

3 Modelos gerais – ações mecânicas

3.1 Modelo de tornado segundo Kuo/Wen

A análise numérica dos efeitos de tornados sobre estruturas pressupõe a incidência de um tornado com perfis de velocidade e pressão conhecidos. Simulações de laboratório (e.g. Jischke e Light, 1983) e medições de campo (e.g. Hoecker, 1960) são realizadas pela comunidade científica a fim de se propor modelos de campos de vento e pressão adequados. O campo de vento de um tornado parece-se com um vórtice combinado de Rankine, apesar de apresentar comportamento muito mais complexo. A estrutura de tal campo de vento tem sido objeto de pesquisa de meteorologistas há algum tempo. Um grande número de trabalhos teóricos e experimentais tem sido feito (Fujita, 1960; Ying e Chang, 1970, etc.). Desses estudos, conhecimentos básicos sobre os carregamentos de vento têm sido obtidos e usados em projetos de resistência a tornados (e.g. Sherman, 1973).

Em cada ponto do tornado identificam-se quatro parcelas de velocidade: tangencial, radial, vertical e translacional. As direções e sentidos dessas parcelas estão mostrados na Figura 3.1.

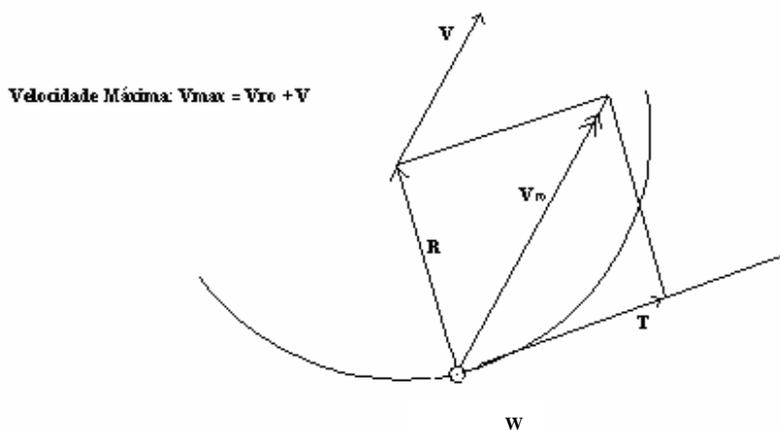


Figura 3.1 – Parcelas de velocidade no tornado – adaptada de Dutta et al (2002)

Um modelo teórico do fluxo tridimensional do vórtice tornádico, onde os perfis de velocidade do vento são apresentados em função da distância radial e da altura sobre o solo, é apresentado por Kuo (1971). As duas equações de contorno não-lineares para a distribuição de velocidades vertical e radial são resolvidas por um método iterativo. Encontra-se que a espessura da camada limite é muito pequena no centro do núcleo, crescendo rapidamente com o aumento da distância radial e mantendo valor praticamente constante na região externa. O perfil vertical das componentes de velocidade apresenta comportamento distinto nas regiões interna e externa à camada limite. Na região interna, há oscilação de todas as componentes, enquanto elas aproximam-se assintoticamente, sem flutuação, de determinados valores, na região externa. A solução teórica de Kuo pode ser visualizada na Figura 3.2.

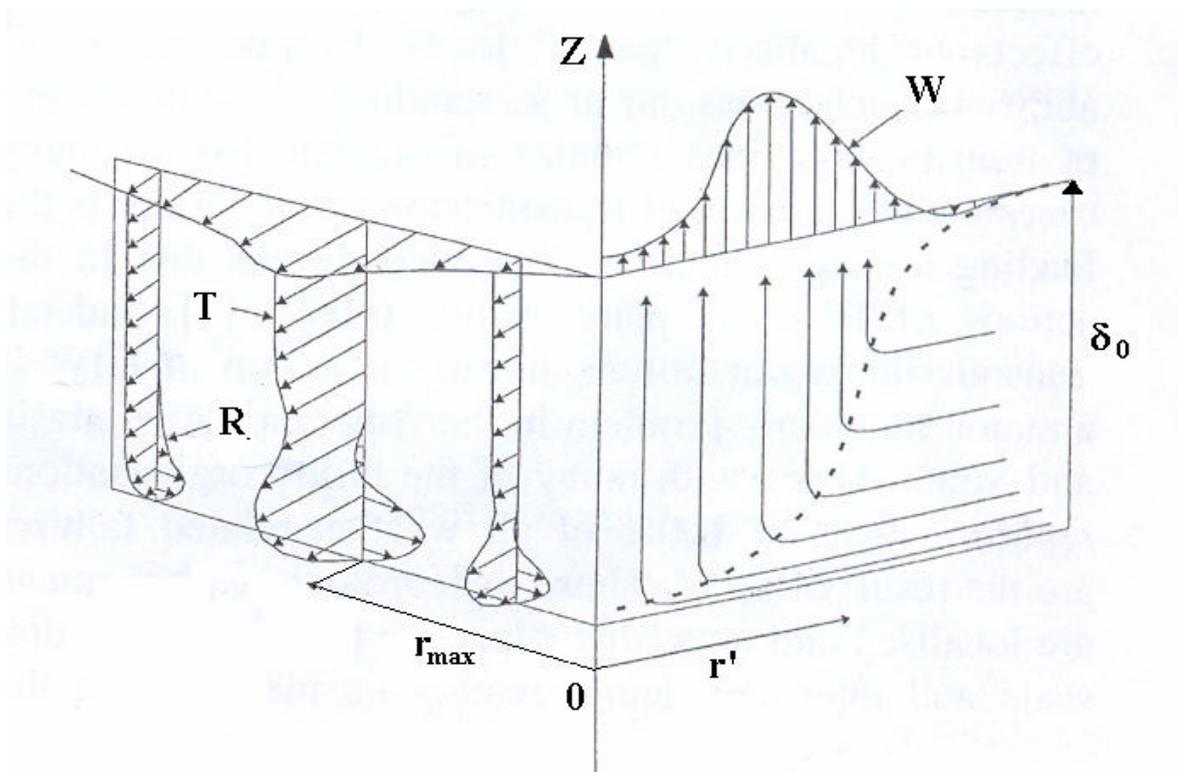


Figura 3.2 - Representação esquemática do campo de vento tornádico proposto por Kuo
– adaptada de Savory et al (2001)

Wen (1975) propõe um campo de vento que é qualitativamente baseado na solução teórica de Kuo (1971), entretanto com um formato simplificado e número de parâmetros reduzido para facilitar aplicações em engenharia. De acordo com o

autor, a espessura da camada limite em função da distância radial, $\delta(r)$, é dada pela equação a seguir:

$$\delta(r) = \delta_0[1 - \exp(-0,5r^2)] \quad (3.1)$$

onde $r = r'/r_{\max}$; r_{\max} é o raio onde a velocidade tangencial é máxima; e δ_0 é a espessura quando $r \gg 1$.

Nota-se que a expressão mantém as propriedades básicas citadas por Kuo (1971), ou seja, a espessura tende a zero quando a distância radial também tende a se anular, cresce rapidamente até $r = 1$ e permanece constante quando $r \gg 1$.

Quanto às componentes de velocidade, T, R e W, distinguem-se duas regiões, definidas pela camada limite. As equações são apresentadas para cada região, separadamente. Acima da camada limite, a componente radial é nula e a componente tangencial é dada por:

$$T(\eta, r) = f(r) = 1,4 \frac{T_{\max}}{r} [1 - \exp(-1,256r^2)] \quad \text{para } \eta > 1 \quad (3.2)$$

onde T_{\max} é a velocidade tangencial máxima acima da camada limite; $\eta = z/\delta$; e z é a altura sobre o solo.

A eq. (3.2) mostra semelhanças com o vórtice combinado de Rankine, pois quando $r \rightarrow 0$, $T(r) \propto r$, e quando $r \gg 1$, $T(r) \propto 1/r$. A componente vertical da solução de Kuo (1971) é ajustada por:

$$W(\eta, r) = g(r) = 93r^3 \exp(-5r) T_{\max} \quad \text{para } \eta > 1 \quad (3.3)$$

Tal componente vertical tem um movimento descendente muito fraco na região externa ao núcleo e um forte movimento ascendente no núcleo, atingindo o máximo na região entre $r = 0,6$ e $r = 1,0$. Tal movimento é também notado por Hoecker (1960) em observações de campo feitas para um tornado ocorrido em Dallas, EUA, em 1957.

Dentro da camada limite, as componentes de velocidade são dadas pelas equações:

$$\begin{aligned}
T(\eta, r) &= f(r)[1 - e^{-\pi\eta} \cos(2b\pi\eta)] \\
R(\eta, r) &= f(r)\{0,672e^{-\pi\eta} \sin[(b+1)\pi\eta]\} \quad \text{para } \eta \leq 1 \\
W(\eta, r) &= g(r)[1 - e^{-\pi\eta} \cos(2b\pi\eta)]
\end{aligned} \tag{3.4}$$

onde $R(\eta, r)$ é a componente radial e $b(r) = 1,2 \exp(-0,8r^4)$. As funções senoidais e co-senoidais vistas nas expressões acima indicam o caráter oscilatório dos perfis dessas componentes de velocidade na região interna da camada limite. O termo b é função de r e as flutuações deixam de existir na região externa ($b \rightarrow 0$).

Observa-se que todas as equações do modelo até agora vistas são escritas em função de três parâmetros livres: r_{\max} , T_{\max} e δ_0 , que podem ser escolhidos apropriadamente conforme características básicas do tornado, como suas dimensões, intensidade, etc. Wen (1975) faz uma comparação dos perfis de velocidade descritos até o momento com aqueles observados por Hoecker (1960), para três alturas diferentes (46, 92 e 305 m), obtendo resultados satisfatórios.

Para a trajetória do tornado esquematizada na Figura 3.3, os perfis de velocidade incidente, u , v e w , segundo as direções principais da estrutura, x , y e z , são dados como:

$$\begin{aligned}
u(z, t) &= -T(\eta, r) \sin\phi - R(\eta, r) \cos\phi + U_0(z) \cos\beta \\
v(z, t) &= T(\eta, r) \cos\phi - R(\eta, r) \sin\phi + U_0(z) \sin\beta \\
w(z, t) &= W(\eta, r)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

T , R e W são dados pelas eqs. (3.2) a (3.4). Tem-se ainda:

$$r = \sqrt{D^2 + (S_0 - V \cdot t)^2} / r_{\max} \tag{3.6}$$

$$\theta = \tan^{-1}[D / (S_0 - V \cdot t)] \tag{3.7}$$

onde $\phi = \beta - \theta$; $U_0(z)$ = vento prevalecente da região. Portanto, ϕ , T e R para uma altura fixa, z , são apenas funções do tempo. D é a distância do centro da estrutura à trajetória do tornado, S_0 é a distância entre o tornado e a estrutura, tomada centro a centro, no início da análise, e V é a velocidade de translação.

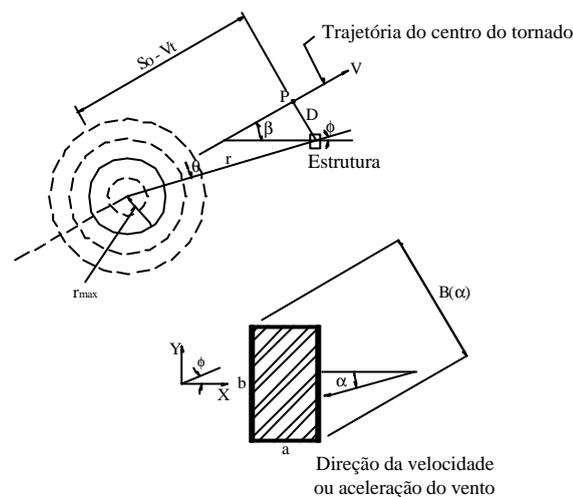


Figura 3.3 – Geometria do problema – adaptada de Wen (1975)

3.2 Avaliação da pressão sobre a estrutura

É geralmente aceito na literatura (Keulegan e Carpenter, 1958; Davenport, 1961; Etkin, 1966) que, para um corpo delgado e de forma não-suave, a relação força/velocidade pode ser descrita pela equação de Morrison (aqui apresentada modificada para o caso de barras prismáticas das torres de transmissão; a equação original é deduzida para um cilindro):

$$F(t) = \frac{1}{2} \rho C_d A_{\text{exp}} U_{\text{ven}} |U_{\text{ven}}| + \rho C_m V_c \frac{dU_{\text{ven}}}{dt} \quad (3.8)$$

$F(t)$ é a força total. Trata-se da soma de duas parcelas: a primeira é a força de arrasto, proporcional ao quadrado da velocidade, e a segunda refere-se à força de inércia, proporcional à aceleração do fluxo. C_d e C_m são os coeficientes de arrasto e de inércia, ρ é a massa específica do fluido, U_{ven} é a velocidade de vento incidente, A_{exp} e V_c são, respectivamente, a área e o volume do corpo expostos perpendicularmente à velocidade e aceleração do vento. Os valores dos coeficientes são determinados experimentalmente. Alguns autores tratam do assunto (Davenport, 1961; Vickery e Kao, 1972). Têm-se obtido valores de C_d

próximos à unidade e insensíveis ao número de Reynolds para edifícios prismáticos (Scruton e Rogers, 1971, apud Wen, 1975).

Para a excitação tornádica, a velocidade incidente em determinada direção é dada pela eq. (3.5). A aceleração consiste de um termo local, correspondente à derivada parcial em relação ao tempo das expressões de velocidade, e de uma parcela convectiva, igual ao produto do vetor velocidade pelo seu gradiente. O trabalhoso procedimento para obtenção da aceleração é demonstrado no Apêndice.