AULA 8

Análise Diferencial: Equação fundamental do movimento de uma partícula de fluído Ideal e Real

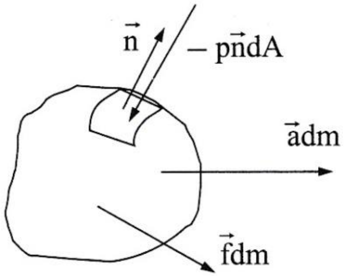
Prof. Geronimo Virginio Tagliaferro

Equação de Euler

Equação de Navier-Stokes

Equação de Euler

- ✓ Vamos desconsiderar as forças viscosas, ou seja, viscosidade nula. Teremos um fluído ideal.
- ✓ As forças de contato irão se resumir ao efeito das pressões.
- ✓ Forças de campo: $\vec{f}dm$
- ✓ Forças de campo para gravidade: $\vec{g}dm$
- ✓ Força de pressão num ponto qualquer da superfície: $-p\vec{n}dA$



Logo: $$\int_V \vec{f}dm - \int_A p\vec{n}dA = \int_V \vec{a}dm$$

Pode-se verificar que: $\int_A p\vec{n}dA = \int_V \text{grad } p \, dV$ e portanto: $\int_V \rho\vec{f}dV - \int_V \text{grad } p \, dV = \int_V \rho\vec{a}dV$

ou, finalmente:

$$\boxed{\vec{a} = \vec{f} - \frac{1}{\rho}\,\text{grad}\,p}$$

A Equação 11.15 em coordenadas cartesianas resulta em:

$$a_x = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = f_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$a_y = \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = f_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$$

$$a_z = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = f_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$

A Equação 11.15 em coordenadas cilíndricas resulta em:

$$a_r = \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} = f_r - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}$$

$$a_\theta = \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} = f_\theta - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{r\partial \theta}$$

$$a_z = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = f_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$

No caso geral, essas três equações podem apresentar cinco incógnitas:

a) O campo de velocidades, constituído por v_x, v_y e v_z em coordenadas cartesianas, ou v_r, v_θ e v_z em coordenadas cilíndricas;

b) A distribuição das massas específicas;

c) A distribuição das pressões.

Neste caso, o sistema de equações apresentado terá necessidade do auxílio de mais duas equações:

Equação da continuidade: $\frac{d\rho}{dt} + \rho div\,\vec{v} = 0$

Equação de estado: $\rho = f\left(p, T\right)$

T – outra equação da distribuição da temperatura

- Dependendo do problema o número de equações é grande e de difícil solução.
- Existem simplificações que tornam a solução mais confortável.

Vamos estudar alguns casos para familiarizarmos com as equações.

Fluido incompressível em repouso, campo da gravidade. $\vec{f} = \vec{g}$

$$\vec{a} = \vec{f} - \frac{1}{\rho}\,\text{grad}\,p \quad \text{onde:} \quad \vec{f} = \vec{g}$$

Sabe-se que o campo da gravidade deriva de um potencial escalar U, significando que existe U tal que grad U = $\vec{g}$.

Isto é:
$$\frac{\partial U}{\partial x}\vec{e}_x + \frac{\partial U}{\partial y}\vec{e}_y + \frac{\partial U}{\partial z}\vec{e}_z = -g\vec{e}_z$$

ou
$$\frac{\partial U}{\partial z} = -g, \quad \text{logo} \quad U = -gz \;(U = 0 \text{ para } z = 0)$$

Nesse caso, a equação de Euler resulta em:

$$\vec{a} = \text{grad}\,U - \frac{1}{\rho}\,\text{grad}\,p$$

Como:
$$\rho = c^{te}, \quad \vec{a} = \text{grad}\left(U - \frac{p}{\rho}\right)$$

Como por hipótese:
$$\vec{a} = 0 \;\Rightarrow\; \text{grad}\left(U - \frac{p}{\rho}\right) = 0$$

Portanto:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(U-\frac{p}{\rho}\right)\vec{e}_x+\frac{\partial}{\partial y}\left(U-\frac{p}{\rho}\right)\vec{e}_y+\frac{\partial}{\partial z}\left(U-\frac{p}{\rho}\right)\vec{e}_z=0$$

Logo:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(U-\frac{p}{\rho}\right)=0 \Rightarrow U-\frac{p}{\rho}=c^{\underline{te}}(x) \Rightarrow -gz-\frac{p}{\rho}=c^{\underline{te}}(x)$$

ou, como $\rho = c^{\underline{te}} \rightarrow p = c^{\underline{te}}(x)$.

O mesmo acontece na direção de y, concluindo-se o que já se sabia pelo teorema de Stevin: que, num plano horizontal, num fluido em repouso, a pressão é constante em todos os pontos.

Obtém-se, ainda: $$-gz-\frac{p}{\rho}=c^{\underline{te}}(z)$$

ou $$p+\gamma z=c^{\underline{te}}$$

que nada mais é do que a expressão do teorema de Stevin.

$$\boxed{p+\gamma z=c^{te}}$$

Equilíbrio relativo para fluido incompressível

- Vamos considerar que o fluído está em movimento em relação a um inercial, porem estará em repouso em relação ao recipiente, no qual se fixará o sistema de referência.
- Estando o recipiente acelerado, do ponto de vista do sistema de referência fixo, a aceleração será vista como uma força de inércia, isto é

$$\vec{\mathrm{f}} - \frac{1}{\rho}\, grad\ \ p = \vec{a}$$

$$\vec{\mathrm{f}} - \vec{a} - \frac{1}{\rho}\, grad\ \ p = 0$$

$$\vec{f} - \vec{a} - \frac{1}{\rho}\,\text{grad}\ p = 0$$

Note-se que, ao passar a aceleração para o outro membro da equação, ela passa a integrar o membro das forças e, sendo a equação igual a zero, pode-se imaginar que, do ponto de vista relativo, o sistema esteja em equilíbrio.

Sendo: $$\vec{f} = \vec{g} \Rightarrow \vec{g} - \vec{a} - \frac{1}{\rho}\,\text{grad}\ p = 0$$

ou, como já foi visto, utilizando a noção de potencial escalar:

$$\vec{a} = \text{grad}\left(-gz - \frac{p}{\rho}\right)$$

Portanto: $$a_x = \frac{\partial}{\partial x}\left(-gz - \frac{p}{\rho}\right) \rightarrow -gz - \frac{p}{\rho} = a_x x + C$$

ou $$\frac{p}{\gamma} + z = -\frac{a_x}{g} + C_1$$

e analogamente: $$\frac{p}{\gamma} + z = -\frac{a_y}{g} + C_2$$

$$\frac{p}{\gamma} + z = -\frac{a_z}{g} + C_3$$

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{p}{\gamma} + z &= -\frac{a_x}{g} + C_3 \\ \frac{p}{\gamma} + z &= -\frac{a_y}{g} + C_3 \\ \frac{p}{\gamma} + z &= -\frac{a_z}{g} + C_3 \end{aligned}}$$

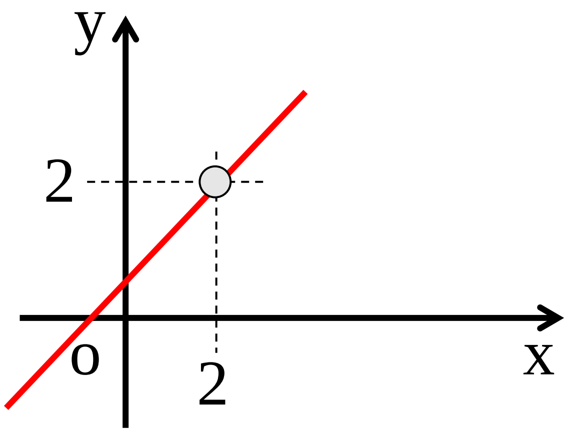
- Geometria do movimento

- ✓ Queremos determinar a trajetória de um partícula.
- ✓ Trajetória: é o lugar geométrico dos pontos ocupados por uma partícula, com o passar do tempo.
- ✓ Partindo das equações paramétricas do movimento em coordenadas cartesianas, temos:

$$\boxed{\begin{array}{l} \mathrm{v}_x = \dfrac{dx}{dt} \;\rightarrow\; dx = \mathrm{v}_x dt \;\rightarrow\; \dfrac{dx}{\mathrm{v}_x} = dt \\[2ex] \mathrm{v}_y = \dfrac{dy}{dt} \;\rightarrow\; dy = \mathrm{v}_y dt \;\rightarrow\; \dfrac{dy}{\mathrm{v}_y} = dt \\[2ex] \mathrm{v}_z = \dfrac{dz}{dt} \;\rightarrow\; dz = \mathrm{v}_z dt \;\rightarrow\; \dfrac{dz}{\mathrm{v}_z} = dt \end{array}}$$

Eliminando o tempo nas equações, obtêm-se as equações em coordenadas cartesianas que representam a linha geométrica percorrida pela partícula

Linhas de Corrente



Vamos considerar para um mesmo tempo e z = 0, temos:

$$\frac{dx}{v_x} = dt \qquad \frac{dy}{v_y} = dt$$

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y}$$

Logo para outras configurações temos:

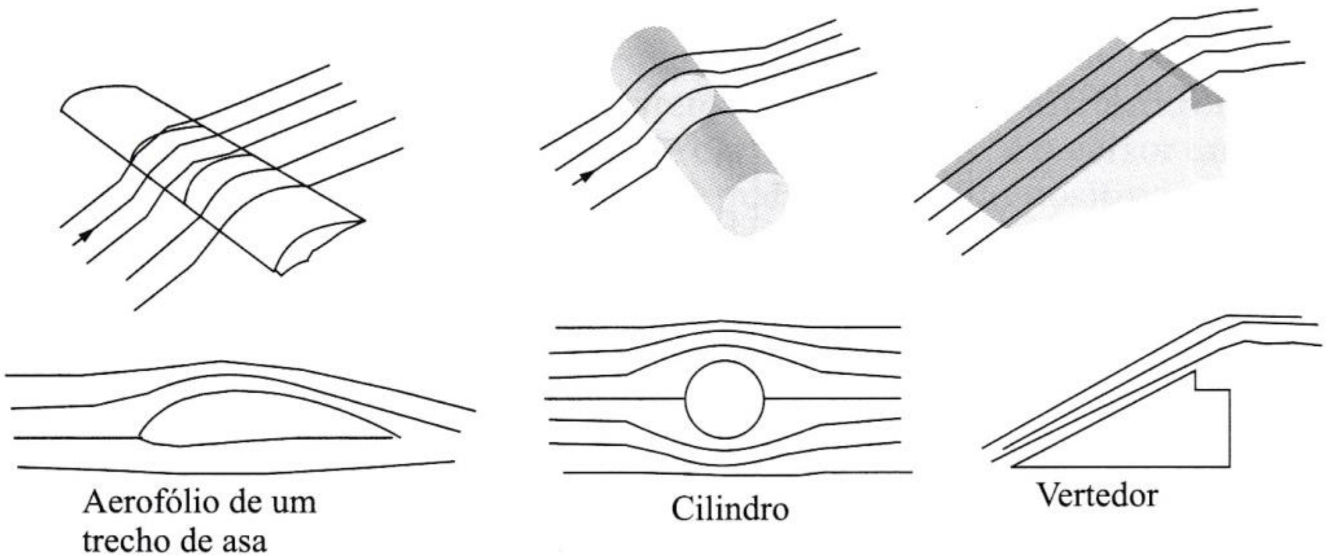
As linhas de corrente é a linha tangente aos vetores da velocidade nos seus pontos de aplicação, num certo instante.

$$v_y dx - v_x dy = 0 \;\rightarrow\; \frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y}$$

$$v_x dz - v_z dx = 0 \;\rightarrow\; \frac{dx}{v_x} = \frac{dz}{v_z}$$

$$v_z dy - v_y dz = 0 \;\rightarrow\; \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z}$$

Escoamento bidimensional de fluido ideal, incompressível



A equação de uma linha de corrente num plano xy qualquer é dada por:

$$\frac{dx}{\mathrm{v}_x} = \frac{dy}{\mathrm{v}_y}$$

$$\mathrm{v}_x dy - \mathrm{v}_y dx = 0$$

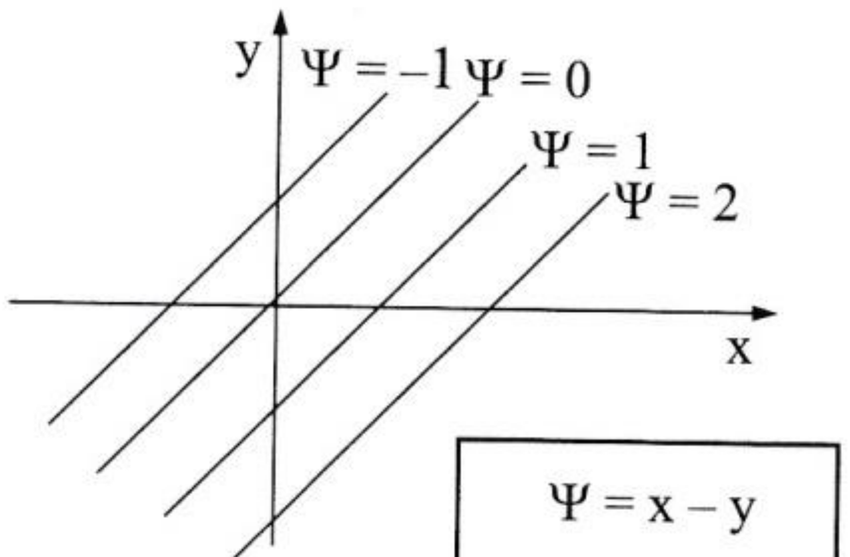
vamos chamar essa equação Ψ = psi

$$d\Psi = \mathrm{v}_x dy - \mathrm{v}_y dx = 0$$

Ψ = Função de corrente

se $d\Psi = 0 \Rightarrow \Psi = C^{te}$

Nos pontos onde $\psi = C^{te}$, num plano de escoamento bidimensional, deverá pertencer a uma linha de corrente.



O valor da constante denomina-se "<u>cota da linha de corrente</u>".

Equação de Navier-Stokes

- ✓ Há efeitos da viscosidade. Fluído real.
- ✓ Há formação de tensões de cisalhamento.
- ✓ No movimento da partícula há translação, rotação ou deformação.
- ✓ A previsibilidade só é precisa em escoamento laminar.
- ✓ Movimento em escoamento turbulento precisará dos cálculos de estatística. Foge do nosso foco.
- ✓ Somente em escoamento laminar.

Equação de Navier-Stokes

- ✓ Embora a equação utilize conceitos já introduzidos, não está nas finalidades deste desenvolvimento a sua dedução.
- ✓ Vamos apresentar apenas o resultado.
- ✓ A equação de Navier-Stokes representa a dinâmica da partícula, ou seja, a equação da quantidade de movimento completa com todos os seus termos.

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\mathrm{v}}}{dt} = \underbrace{\boxed{\vec{\mathrm{f}} - \frac{1}{\rho}\, grad\;\, p}}_{\text{Equação de Euler}} + \underbrace{\boxed{\frac{1}{3}\nu\;\, grad\left(\mathrm{div}\;\vec{\mathrm{v}}\right) + \nu\nabla^{2}\vec{\mathrm{v}}}}_{\text{Efeito da viscosidade no fluido}}$$

Equação de Navier-Stokes

- O uso da equação de Navier-Stokes para casos gerais é de grande complexidade, exigindo métodos numéricos de integração (software) que fogem do escopo deste estudo.
- Vamos amenizar a complexidade aplicando a equação para fluidos incompressíveis já que para eles

$$\mathrm{div}\ \vec{\mathrm{v}} = 0$$

- A equação se reduz:

$$\boxed{\vec{a} = \frac{d\vec{\mathrm{v}}}{dt} = \vec{\mathrm{f}} - \frac{1}{\rho}\, grad\ \ p + \nu \nabla^2 \vec{\mathrm{v}}}$$

Equação de Navier-Stokes

onde ∇^2 é o operador laplaceano, dado por:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ em coordenadas cartesianas e}$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ em coordenadas cilíndricas}$$

Observar que a Equação 11.39 reduz-se à equação de Euler se o fluido for ideal, isto é, se $\nu = 0$, e no caso de escoamento irrotacional em que rot $\vec{v} = 0$ e, conseqüentemente, $\nabla^2 \vec{v} = 0$.

Lembrando que no campo da gravidade $\vec{f} = \vec{g} = -g\vec{e}_z$ (supondo o plano xy horizontal), em coordenadas cartesianas a equação de Navier-Stokes resulta em:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) \qquad (11.40a)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) \qquad (11.40b)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \qquad (11.40c)$$

Equação de Navier-Stokes

Em coordenadas cilíndricas, supondo z vertical, a equação resulta em:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{2} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} +$$
$$+\nu\left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{v_r}{r^2}\right) \tag{11.41a}$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r v_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{r\partial \theta} +$$
$$+\nu\left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r^2}\right) \tag{11.41b}$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} +$$
$$+\nu\left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}\right) \tag{11.41c}$$

Exemplos:

1) Dado o escoamento cujo campo de velocidade é:

$$v_x = \frac{x}{t};\ v_y = \frac{y}{t}\ \text{e}\ v_z = 0$$

Determinar:

a) A equação da linha de corrente que passa pelo ponto $P_1 = (2;1;2)$;

b) A equação da trajetória que passa por P_1 , no instante t = 1;

c) A aceleração num instante t qualquer, no ponto P_1.

Solução:

a) $\dfrac{dx}{v_x} = \dfrac{dy}{v_y} \quad \rightarrow \quad \dfrac{dx}{\frac{x}{t}} = \dfrac{dy}{\frac{y}{t}} \quad \rightarrow \quad \ln x = \ln y + \ln C_1 \quad \rightarrow \quad x = C_1 y$

Para $x = 2$ e $y = 1 \quad \rightarrow \quad C_1 = 2 \quad \Rightarrow \quad x = 2y$

$\dfrac{dx}{v_x} = \dfrac{dz}{v_z} \quad \rightarrow \quad dz = 0 \quad \rightarrow \quad z = C_2$

Para $z = 2 \quad \rightarrow \quad C_2 = 2 \quad \Rightarrow \quad z = 2$

b) $dx = v_x\, dt \quad \rightarrow \quad dx = \dfrac{x}{t} dt \quad \rightarrow \quad \dfrac{dx}{x} = \dfrac{dt}{t} \quad \rightarrow \quad \ln x = \ln t + \ln C_1 \quad \Rightarrow \quad x = C_1 t$

Para $t = 1$ e $x = 2 \quad \rightarrow \quad C_1 = 2 \quad \Rightarrow \quad x = 2t$

$dy = v_y\, dt \quad \rightarrow \quad dy = \dfrac{y}{t} dt \quad \rightarrow \quad \dfrac{dy}{y} = \dfrac{dt}{t} \quad \rightarrow \quad \ln y = \ln t + \ln C_2 \quad \Rightarrow \quad y = C_2 t$

Para $t = 1$ e $y = 1 \quad \rightarrow \quad C_2 = 1 \quad \Rightarrow \quad y = t$

Logo: $x = 2y$

$z = C_3 \quad \Rightarrow \quad z = 2$

Solução:

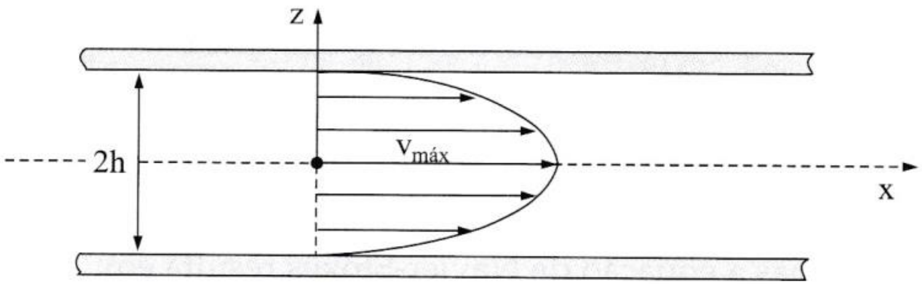
c) $v_x = \frac{x}{t} = \frac{2}{t} \quad \rightarrow \quad a_x = \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{2}{t^2}$

$v_y = \frac{y}{t} = \frac{1}{t} \quad \rightarrow \quad a_y = \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{1}{t^2}$

$\vec{a} = -\frac{1}{t^2}\left(2\vec{e}_x + \vec{e}_y\right)$

EXEMPLO 1

Dado o escoamento laminar, em regime permanente, de um fluido incompressível entre duas placas planas, horizontais, fixas, de dimensões infinitas, determinar a expressão do diagrama de velocidades e a perda de pressão ao longo do escoamento.



Solução

Pela figura, observa-se que $\vec{v} = v_x \vec{e}_x$ e que $v_x = f(z)$.

Como o regime é permanente e $v_y = 0$ e $v_z = 0$, as Equações 11.40 resultam em:

a) $v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}$

b) $\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \Rightarrow p = c^{\underline{te}}(y)$

c) $\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0 \Rightarrow p = -\rho g z + f(x)$ ou $p + \rho g z = f(x)$

Esse resultado mostra que, para cada seção $x = c^{\underline{te}}$, vale o teorema de Stevin, e para facilidade algébrica abrevia-se $p + \rho g z = p^*$, e $\frac{\partial p^*}{\partial x}$ é função só de x.

Além disso, como $v_x = f(z)$, implica que $\frac{\partial v_x}{\partial x} = 0$.

Logo, a equação (a) resulta em: $\frac{\partial p^*}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}$, e como p^* só é função de x $\frac{dp^*}{dx} = \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}$.

Além disso, como $v_x = f(z)$, então: $\frac{dp^*}{dx} = \mu \frac{d^2 v_x}{dz^2}$.

Como o primeiro membro só é função de x e o segundo membro só é função de z, conclui-se que na realidade ambos correspondem a uma constante e podem ser integrados separadamente. Logo:

$$\mu \frac{d^2 v_x}{dz^2} = \beta$$

$$\frac{dp^*}{dx} = \beta$$

Assim, $\frac{d^2 v_x}{dz^2} = \frac{\beta}{\mu}$ ou $\frac{dv_x}{dz} = \frac{\beta}{\mu} z + C_1$ ou $v_x = \frac{\beta z^2}{2\mu} + C_1 z + C_2$

$p^* = \beta x + C_3$

Condições de contorno

1) Para $z = \pm h \Rightarrow v_x = 0$, logo:

$$\left.\begin{aligned} 0 &= \frac{\beta h^2}{2\mu} + C_1 h + C_2 \\ 0 &= \frac{\beta h^2}{2\mu} - C_1 h + C_2 \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{cases} C_2 = -\dfrac{\beta h^2}{2\mu} \\ C_1 = 0 \end{cases}$$

2) Para $z = 0 \Rightarrow v_x = v_{máx} \Rightarrow v_{máx} = C_2$

Logo: $v_{máx} = -\dfrac{\beta h^2}{2\mu} \Rightarrow \beta = -\dfrac{2\mu v_{máx}}{h^2}$

Finalmente: $v_x = -\dfrac{2\mu v_{máx}}{h^2}\dfrac{z^2}{2\mu} + \dfrac{2\mu v_{máx}}{h^2}\dfrac{h^2}{2\mu} \Rightarrow v_x = v_{máx}\left(1 - \dfrac{z^2}{h^2}\right)$

A expressão resultante mostra que o diagrama de velocidades é parabólico.

Da outra equação diferencial: $p^* = \beta x + C_3$

Logo: $p^* = -\dfrac{2\mu v_{máx}}{h^2} x + C_3$

Adotando para uma coordenada inicial $x = 0 \Rightarrow C_3 = p_0^*$, obtém-se: $p_0^* - p^* = \Delta p^* = \dfrac{2\mu v_{máx}}{h^2} x$

O escoamento analisado denomina-se 'escoamento de Poiselle'.

Exemplo 2 – Considere um escoamento permanente, incompressível e laminar, totalmente desenvolvido, de um fluido newtoniano com viscosidade μ constante, no interior de um duto horizontal de seção circular constante de raio interno R, conforme mostrado na figura abaixo. Determine a distribuição (perfil) de velocidade de escoamento numa seção, a partir da equação de Navier-Stokes, considerando um gradiente de pressão dp/dz constante ao longo do escoamento