui s'exerce dans la section 1 situé immédiatement après l'élargissement brusque, ne diffère pratiquement pas de la pression dans la section droite juste avant l'élargissement.

Les données indiquées permettent de déterminer la différence de pression sur le tronçon commençant à partir de l'élargissement brusque jusqu'à la fin de la formation de l'écoulement dans la section I

à cette effet déterminons la différence de pression sur le tronçon commençant à partir de l'élargissement brusque jusqu'à la fin de la formation de l'écoulement dans la section 1.

pour cela utilisons l'équation de la loi de la quantité de mouvement qui stipule :

la quantité de mouvement à travers une surface de contrôle immobile est égale aux forces extérieures appliquées au fluide délimité par cette surface.

$$\left(\alpha_2 V_{moy_2}^2 S_2 - \alpha_1 V_{moy_1}^2 S_1\right)\rho = \left(P_1 - P_2\right) S_2 .$$

dans ce cas on néglige l'influence des contraintes tangentielles.

en utilisant maintenant l'équation de ~~q~~ continuité pour les sections I et II

$$\Rightarrow V_{moy_1} S_1 = V_{moy_2} S_2 . \quad \Rightarrow \quad \frac{S_1}{S_2} = \frac{V_{m_2}}{V_{m_1}}$$

Suivant laquelle la différence de pression peut s'exprimer sous la forme.

$$P_1 - P_2 = \rho \left(\alpha_2 V_{m_2}^2 - \alpha_1 V_{m_1}^2 \frac{S_1}{S_2}\right)$$

$$= \rho \left(\alpha_2 V_{moy_2}^2 - \alpha_1 V_{m_1}^2 \cdot \frac{V_{m_2}}{V_{m_1}}\right)$$

$$= \rho \left(\alpha_2 V_{m_2}^2 - \alpha_1 V_{m_1} \cdot V_{m_2} .\right) .$$

Pour définir la perte de charge, utilisons l'équation de bernoulli

$$z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + H_m .$$

$$\gamma . H_m = \left(\frac{P_1 - P_2}{\gamma}\right) + \frac{\rho}{2}\left(\alpha_1 v_1^2 - \alpha_2 V_2^2\right)$$

$$\gamma H_m = \rho V_{m_2}^2 \left(\alpha_2 V_{m_2} - \alpha_1 V_{m_1}\right) + \frac{\rho}{2}\left(\alpha_1 V_{m_1}^2 - \alpha_2 V_{m_2}^2\right)$$

généralement l'écoulement considéré est Turbulent et dans ce cas, les coef- tenant compte de la distribution de la vitesse dans la section sont proche de l'unité.

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 1 .$$

$$\gamma H_m = \rho\left(V_{m2}^2 - V_{m1}V_{m2}\right) + \frac{\rho}{2}\left(V_{m1}^2 - V_{m2}^2\right).$$

$\frac{2\rho}{2} - \frac{\rho}{2} = \frac{\rho}{2}$.

$$= \rho V_{m2}^2 - \rho V_{m1}V_{m2} + \frac{\rho}{2}V_{m1}^2 - \frac{\rho}{2}V_{m2}^2$$

$$= V_{m2}^2\left(\rho - \frac{\rho}{2}\right) + \frac{\rho}{2}V_{m1}^2 - \rho V_{m1}V_{m2}$$

$$\gamma H_m = \frac{\rho}{2}V_{m2}^2 + \frac{\rho}{2}V_{m1}^2 - \rho V_{m1}V_{m2}.$$

$$\gamma H_m = \frac{\rho}{2}\left(V_{m1} - V_{m2}\right)^2$$

et nous savons que la perte de charge après l'élargissement brusque de l'écoulement d'après la formule générale est :

$$\gamma H_m = \xi_d \frac{\rho V_{m2}^2}{2}$$

$$\Rightarrow \quad \xi_d \frac{\rho V_{m2}^2}{2} = \frac{\rho}{2}\left(V_{m1} - V_{m2}\right)^2$$

$$\xi_d = \frac{\left(V_{m1} - V_{m2}\right)^2}{V_{m2}^2} = \frac{V_{m1}^2 + V_{m2}^2 - 2V_{m1}V_{m2}}{V_{m2}^2}$$

$$= \left(\frac{V_{m1}}{V_{m2}}\right)^2 + 1 - 2\frac{V_{m1}}{V_{m2}}$$

$$\xi_d = \left(\frac{V_{m1}}{V_{m2}} - 1\right)^2$$ et en sachant que $\frac{V_{m1}}{V_{m2}} = \frac{S_2}{S_1}$

$$\Rightarrow \boxed{\xi_d = \left(\frac{S_2}{S_1} - 1\right)^2}$$