

Teoria do Estado de Tensão

Índice

1	Introdução	1
2	Conceito de Meio Contínuo	2
3	Forças	3
4	Princípio da Objectividade	4
5	Princípio de Euler e Cauchy	4
6	Tensão devida a um carregamento genérico. Componentes de Tensão	6
7	Tensões numa faceta arbitrariamente orientada. Equação de Cauchy	8
8	Tensões em reservatórios de parede fina	10
8.1	Reservatórios cilíndricos de parede fina sob pressão	11
8.2	Reservatórios esféricos de parede fina sob pressão	13
9	Estados planos particulares definidos em tensões principais	14

1 Introdução

A Mecânica dos Meios Contínuos tem por objectivo geral estudar a forma como evoluem, sob a acção de forças ou de calor, os sólidos, os líquidos e os gases. No âmbito do programa da disciplina de Mecânica Aplicada 2, apenas nos concentraremos no estudo da Mecânica dos Sólidos sob acção de forças. Este estudo incidirá então no comportamento dos sólidos submetidos a acções exteriores, do que diga respeito a:

- Estudo de Tensões: distribuição e transferência de forças no interior dos corpos
- Estudo das Deformações: caracterizar e medir as deformações (ou deslocamentos relativos entre partes do mesmo corpo)

Na Mecânica Aplicada 2, trataremos de materiais com propriedades “ideais”. Todos os métodos de análise e equações estabelecidas daqui em diante são válidos apenas para estes materiais.

- Materiais deformáveis
- Materiais contínuos
- Materiais homogéneos
- Materiais isotrópicos

Material Isotrópico - Material com as mesmas características em todas as direcções ou, expresso de outra maneira, material com características simétricas em relação a um plano de orientação arbitrária. O aço e o betão constituem exemplos de materiais que podem ser considerados isotrópicos.

Material monotrópico - Material com características simétricas relativamente a planos paralelos e a planos perpendiculares a um eixo, que constitui a direcção de monotropia do material. A madeira constitui um exemplo de material monotrópico, sendo a direcção de monotropia a direcção das fibras, pois apresenta propriedades simétricas relativamente a planos paralelos às fibras e a planos perpendiculares às mesmas. Outros exemplos são materiais constituídos por camadas alternadas de dois ou mais materiais desde que a sua espessura seja suficientemente pequena para que se possa considerar o material contínuo na direcção perpendicular às camadas.

Material ortotrópico - Material com características simétricas relativamente a três planos ortogonais. Como por exemplo pode citar-se um material isotrópico reforçado por fibras dispostas ortogonalmente ou de maneira a terem-se três planos de simetria ortogonais.

No âmbito desta cadeira, considerar-se-á ainda:

- Comportamento linear material – a relação entre forças e deslocamentos sofridos é constante
- Comportamento linear geométrico – as deformações dos corpos são lineares.

2 Conceito de Meio Contínuo

Ao nível microscópico, a matéria é formada por partículas. Nas aplicações práticas, o engenheiro é confrontado com volumes de matéria cujas dimensões são muito superiores às das suas partículas constituintes.

Diz-se que nos colocamos à escala macroscópica quando preferimos uma resposta global média em detrimento duma análise da estrutura particular da matéria. A matéria perde então o seu carácter descontínuo e admite-se uniformemente distribuída no domínio em estudo.

Meio Contínuo - Material que não contém cavidades ou descontinuidades, isto é, enche completamente o espaço que ocupa sendo por outro lado as suas propriedades descritas através de funções contínuas.

O conceito de meio contínuo deriva da matemática em que podemos dizer por exemplo que o corpo dos números reais é contínuo, ou seja, entre dois números reais distintos quaisquer existe sempre um número infinito de números reais. Podemos aqui generalizar o conceito para a matéria e suas partículas constituintes.

Esta abstracção matemática é no entanto aplicável à mecânica dos sólidos se os fenómenos em estudo se passam a dimensões superiores à estrutura elementar (moléculas) da matéria, caso contrário tratar-se-á de um problema da física das partículas.

Num meio contínuo, as forças, as tensões, as deformações e a energia são funções contínuas no domínio do corpo.

Consideremos, por exemplo, um volume V de matéria de massa m , em volta de um ponto P de um corpo

Ω . Diminuamos V , se o limite $\rho = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{m}{V}$ for bem definido em todos os pontos P de Ω , a massa diz-se

distribuída continuamente em V .

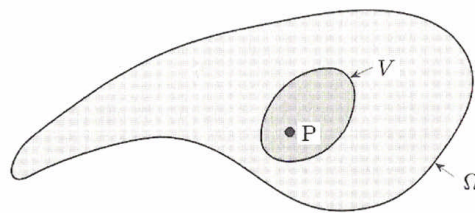


Figura 2-1

Pode-se definir da mesma forma outras quantidades tais como forças, tensões, deformações, energias, etc., que são também funções contínuas das coordenadas. A noção de meio contínuo conduz a teorias que fornecem resultados concordantes com as observações experimentais. Os corpos estudados devem ter dimensões largamente superiores às das suas partículas constituintes elementares.

3 Forças

As forças interiores são forças que actuam entre as partes do corpo, por exemplo, esforços internos numa viga.

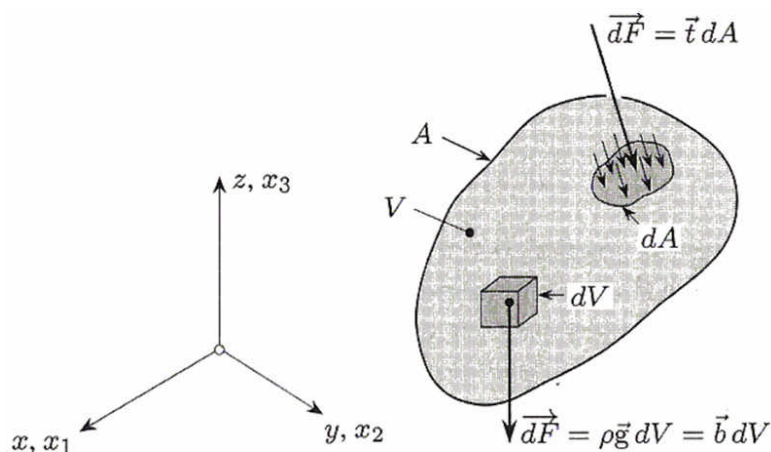


Figura 3-1

Na mecânica dos meios contínuos, distinguem-se dois tipos de forças exteriores:

- Forças de volume que actuam sobre os elementos de volume dV (ou de massa) de um corpo, tais como as forças gravíticas, electromagnéticas ou de inércia. Definem-se por unidade de volume.
- Forças de superfície que são forças que actuam sobre a superfície A que limita o corpo, tais como a pressão da água ou a sucção do vento. Definem-se por unidade de área.

É de notar que as forças concentradas são, em princípio, excluídas da mecânica dos meios contínuos, porque provocam singularidades no local de aplicação. No entanto, representam uma modelação prática de certos fenómenos, e por isso podem ser aceites se o seu efeito local for ignorado, mas devem ser ignoradas num estudo localizado (por exemplo no equilíbrio de um pequeno elemento).

4 Princípio da Objectividade

Ser objectivo, é ser invariante aquando de uma mudança de referencial, ser independente do sistema de eixos ou do observador. A massa, a energia e a lei de comportamento de um material devem ser objectivas.

5 Princípio de Euler e Cauchy

Considere-se um corpo sólido sujeito à acção de forças em equilíbrio. Imagine-se esse corpo dividido em duas partes através do corte indicado na figura. Na superfície do corte que pertence à parte esquerda estão instalados esforços internos que traduzem a acção da parte direita sobre a parte esquerda. Da mesma maneira, e para que se verifique equilíbrio, actuam na superfície de corte pertencente à parte direita, forças que equilibram os referidos esforços.

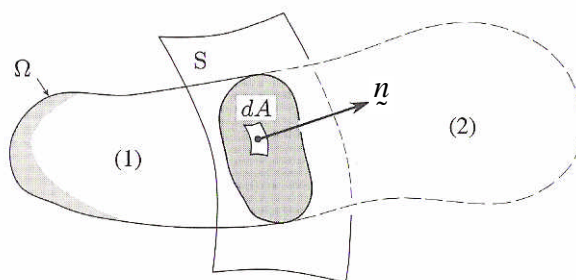


Figura 5-1

Na superfície de corte, designa-se por dA um elemento de área, chamado faceta, e por \underline{n} a sua normal exterior unitária. A interacção entre a matéria da parte esquerda e a da parte direita manifesta-se pelo aparecimento de forças internas que se exercem através do conjunto das facetas dA que compõem a superfície de corte.

A natureza das forças internas, transmitidas através de uma superfície de corte por um fragmento do corpo sobre o outro é definida pelo seguinte conceito, aceite como um postulado:

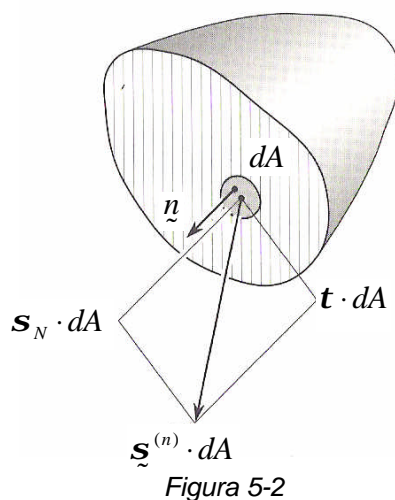
Princípio das tensões de Euler e Cauchy: em toda a secção de corte de um corpo existe um campo de vectores tensão $\underline{\mathfrak{S}}^{(n)}$, semelhantes a forças de superfície, de modo a que a associação das forças elementares $d\vec{F} = \underline{\mathfrak{S}}^{(n)} \times dA$ correspondentes a cada elemento de área dA asseguram a transmissão global das forças que uma parte do corpo exerce sobre a outra.

A orientação da superfície infinitesimal (faceta) num sistema cartesiano de referência pode ser definida por um vector \underline{n} , de comprimento unitário, perpendicular ao plano da faceta e com o sentido que aponta para fora da parte considerada. Este vector designa-se por versor da faceta e fica completamente definido pelos cossenos directores dos ângulos que faz com os sentidos positivos dos eixos de referência, os cossenos directores da faceta, que são as componentes do vector \underline{n} .

$$\begin{cases} n_x = \cos(n, x) \\ n_y = \cos(n, y) \\ n_z = \cos(n, z) \end{cases} \text{ e como o vector tem comprimento unitário, tem-se } n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = 1$$

As componentes de $\underline{s}^{(n)}$ sobre \underline{n} (versor normal a dA), e sobre um plano que lhe é perpendicular (plano que contém dA), são chamadas tensão normal s_N e tensão tangencial t .

- Tensão normal s_N : componente do vector tensão na direcção da normal \vec{n} à superfície da faceta dA .
- Tensão tangencial t : componente do vector tensão no plano da faceta dA .



O vector tensão $\underline{s}^{(n)}$ varia de ponto para ponto: o conjunto dos vectores tensão caracteriza o estado de tensão (da secção, do corpo...) e constitui um campo de tensões.

Num determinado ponto o vector tensão varia igualmente com a orientação da faceta dA , ou o que é equivalente, com a orientação de \underline{n} . Em consequência, o estado de tensão num ponto de um corpo sólido não pode ser definido unicamente através do vector tensão $\underline{s}^{(n)}$. O estado de tensão num ponto é uma grandeza vectorial mas a um nível superior.

6 Tensão devida a um carregamento genérico. Componentes de Tensão

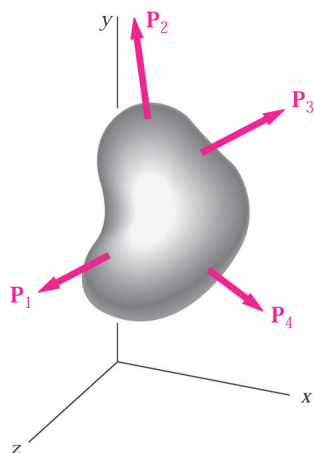


Figura 6-1

Considere-se um corpo sujeito a várias cargas P_1, P_2 , etc. Para compreender o estado de tensão criado por estas cargas num ponto genérico Q localizado no interior do corpo, seccione-se este através de um plano paralelo ao plano yz e que inclua Q . A parte do corpo à esquerda da secção é sujeita a algumas das cargas originais e a esforços normal e transversal aplicados na secção.

Denote-se por ΔF^x e ΔV^x as forças normal e tangencial que actuam numa área elementar ΔA na vizinhança do ponto Q . Note-se que o sobrescrito x é utilizado para indicar que as forças ΔF^x e ΔV^x actuam numa superfície perpendicular ao eixo x .

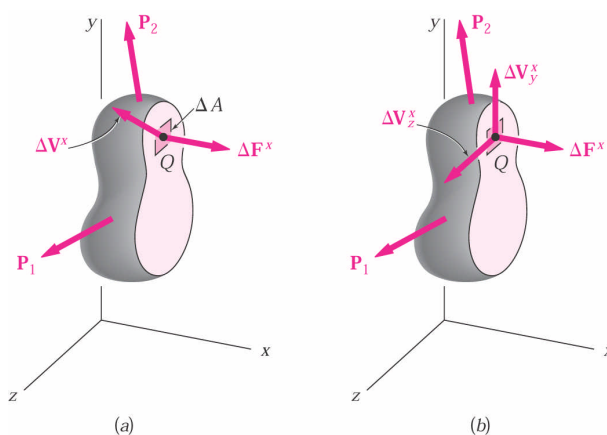


Figura 6-2

Enquanto que a força normal ΔF^x tem uma direcção perfeitamente definida, a força ΔV^x pode ter qualquer direcção no plano do seccionamento. Decomponha-se, então, ΔV^x nas duas componentes, ΔV_y^x e ΔV_z^x , nas direcções paralelas aos eixos y e z , respectivamente.

Dividindo agora o módulo de cada força pela área ΔA e fazendo ΔA tender para zero, definem-se as três componentes da tensão mostradas na figura anexa:

$$s_x = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F^x}{\Delta A}$$

$$t_{xy} = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta V_y^x}{\Delta A}$$

$$t_{xz} = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta V_z^x}{\Delta A}$$

Note-se que o primeiro índice em s_x, t_{xy} e t_{xz}

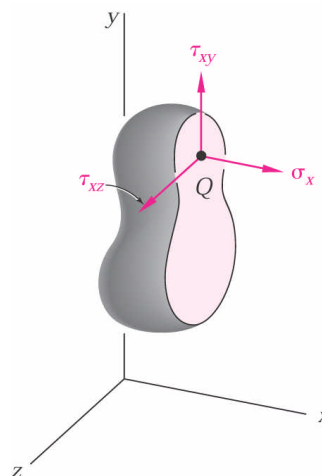
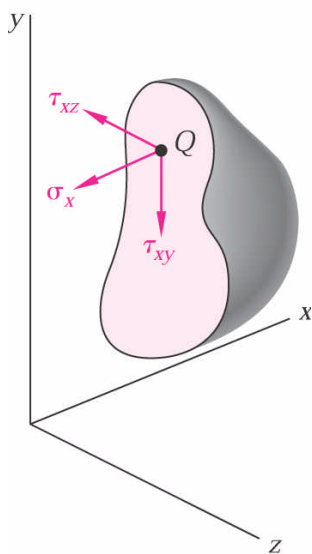


Figura 6-3

indica que as tensões consideradas actuam numa superfície perpendicular ao eixo x . O segundo índice em t_{xy} e t_{xz} identifica a direcção da componente da tensão.

A tensão s_x será positiva se a direcção em que actua coincidir com a direcção positiva do eixo x , isto é, se o corpo estiver traccionado, e negativa se estiver comprimido. Do mesmo modo, as componentes da tensão tangencial t_{xy} e t_{xz} serão positivas se a direcção em que actuam coincidir com as direcções positivas dos eixos y e z , respectivamente.



A mesma análise pode ser feita tomando a parte do corpo localizada à direita do plano vertical que passa em Q . As mesmas magnitudes, mas com direcções opostas, são obtidas para as forças normal e transversais. Por conseguinte, são obtidos valores idênticos para as correspondentes componentes da tensão, mas, dado que a secção está agora voltada para o lado negativo do eixo x , o sinal positivo de s_x indicará que a direcção positiva é segundo a direcção oposta ao eixo x . De modo análogo, t_{xy} e t_{xz} serão positivas se a direcção em que actuam coincidir com as direcções negativas dos eixos y e z , respectivamente, como se mostra na figura ao lado.

Figura 6-4

Passando uma secção paralela ao plano xz através do ponto Q , poder-se-ão definir de modo semelhante as componentes s_y , t_{yz} e t_{yx} . Finalmente ao seccionar o corpo com um plano paralelo a xy através do ponto Q resultarão as componentes da tensão s_z , t_{zx} e t_{zy} .

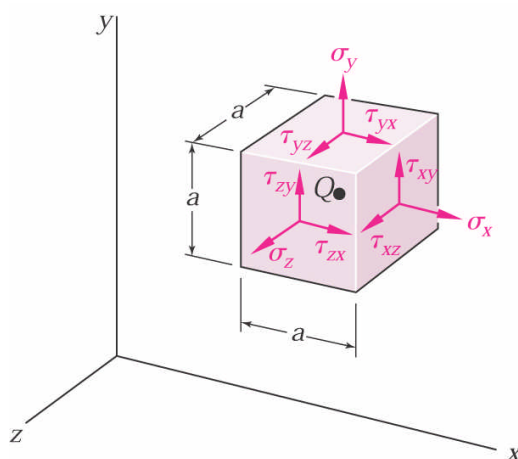


Figura 6-5

A fim de facilitar a visualização do estado de tensão no ponto Q , considere-se o cubo elementar de lado a , com centro no ponto Q , solicitado pelas respectivas tensões em cada uma das seis faces do cubo. As

componentes da tensão indicadas na figura são $\mathbf{s}_x, \mathbf{s}_y$ e \mathbf{s}_z , que representam a tensão normal em faces perpendiculares aos eixos x, y e z , e as seis componentes da tensão tangencial $t_{xy}, t_{xz}, t_{yz}, t_{yx}, t_{zx}$ e t_{zy} . Recorde-se que de acordo com a definição de componente da tensão tangencial, t_{xy} representa a componente segundo y da tensão tangencial exercida sobre a face perpendicular ao eixo x , enquanto t_{yx} representa a componente segundo x da tensão exercida sobre a face perpendicular ao eixo y .

Note-se que apenas três faces do cubo são visíveis na figura e que nas três faces invisíveis actuam componentes da tensão iguais mas opostas. As tensões que actuam nas faces do cubo são ligeiramente diferentes das tensões que actuam no ponto Q , mas o erro envolvido é pequeno, anulando-se quando a dimensão do lado a do cubo tende para zero.

7 Tensões numa faceta arbitrariamente orientada. Equação de Cauchy

Vimos anteriormente que para descrever o estado de tensão num ponto é necessário conhecer o vector tensão em três facetar paralelas aos planos coordenados que passem pelo ponto. Recapitulando, a descrição do estado de tensão num ponto faz-se através da identificação de nove componentes. Estas componentes podem ser guardadas numa matriz onde cada linha corresponde a um vector tensão numa faceta.

$$[\mathbf{s}_{ij}]_{[0X_1X_2X_3]} = \mathbf{s}_{[0X_1X_2X_3]} = \begin{bmatrix} \mathbf{s}_{11} & \mathbf{s}_{12} & \mathbf{s}_{13} \\ \mathbf{s}_{21} & \mathbf{s}_{22} & \mathbf{s}_{23} \\ \mathbf{s}_{31} & \mathbf{s}_{32} & \mathbf{s}_{33} \end{bmatrix}$$

Os termos \mathbf{s}_{ij} são as componentes dos três vectores tensão num ponto em três facetar ortogonais duas a duas. Esta matriz é designada por tensor das tensões e identifica o estado de tensão num ponto em estudo, descrito no referencial $[0X_1X_2X_3]$.

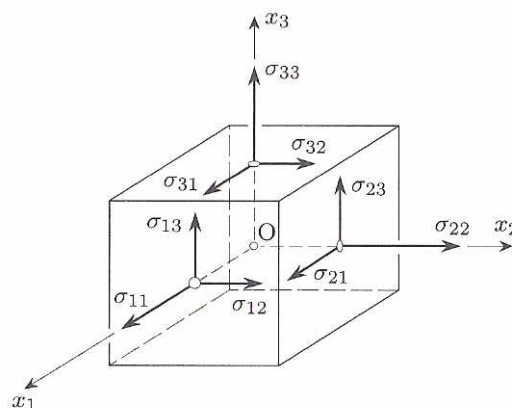


Figura 7-1

\mathbf{s}_{ij} - Tensão actuante na faceta perpendicular ao eixo i segundo a direcção j

Mas como determinar, num ponto Q de um sólido, o vector tensão que actua sobre uma faceta de orientação qualquer relativamente aos eixos coordenados?

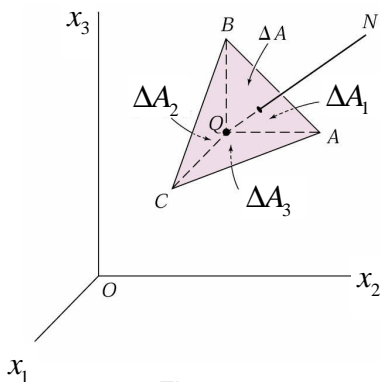


Figura 7-2

Para o efeito consideremos um tetraedro infinitesimal, no qual três faces são paralelas aos planos coordenados e a quarta é inclinada relativamente a estes.

Seja \underline{n} a normal exterior unitária à faceta oblíqua $[ABC]$ de área ΔA .

As suas componentes $(n_1; n_2; n_3)$ são co-senos directores. Assim, a área de uma faceta paralela a um plano coordenado pode ser obtida através da relação: $\Delta A_i = \Delta A \cdot n_i$ sabendo que $n_i = \cos \angle(n, x_i)$.

Com efeito, o ângulo formado entre dois planos é definido pelo ângulo entre os respectivos vectores normais.

Utilizando o conceito de corpo livre aplicado ao corpo é sempre possível considerar apenas forças exteriores no equilíbrio de qualquer das suas partes, pois as forças interiores não alteram o estado de movimento ou de repouso do corpo.

No estabelecimento das equações de equilíbrio do tetraedro infinitesimal não são consideradas as acções das forças de massa, porque são da ordem do volume e, portanto, desprezáveis face às forças de superfície. Além disso supomos que as dimensões do tetraedro são tão pequenas que o vector das tensões se pode considerar constante em todos os pontos da mesma face.

Nestas condições, as densidades de força a considerar no equilíbrio são as representadas na figura: Forças superficiais.

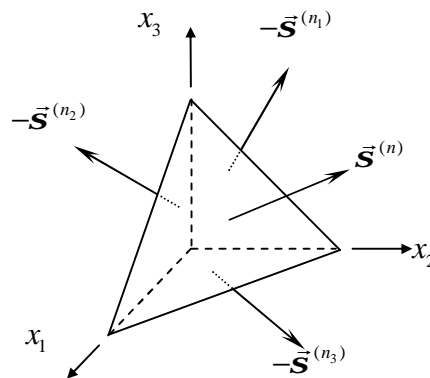


Figura 7-3

O equilíbrio obtém-se multiplicando as tensões em cada face pela respectiva área e constituindo a seguinte equação vectorial:

$$\vec{s}^{(n)} \cdot \Delta A - \vec{s}^{(n_1)} \cdot \Delta A_1 - \vec{s}^{(n_2)} \cdot \Delta A_2 - \vec{s}^{(n_3)} \cdot \Delta A_3 = \vec{0}$$

Atendendo a que:

$$\Delta A_i = \Delta A \cdot n_i$$

Substituindo na equação anterior:

$$\vec{s}^{(n)} \cdot \Delta A - \vec{s}^{(n_1)} \cdot \Delta A \cdot n_1 - \vec{s}^{(n_2)} \cdot \Delta A \cdot n_2 - \vec{s}^{(n_3)} \cdot \Delta A \cdot n_3 = \vec{0}$$

Donde resulta finalmente:

$$\vec{s}^{(n)} = \vec{s}^{(n_1)} \cdot n_1 - \vec{s}^{(n_2)} \cdot n_2 - \vec{s}^{(n_3)} \cdot n_3$$

ou

$$\underline{\vec{s}}^{(n)} = \underline{\underline{s}} \cdot \underline{n} \quad (\text{Fórmula de Cauchy})$$

ou

$$\underline{\vec{s}}^{(n)} = \begin{bmatrix} \underline{s}_{11} & \underline{s}_{12} & \underline{s}_{13} \\ \underline{s}_{21} & \underline{s}_{22} & \underline{s}_{23} \\ \underline{s}_{31} & \underline{s}_{32} & \underline{s}_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{bmatrix}$$

A fórmula de Cauchy é uma relação vectorial pela qual se conclui que o vector das tensões relativo a uma direcção genérica se pode obter como uma combinação linear dos vectores das tensões relativas a três facetar que passem pelo ponto de normais paralelas aos eixos.

Mais uma vez se conclui que a condição necessária e suficiente para definir completamente o estado de tensão num ponto qualquer é o conhecimento das nove componentes \underline{s}_{ij} .

8 Tensões em reservatórios de parede fina

Os reservatórios de parede fina sob pressão constituem uma importante aplicação da análise de estados planos de tensão. Atendendo que as paredes têm uma rigidez de flexão desprezável, pode assumir-se que as forças internas exercidas sobre um elemento da parede são tangentes à superfície do reservatório.

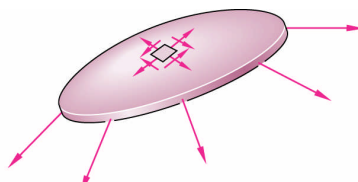


Figura 8-1

A presente análise de tensões em reservatórios de parede fina sob pressão será limitada aos dois tipos de reservatórios mais frequentemente encontrados: reservatórios cilíndricos sob pressão e reservatórios esféricos sob pressão.

8.1 Reservatórios cilíndricos de parede fina sob pressão

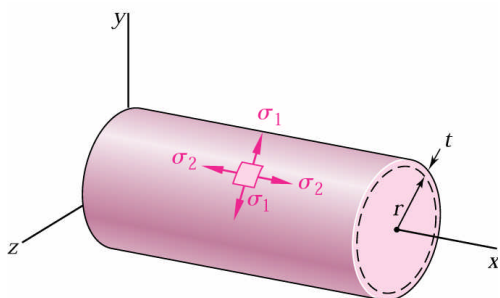


Figura 8-2

Considere-se o reservatório cilíndrico de raio interior r e espessura da parede t contendo um fluido sob pressão. O objectivo da presente análise será a determinação das tensões exercidas num pequeno elemento da parede com lados paralelos e perpendiculares ao eixo do cilindro, respectivamente.

Devido à axissimetria do reservatório e do seu conteúdo, é evidente que não se exerce qualquer tensão tangencial sobre o elemento. As tensões normais S_1 e S_2 mostradas na figura acima são por conseguinte as tensões principais. A tensão S_1 é conhecida por tensão circunferencial, e a tensão S_2 é denominada tensão longitudinal.

A fim de determinar a tensão circunferencial S_1 , destaque-se uma parte do reservatório de parede fina e do seu conteúdo, delimitada pelo plano xy e por dois planos paralelos ao plano yz a uma distância Δx entre si.

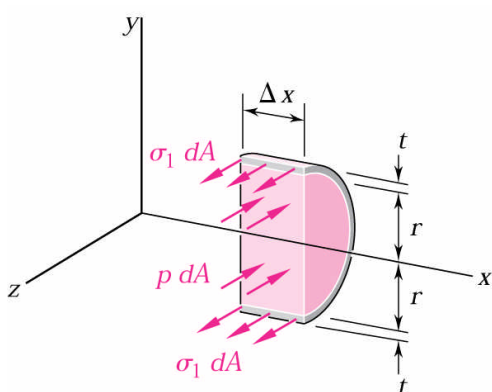


Figura 8-3

As forças paralelas ao eixo z actuantes no diagrama de corpo livre definido desta forma consistem nas forças internas elementares $S_1 \cdot \Delta A$ nas secções da parede e nas forças de pressão elementares $p \cdot \Delta A$ exercidas na porção de fluido incluída no corpo livre. Note-se que p denota a pressão interna do fluido, isto é, o excesso da pressão no interior relativamente à pressão atmosférica exterior.

A resultante das forças internas $S_1 \cdot \Delta A$ é igual ao produto de S_1 pela área da secção transversal $2t\Delta x$ da parede, enquanto que a resultante das forças de pressão $p\Delta A$ é igual ao produto de p pela área $2r\Delta x$.

Escrevendo a equação de equilíbrio $\sum F_z = 0$, tem-se

$$\sum F_z = 0: S_1 \cdot (2t\Delta x) - p \cdot (2r\Delta x) = 0$$

E resolvendo para a tensão circunferencial S_1 ,

$$S_1 = \frac{pr}{t}$$

Para determinar a tensão longitudinal s_2 , secciona-se o cilindro perpendicularmente ao eixo x e considere-se o diagrama de corpo livre da parte do reservatório de parede fina e do seu conteúdo localizada à esquerda da secção.

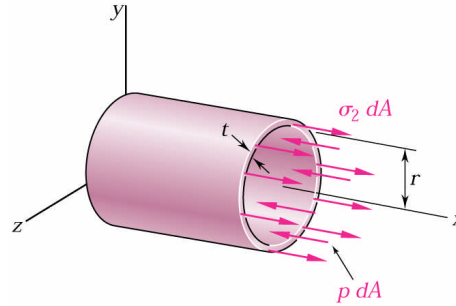


Figura 8-4

As forças que actuam sobre o corpo livre consistem nas forças internas elementares $s_2 \cdot \Delta A$ na parede e nas forças de pressão elementares $p \Delta A$ exercidas na porção de fluido incluída no corpo livre. Notando-se que a área da secção de fluido é $p r^2$ e que a área de secção de parede pode ser obtida multiplicando o perímetro da circunferência do cilindro, $2 p r$, pela espessura da sua parede, t , escreve-se a equação de equilíbrio:

$$\sum F_x = 0 : s_2 \cdot (2 p r t) - p \cdot (p r^2) = 0$$

E resolvendo para a tensão longitudinal s_2 ,

$$s_2 = \frac{p r}{2 t}$$

Conclui-se que a tensão circunferencial s_1 é o dobro da tensão longitudinal s_2 , $s_1 = 2 s_2$.

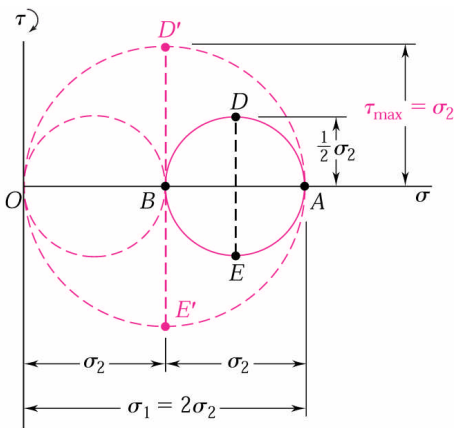


Figura 8-5

Desenhando a circunferência de Mohr que passa nos pontos A e B, os quais correspondem, respectivamente, às tensões principais s_1 e s_2 e sabendo que a máxima tensão tangencial no plano é igual ao raio desta circunferência, tem-se:

$$t_{\max(\text{no plano})} = \frac{1}{2} s_2 = \frac{p r}{4 t}$$

Esta tensão corresponde aos pontos D e E e é exercida sobre um elemento obtido através de uma rotação do elemento original igual a 45° contida no plano tangente à superfície do reservatório.

A máxima tensão tangencial na parede do reservatório é, no entanto, superior a esta. É igual ao raio do círculo OA e corresponde a uma rotação de 45° em torno de um eixo longitudinal e fora do plano da tensão.

Tem-se:

$$t_{\max} = s_2 = \frac{pr}{2t}$$

Deve ser observado que, enquanto a terceira tensão principal é nula na superfície exterior do reservatório, é igual a $-p$ na superfície interior, e é representada por um ponto $C(-p,0)$ no diagrama do círculo de Mohr. Assim, junto à superfície interior do reservatório, a tensão tangencial máxima é igual ao raio do círculo CA , e tem-se:

$$t_{\max} = \frac{1}{2}(s_1 + p) = \frac{1}{2}\left(\frac{pr}{t} + p\frac{r}{t}\frac{t}{r}\right) = \frac{pr}{2t}\left(1 + \frac{t}{r}\right)$$

Para um reservatório de parede fina, no entanto, o termo $\frac{t}{r}$ é pequeno, e pode ser negligenciada a variação de t_{\max} ao longo da espessura da secção de parede. Esta conclusão também se aplica a reservatórios esféricos sob pressão.

8.2 Reservatórios esféricos de parede fina sob pressão

Considere-se agora um reservatório esférico de parede fina de raio interior r e parede de espessura t , contendo um fluido submetido a uma diferença de pressão interna p . Por razões de simetria, as tensões exercidas sobre as quatro faces de um pequeno elemento de parede têm de ser iguais. Por conseguinte:

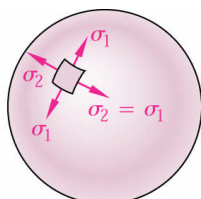


Figura 8-6

$$s_1 = s_2$$

Para determinar o valor dessas tensões, seccione-se o reservatório através de um plano que passe através do seu centro C , e considere-se o diagrama de corpo livre que consiste na parte do reservatório e do seu conteúdo localizado à esquerda da secção.

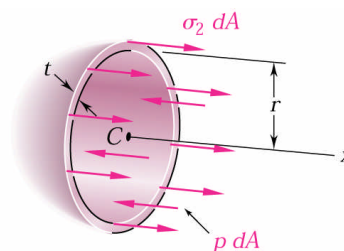


Figura 8-7

A equação de equilíbrio deste corpo livre é a mesma que a equação respeitante à figura 8-4. Conclui-se assim que para um reservatório esférico,

$$s_1 = s_2 = \frac{pr}{2t}$$

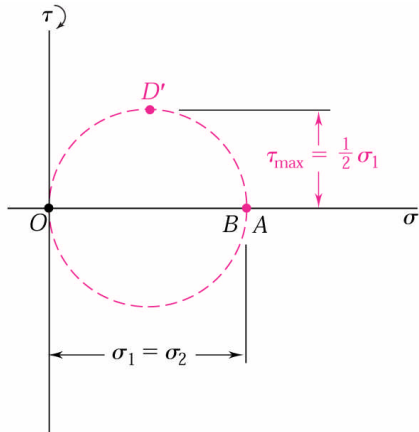


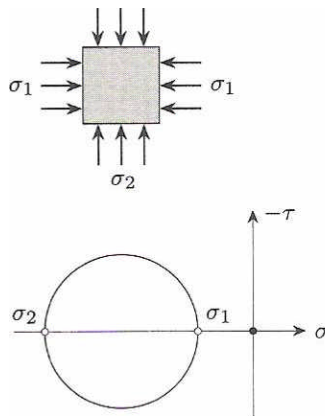
Figura 8-8

Atendendo a que as tensões principais S_1 e S_2 são iguais, a circunferência de Mohr para a transformação de tensões no plano tangente à superfície do reservatório reduz-se a um ponto; conclui-se que a tensão normal no plano é constante e que máxima tensão tangencial no plano é zero. A máxima tensão tangencial nas paredes do reservatório, no entanto, não é zero; é igual ao raio do círculo de diâmetro OA e corresponde a uma rotação de 45° fora do plano da tensão. Assim,

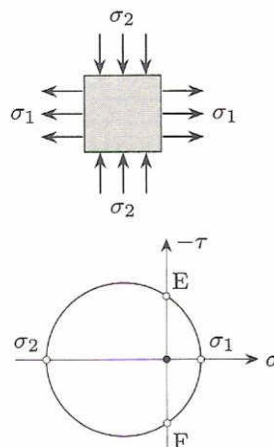
$$t_{\max} = \frac{1}{2} S_1 = \frac{pr}{4t}$$

9 Estados planos particulares definidos em tensões principais

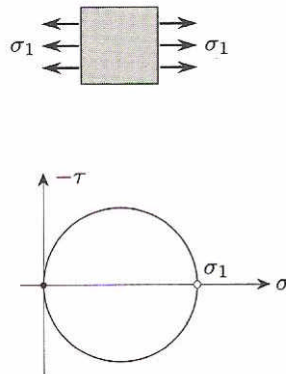
Se S_1 e S_2 são tensões de compressão, o círculo de Mohr situa-se inteiramente à esquerda do eixo dos t , este caso é ideal para materiais que resistem mal à tracção (pedra, betão, etc.).



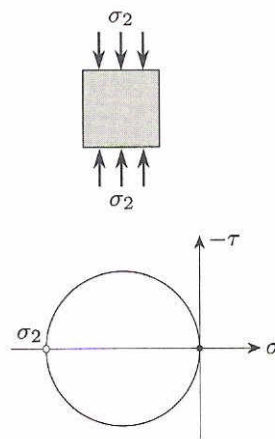
Se S_1 é uma tracção e S_2 uma compressão, o círculo é atravessado pelo eixo dos t , existem duas facetas para as quais $S = 0$ (pontos E e F).



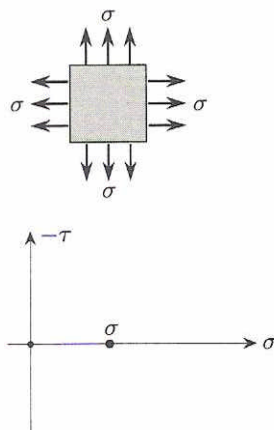
Tem-se um estado de tracção pura se $s_1 > 0$ e $s_2 = 0$.



Tem-se um estado de compressão pura se $s_2 < 0$ e $s_1 = 0$.



Tem-se um estado de tensão esférico ou hidrostático se $s_1 = s_2 = s$, o círculo reduz-se a um ponto, o seu centro e todas as suas facetas encontram-se submetidas a uma única tensão puramente normal s .



Finalmente, se as tensões principais são iguais e de sinais contrários $S_1 = -S_2 = S$, o círculo é centrado na origem dos eixos e trata-se de um estado de corte puro. Nas facetas inclinadas a 45° a partir das direcções principais (pontos E e F), as tensões normais são nulas e as tensões tangenciais valem $t = \pm S$.

